



**HAL**  
open science

# Jonctions ultra-minces p<sup>+</sup>/n pour MOS "ultimes étude de l'impact des défauts sur la mobilité et l'activation du bore

Fabrice Severac

► **To cite this version:**

Fabrice Severac. Jonctions ultra-minces p<sup>+</sup>/n pour MOS "ultimes étude de l'impact des défauts sur la mobilité et l'activation du bore. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2009. Français. NNT: . tel-00390908

**HAL Id: tel-00390908**

**<https://theses.hal.science/tel-00390908>**

Submitted on 3 Jun 2009

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *l'Université Toulouse III - Paul Sabatier*  
Discipline ou spécialité : *Nano Physique*

---

Présentée et soutenue par *Fabrice SEVERAC*  
Le 24 Avril 2009

**Titre :** *Jonctions ultra-minces  $p^+/n$  pour MOS "ultimes": étude de l'impact des défauts cristallins sur la mobilité et l'activation du bore*

---

### JURY

<i>Daniel ALQUIER</i>	<i>Rapporteur</i>	<i>Professeur Université de Tours</i>
<i>Wojciech KNAP</i>	<i>Rapporteur</i>	<i>Directeur de Recherche CNRS</i>
<i>François ARNAUD D'AVITAYA</i>	<i>Examineur</i>	<i>Professeur Université de la Méditerranée</i>
<i>Jean François BOBO</i>	<i>Examineur</i>	<i>Directeur de Recherche CNRS</i>
<i>Jacques GRAFFEUIL</i>	<i>Examineur</i>	<i>Professeur Université Paul Sabatier</i>
<i>Hervé JAOUEN</i>	<i>Examineur</i>	<i>Ingénieur HDR ST Microelectronics</i>
<i>Fuccio CRISTIANO</i>	<i>Directeur de thèse</i>	<i>Chargé de recherche CNRS</i>
<i>Eléna BEDEL-PEREIRA</i>	<i>Directeur de thèse</i>	<i>Chargée de recherche CNRS</i>

---

**Ecole doctorale :** *GEET*  
**Unité de recherche :** *LAAS-CNRS*  
**Directeur(s) de Thèse :** *Fuccio CRISTIANO / Eléna BEDEL-PEREIRA*



# THÈSE

En vue de l'obtention du

## DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par *l'Université Toulouse III - Paul Sabatier*  
Discipline ou spécialité : *Nano Physique*

---

Présentée et soutenue par *Fabrice SEVERAC*  
Le *24 Avril 2009*

**Titre :** *Jonctions ultra-minces  $p^+/n$  pour MOS "ultimes": étude de l'impact des défauts cristallins sur la mobilité et l'activation du bore*

---

### JURY

Daniel ALQUIER	Rapporteur	Professeur Université de Tours
Wojciech KNAP	Rapporteur	Directeur de Recherche CNRS
François ARNAUD D'AVITAYA	Examineur	Professeur Université de la Méditerranée
Jean François BOBO	Examineur	Directeur de Recherche CNRS
Jacques GRAFFEUIL	Examineur	Professeur Université Paul Sabatier
Hervé JAOUEN	Examineur	Ingénieur HDR ST Microelectronics
Fuccio CRISTIANO	Directeur de thèse	Chargé de recherche CNRS
Eléna BEDEL-PEREIRA	Directeur de thèse	Chargée de recherche CNRS

---

**Ecole doctorale :** *GEET*  
**Unité de recherche :** *LAAS-CNRS*  
**Directeur(s) de Thèse :** *Fuccio CRISTIANO / Eléna BEDEL-PEREIRA*



# [Remerciements]

Je tiens tout d'abord à remercier M. Malik Ghallab ancien directeur du LAAS-CNRS ainsi que M. Raja Chatila actuel directeur, pour m'avoir accueilli dans les locaux de leur laboratoire pendant ces années.

Je remercie également M. Jaques Graffeuil d'avoir accepté de présider le jury de ma soutenance de thèse ainsi que Messieurs Daniel Alquier et Wojciech Knap pour leur travail et leurs conseils en tant que rapporteurs. Merci à Messieurs François Arnaud d'Avitaya, Jean François Bobo et Hervé Jaouen d'avoir accepté d'examiner mes travaux de recherche.

Mes profonds remerciements vont bien entendu à Elena Bedel-Perreira et Fuccio Cristiano qui ont tous deux dirigés mes travaux de thèse. Un grand merci Elena, pour ta patience, ta disponibilité et ta grande implication, toujours pleine de bonne humeur et d'idées, toujours à fond, à fond, à fond !!! Merci pour tout Elena. « Gracié millé Fuccio !!!! », merci de m'avoir fait confiance après mon stage de DESS pour continuer l'aventure, merci aussi d'avoir toujours été si disponible pour répondre à mes questions et de m'avoir aidé à faire les bons choix. Ces trois années (et plus) ne se seraient jamais si bien passées sans votre grande implication et vos précieux conseils. Merci infiniment à tous les deux.

Merci à tous les collaborateurs du projet européen, et en particulier à Silke PAUL et Wilfried LERCH de la société MATTSON, qui se sont occupés des recuits et qui m'ont toujours « dépanné » quand j'en avais besoin.

Merci à Claude ARMAND à l'INSA qui a réalisé une quantité énorme de mesures SIMS si importantes pour mes travaux, ainsi qu'à Filippo GIANNAZZO du CNR-IMM pour les mesures SCM toutes aussi importantes.

Je remercie toutes les personnes de TEAM et 2I au LAAS qui m'ont aidé tout au long de mes travaux de recherche à savoir Hugues Granier, Laurent, Fabien, Sam, Seb & Ludo, Boubou, Christina, David x2, Bernard, Pascal, Djafar, Pierre-François, Monique x2, Véronique, Eric, Jean-Christophe, Sandrine, Laurent et Nicolas et ceux que j'ai oublié....

Je souhaite bon courage à la « relève » : Maeva, Jonathan et Fédérico. Merci à tous les foteux du LAAS et du CEMES et les personnes que j'ai croisé tout au long de mon séjour : Mathieu, Habib, Emmanuel, Pierre, Helene, Marine, Gustavo....ceux que j'ai oublié, et une spéciale dédicace à Fabienne, Mr Gabzz, Guillaume, Polo, Pier Francesco, Pamela et surtout Cyril avec qui toutes ces années de collocation de bureau ce sont si bien passées.



---

---

*A mes parents, ma famille, Caro et notre futur(e) petit(e)...*

---

---

**« En matière scientifique, pour être cru il faut prouver. En politique, les discours d'un orateur doué de prestige suffisent à créer d'imaginaires certitudes. »**

Gustave Le Bon *(mais pas si bon que ça...)*





# [Table des matières]

<b>INTRODUCTION GENERALE .....</b>	<b>8</b>
<b>CHAPITRE I : LES JONCTIONS ULTRA-MINCES : PRESENTATION GENERALE ET PROBLEMES INHERENTS .....</b>	<b>14</b>
<b>I.1. CONTEXTE .....</b>	<b>14</b>
I.1.1. La miniaturisation des composants .....	14
I.1.2. Le transistor MOS .....	16
I.1.2.1. Principe de fonctionnement .....	16
I.1.2.2. Les limitations de la réduction d'échelle .....	17
I.1.3. Les jonctions ultra-minces .....	17
<b>I.2. TECHNIQUES DE FABRICATION DES JONCTION P<sup>+</sup>/N .....</b>	<b>19</b>
I.2.1. Le dopage par implantation ionique .....	19
I.2.1.1. Activation des dopants.....	20
I.2.1.2. Implantation du bore dans du silicium cristallin .....	20
I.2.1.3. Implantation du bore dans du silicium préamorphisé.....	21
• <b>Notion de solubilité limite</b> .....	21
• <b>Principe et avantages de la préamorphisation</b> .....	22
I.2.2. Le recuit d'activation .....	23
I.2.2.1. Le recuit « seconde » dit « Spike - RTA » .....	23
I.2.2.2. Le recuit « milliseconde » dit « Flash - RTA » .....	24
I.2.2.3. Le recuit « nanoseconde » dit laser .....	25
<b>I.3. LES PROBLEMES ASSOCIES A L'IMPLANTATION IONIQUE.....</b>	<b>26</b>
I.3.1. Les défauts d'implantation.....	26
I.3.1.1. Les défauts ponctuels.....	26
I.3.1.2. Les défauts étendus.....	27
I.3.2. La diffusion accélérée du bore .....	29
I.3.3. Les clusters de bore interstitiels : les BICs .....	30
I.3.4. Défauts et propriétés électriques des jonctions .....	32
I.3.4.1. Influence des défauts sur les courants de fuite .....	32
I.3.4.2. Influence des défauts sur l'activation des dopants .....	33
<b>CONCLUSION.....</b>	<b>38</b>
<b>REFERENCES DU CHAPITRE I.....</b>	<b>39</b>
<b>CHAPITRE II : MOBILITE DES PORTEURS DE CHARGE ET THEORIE DE L'EFFET HALL .....</b>	<b>46</b>
<b>II.1. NOTION DE MOBILITE DES PORTEURS.....</b>	<b>46</b>
II.1.1. Rappel sur le dopage .....	46
II.1.2. Mouvement des porteurs de charge .....	47

II.1.3.	Les mécanismes de scattering (ou de collision/diffusion) .....	48
II.1.3.1.	Interactions avec le réseau .....	48
II.1.3.2.	Interactions avec les impuretés .....	49
II.1.3.3.	Les autres interactions .....	50
II.1.3.4.	Bilan.....	50
II.1.4.	Mobilité totale.....	51
II.1.4.1.	Règle de Matthiessen.....	51
II.1.4.2.	Comportement général de la mobilité .....	52
<b>II.2.</b>	<b>L'EFFET HALL.....</b>	<b>54</b>
II.2.1.	Historique.....	54
II.2.2.	Théorie générale.....	55
II.2.3.	Théorie avancée .....	57
II.2.3.1.	A l'équilibre thermodynamique.....	58
II.2.3.2.	Sous l'effet d'un champ électrique .....	58
II.2.3.3.	Prise en compte de la distribution des vitesses.....	59
II.2.4.	Le facteur de scattering .....	61
II.2.4.1.	Calcul théorique.....	61
II.2.4.2.	Cas particuliers .....	62
<b>CONCLUSION.....</b>	<b>64</b>	
<b>REFERENCES DU CHAPITRE II.....</b>	<b>65</b>	
<b>CHAPITRE III : METHODES EXPERIMENTALES ET INSTRUMENTATION .....</b>	<b>68</b>	
<b>III.1. ANALYSE CHIMIQUE : LA SPECTROMETRIE DE MASSE A IONISATION SECONDAIRE.....</b>	<b>68</b>	
III.1.1.	Principe de base.....	68
III.1.2.	Description détaillée de l'appareillage .....	69
III.1.3.	Application à notre étude .....	70
<b>III.2. ANALYSE STRUCTURALE : LA MICROSCOPIE ELECTRONIQUE EN TRANSMISSION .....</b>	<b>72</b>	
III.2.1.	Principe et historique.....	72
III.2.2.	Description détaillée de l'appareillage .....	72
<b>III.3. ANALYSES ELECTRIQUES .....</b>	<b>75</b>	
III.3.1.	Mesures par scanning capacitance microscopy (SCM).....	75
III.3.1.1.	Description.....	75
III.3.1.2.	Principe.....	75
III.3.2.	Mesures par la technique des quatre pointes .....	77
III.3.3.	Mesures effet Hall par la méthode Van Der Pauw .....	78

III.3.3.1.	Origines de la méthode Van Der Pauw .....	78
III.3.3.2.	Principe.....	79
III.3.3.3.	Appareillage et mesure .....	80
<b>III.4.</b>	<b>ANALYSE MATHEMATIQUE .....</b>	<b>82</b>
III.4.1.	Principe.....	82
III.4.2.	Application .....	83
<b>REFERENCES DU CHAPITRE III .....</b>		<b>90</b>
 <b>CHAPITRE IV : IMPACT DES BICS SUR LE FACTEUR DE SCATTERING DANS LES JONCTIONS ULTRA-MINCES.....</b>		
<b>94</b>		
<b>IV.1.</b>	<b>MESURE DU FACTEUR DE SCATTERING DANS DES ECHANTILLONS DE REFERENCE.....</b>	<b>94</b>
IV.1.1.	Echantillons utilisés.....	95
IV.1.2.	Mesure directe .....	95
IV.1.2.1.	Effet Hall à très basse température .....	95
IV.1.2.2.	Effet Hall à très fort champ magnétique.....	98
IV.1.3.	Mesure indirecte .....	99
<b>IV.2.</b>	<b>MESURE DU FACTEUR DE SCATTERING EN PRESENCE DE BICs.....</b>	<b>102</b>
IV.2.1.	Echantillons utilisés.....	102
IV.2.2.	Résultats .....	103
<b>REFERENCES DU CHAPITRE IV.....</b>		<b>109</b>
 <b>CHAPITRE V : ROLE DES DEFAUTS SUR LES PROPRIETES ELECTRIQUES DES JONCTIONS ULTRA-MINCES.....</b>		
<b>112</b>		
<b>V.1.</b>	<b>DEGRADATION DE LA MOBILITE DE DERIVE DES PORTEURS PAR LES BICS .....</b>	<b>112</b>
V.1.1.	Mise en évidence.....	112
V.1.1.1.	Echantillons étudiés .....	112
V.1.1.2.	Cas de structure entièrement active .....	113
V.1.1.3.	Cas de structures partiellement actives.....	114
V.1.2.	Cas de jonctions réalisées par implantation .....	120
V.1.2.1.	Echantillons étudiés .....	120
V.1.2.2.	Résultats et interprétation .....	120
	• <b>Evolution du coefficient de mobilité <math>\alpha</math> avec la concentration de BICs .....</b>	<b>120</b>
	• <b>Evolution de la mobilité des porteurs en fonction de la température.....</b>	<b>123</b>
<b>V.2.</b>	<b>INFLUENCE DES DEFAUTS EOR SUR L'ACTIVATION DU BORE .....</b>	<b>126</b>
V.2.1.	Echantillons étudiés .....	126

V.2.2. Résultats et interprétation .....	126
<b>CONCLUSION.....</b>	<b>132</b>
<b>REFERENCES DU CHAPITRE V .....</b>	<b>133</b>
<b>CHAPITRE VI : UTILISATION DE NOUVEAUX MATERIAUX SOI ET SIGE : APPLICATIONS ET PERSPECTIVES.....</b>	<b>136</b>
<b>VI.1. DIFFUSION ET ACTIVATION DU BORE DANS LE SOI : EFFET DE L'OXYDE ENTERRE SUR LA DISSOLUTION DES EOR .....</b>	<b>136</b>
VI.1.1. Technologie silicium sur isolant (SOI) : présentation.....	136
VI.1.2. Expérience mise en place .....	137
VI.1.3. Résultats et interprétation.....	138
VI.1.3.1. Evolution des paramètres électriques .....	138
VI.1.3.2. Evolution de la diffusion du bore .....	141
VI.2.1. Les alliages $Si_{1-x}Ge_x$ : présentation .....	143
VI.2.2. Expérience mise en place .....	145
VI.2.3. Résultats et interprétation.....	146
<b>REFERENCES DU CHAPITRE VI.....</b>	<b>150</b>
<b>CONCLUSION GENERALE.....</b>	<b>152</b>
<b>ANNEXE I : FABRICATION DES STRUCTURES VAN DER PAUW.....</b>	<b>156</b>
<b>ANNEXE II : MESURES A FORT CHAMP MAGNETIQUE/TRES BASSE TEMPERATURE.....</b>	<b>164</b>
<b>ANNEXE III : DETAILS EXPERIMENTAUX.....</b>	<b>168</b>
<b>PRODUCTION SCIENTIFIQUE .....</b>	<b>174</b>



# [Introduction générale]



## INTRODUCTION GENERALE

Depuis bientôt 40 ans, on assiste à une course à la réduction des dimensions des composants de la microélectronique pour accroître encore et toujours les performances de nos ordinateurs, téléphones, téléviseurs et autres appareils « high-tech ». Dans ce but, un consortium international d'entreprises met à disposition des fabricants une feuille de route des besoins et des défis auxquels sera confrontée l'industrie des semi-conducteurs au cours des quinze prochaines années, il s'agit de l'**ITRS** (*International Technology Roadmap for Semiconductors*). Cependant, il est de plus en plus difficile aujourd'hui de répondre aux exigences de cette « roadmap ». En effet, pour des raisons financières, la tendance est de conserver au maximum les matériaux, les architectures et les procédés de fabrication standard, aussi de nouveaux obstacles apparaissent.



Reproduction du premier transistor réalisé en 1947 dans les laboratoires « BELL Labs ».

Si l'on prend le cas du transistor MOS à effet de champ (MOSFET), qui est de nos jours le dispositif le plus répandu dans la production de composants semi-conducteurs pour son faible coût de production et sa facilité d'intégration, la réduction de ses dimensions doit être à la fois horizontale et verticale. En particulier, si l'on s'intéresse aux jonctions  $p^+/n$  qui composent l'ensemble source/drain du transistor PMOS, leur profondeur doit approcher les 10nm et avoir une résistance très faible. Des dimensions critiques sont nécessaires et les limites des matériaux et des procédés sont atteintes : on parle de jonctions « ultra-minces » et de composants « ultimes ».

La fabrication de jonctions répondant à de tels critères nécessite la mise en place d'étapes technologiques supplémentaires par rapport aux jonctions « classiques » plus profondes et moins dopées. D'autre part, l'utilisation des appareillages dans des conditions très poussées (basse énergie et forte dose pour l'implantation, hautes températures et temps court pour le recuit) s'avère indispensable. Des perturbations supplémentaires dues aux phénomènes physiques particuliers découlant des nouvelles techniques de fabrication sont engendrées. En effet, la solution technologique la plus fiable et la plus économique pour la réalisation de telles jonctions  $p^+/n$  est l'implantation ionique de bore à très basse énergie (0,5keV) et très forte dose ( $1 \times 10^{15}$  at/cm<sup>-2</sup>). Pour obtenir une jonction plus abrupte, le bore est implanté dans une couche préalablement amorphisée par bombardement d'ions électriquement neutres

(en général des ions  $\text{Ge}^+$  ou  $\text{Si}^+$ ). Ensuite, une certaine quantité d'énergie est nécessaire pour que les atomes de bore implantés passent en position substitutionnelle dans le réseau cristallin et deviennent ainsi électriquement actifs. Cette énergie est apportée par un recuit thermique, le recuit d'activation, qui a lieu juste à la suite de l'étape d'implantation ionique. Au cours de ce recuit, certaines difficultés apparaissent ; en effet pour obtenir les faibles niveaux de résistance requis par l'ITRS, les doses de dopant implanté sont considérables, au-delà des solubilités limite des impuretés aux températures de recuit utilisées. Par conséquent, une très grande quantité d'atomes en position interstitielle précipite sous la forme de clusters. Dans le cas du bore, on appelle ces défauts cristallins des **BICs** pour *Boron Interstitial Clusters*. Selon les conditions d'implantation et de recuit utilisés, jusqu'à 90% des atomes implantés peuvent s'agglomérer. Etant électriquement inactifs, ils vont considérablement affecter la qualité de la jonction et rendre plus difficile encore l'obtention des caractéristiques requises par l'ITRS. D'autres types de défauts cristallins peuvent être également créés, notamment lors de l'étape de préamorphisation, et venir dégrader la jonction. Les propriétés structurales de ces défauts ont été largement étudiées au cours des dernières années notamment par microscopie électronique à transmission (TEM) et par simulation *Ab initio*. Cependant, l'analyse des performances électriques des jonctions se limite dans la majorité des cas à des mesures de résistance carrée (par la technique conventionnelle des quatre pointes). Une simple mesure de résistance ne permet pas une étude approfondie des phénomènes, c'est pourquoi une analyse poussée de l'influence des défauts sur les différentes propriétés électriques des jonctions s'avère nécessaire, et plus particulièrement sur la mobilité des porteurs qui est la plus à même d'être affectée.

La réalisation de transistor MOS de taille « ultime » ne pourra se faire que si l'on arrive à comprendre et contrôler parfaitement les phénomènes physiques qui adviennent lors de leur fabrication, et plus particulièrement l'influence des défauts cristallins sur les performances électriques d'une jonction  $p^+/n$ , comme traité dans ce travail. En effet, la compréhension du rôle des défauts sur l'activation et la mobilité des porteurs permettra d'améliorer et d'adapter les procédés de fabrication pour optimiser au maximum les performances électriques des jonctions et par conséquent celles des transistors. Cette thèse s'inscrit dans ce contexte, et nous allons, en combinant plusieurs techniques de caractérisation électrique, chimique, structurale ou mathématique, et en contrôlant les différents paramètres de fabrication, étudier l'impact des défauts cristallins sur les paramètres électriques d'une jonction ultramince.

Ces travaux ont été réalisés dans le cadre du projet européen **ATOMICS** (*Advanced Front-End Technology Modeling for Ultimate Integrated Circuits*) en collaboration avec de nombreux partenaires industriels et universitaires. L'objectif de ce projet était, la modélisation des mécanismes d'activation et de désactivation des dopants dans le silicium dans le cas d'implantations basse énergie et de recuits ultra-rapides, technologies utilisées pour la fabrication des futures générations de transistors MOS (32nm). Il s'agissait, au delà, d'établir des modèles prenant en compte l'évolution des défauts étendus, l'activation et la ségrégation des dopants dans les alliages silicium/germanium (SiGe) contraints ou non, le silicium contraint et le silicium sur isolant (SOI). Je me suis donc impliqué dans de nombreuses études qui ont donné lieu aux publications dont les références sont regroupées à la fin de ce manuscrit de thèse (p176-177). Ces différents travaux m'ont conduit à étudier un grand nombre d'échantillons de nature très différente, dont seule une partie sera discutée dans le cadre de ce manuscrit.

Dans un premier chapitre, nous plaçons le contexte de ce travail, en particulier la miniaturisation des transistors pMOS de taille ultime. Nous présentons le rôle important des jonctions ultra-minces, leurs techniques de fabrication ainsi que les problèmes associés, notamment la génération de défauts cristallins lors de leur fabrication.

Le deuxième chapitre traite principalement de l'effet Hall, technique de caractérisation électrique que j'ai principalement utilisé au cours de ces travaux. Il s'agit d'une des plus importantes de l'histoire des semi-conducteurs. En effet, découvert en 1879 par **Edwin Herbert Hall**, l'effet Hall est toujours utilisé de nos jours pour l'étude des composants de pointe. Nous définissons également en détail dans ce chapitre la notion de mobilité des porteurs, paramètre déterminé grâce aux mesures par effet Hall et qui tient un rôle central dans ces travaux.

Le chapitre 3 porte essentiellement sur la méthode expérimentale de caractérisation et l'instrumentation ; toutes les techniques d'analyse utilisées durant ces recherches y sont décrites et discutées. Nous présentons notamment une méthode d'analyse mathématique des différents paramètres mesurés que nous avons développé et qui s'avère essentielle pour la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu.

Le quatrième chapitre traite des résultats que nous avons obtenus sur le facteur de scattering ; un paramètre déterminant dans la mesure par effet Hall. En effet, doit être appliqué aux valeurs brutes de mesure (mobilité et dose de Hall) un coefficient de correction pour obtenir les valeurs réelles (mobilité des porteurs et dose de dopant actif). Ce paramètre est essen-

tiel car sa méconnaissance peut engendrer des erreurs de plus de 30%. Il dépend du matériau étudié, de la température, du champ magnétique et surtout des différents mécanismes de diffusion des porteurs. Dans le cas d'un dopage au bore dans le silicium, la communauté utilise généralement une valeur du facteur de scattering déterminée dans du silicium massif pour des faibles dopages ou dans des échantillons soumis à de très long recuits pour dissoudre tout défaut cristallin. Pour ce qui est des jonctions ultra-minces, qui contiennent nombre de défauts cristallins, nous montrons que ce coefficient est modifié et avons déterminé sa valeur pour ce cas précis, c'est-à-dire en présence de grandes concentrations de BICs. Les différentes méthodes utilisées pour la détermination de ce coefficient sont décrites et discutées.

Un cinquième chapitre regroupe les résultats qui répondent aux principales interrogations à l'origine de cette thèse, à savoir l'influence des défauts cristallins sur les propriétés électriques des jonctions ultra-minces. Ces conclusions et interprétations n'ont pu être possibles que grâce à la confrontation des différentes techniques et méthodes d'analyses mise en place et décrites dans les chapitres précédents.

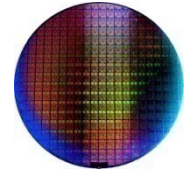
Enfin, dans un sixième et dernier chapitre, nous présentons certaines voies utilisées pour limiter les problèmes liés aux défauts et améliorer les performances, à savoir l'utilisation de nouveaux matériaux tels que le SOI (Silicon On Insulator), le SiGe (alliage silicium/germanium) ainsi que le Ge (germanium) pur.



# Chapitre I

**[Les jonctions ultra-minces :  
présentation générale et  
problèmes inhérents]**

# Chapitre I : Les jonctions ultra-minces : présentation générale et problèmes inhérents



La réalisation de jonction  $p^+/n$  de quelques nanomètre de profondeur et de résistance très faible est indispensable pour rester en lice dans la course à la miniaturisation pour la réalisation notamment de transistor pMOS de taille « ultime ». Après avoir décrit la place des jonctions ultra-minces dans le cadre de l'évolution des dispositifs, nous présentons leurs méthodes de fabrication actuelles ainsi que les problèmes inhérents aux critères demandés qui entraînent une dégradation de la qualité des jonctions ainsi élaborées.

## I.1. CONTEXTE

### I.1.1. La miniaturisation des composants

En 1969 était conçu le premier microprocesseur, « l'INTEL 4004 » par Marcian Hoff et Federico Faggin. Quatre ans auparavant, Gordon Moore, un des trois fondateurs de la société INTEL® présentait dans « *Electronics Magazine* » ce que l'on appelle la première loi de Moore [1]. Constatant que la « *complexité des semi-conducteurs proposés en entrée de gamme doublait tous les ans à coût constant depuis 1959* » date de leur invention, il postula la poursuite de cette croissance. Il réévalua sa première hypothèse en 1975 [2] en modifiant la période d'évolution de 12 à 18 mois.

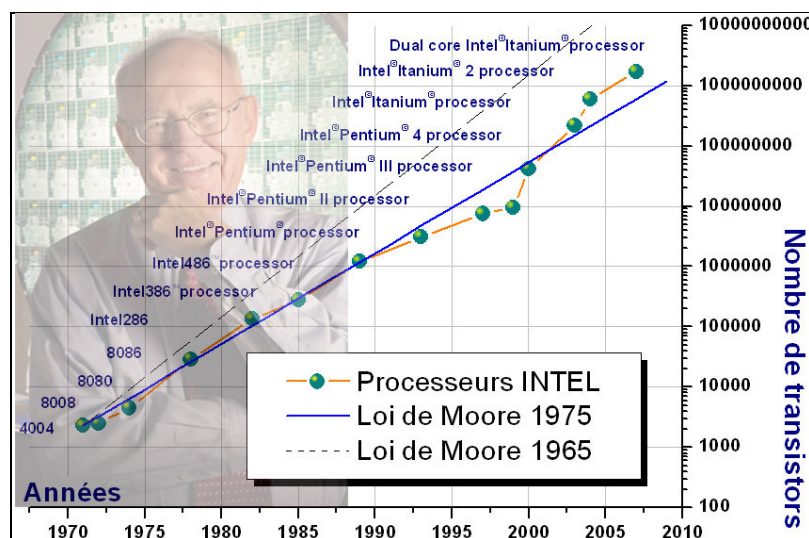


Figure 1 : Croissance du nombre de transistors dans les microprocesseurs Intel suivant la loi de Moore. On peut noter la justesse de la seconde loi de Moore ajustée en 1975.

On observe sur la Figure 1 la pertinence de ses prédictions : la deuxième loi de Moore s'avère valide depuis maintenant quarante ans, en réalité, sa date d'expiration est repoussée au fur et à mesure que les limites physiques et technologiques sont franchies. Par exemple, depuis 2004, des difficultés de dissipation thermique empêchent une montée en fréquence en dépit de la taille plus faible des composants. Cet obstacle est pour le moment contourné grâce au doublement du nombre de processeurs sur une puce, la fréquence restant pour sa part inchangée, il s'agit des technologies dites « double cœur ». Cependant, selon Gordon Moore lui-même, sa loi ne sera plus applicable d'ici dix à quinze ans (entretien du 18/09/2007 à la « National Public Radio »), la miniaturisation a ses limites et des effets de bruits parasites (effets quantiques) apparaîtront.

Ainsi depuis quarante ans, on assiste à une course à la réduction des dimensions des composants pour accroître les performances. Si l'on s'arrête sur le cas du transistor MOS, le dispositif le plus répandu dans la production actuelle de composants semi-conducteurs, sa miniaturisation est guidée par un jeu simple de règles de réduction d'échelle. En 1974, **Robert H. Dennard** évoque une théorie de réduction d'échelle [3] reposant sur un même facteur  $\kappa$  qui permet de passer d'une génération à une autre tout en conservant le champ électrique constant. La réduction des dimensions du dispositif (longueur de grille  $L_G$ , largeur de zone active  $W$ , épaisseur d'oxyde de grille  $T_{ox}$  et profondeur de jonction  $X_j$  représentées sur la Figure 2) par ce facteur  $\kappa$  est accompagnée d'une réduction de la tension d'alimentation et une augmentation de la concentration de dopants dans le canal par ce même facteur  $\kappa$ .

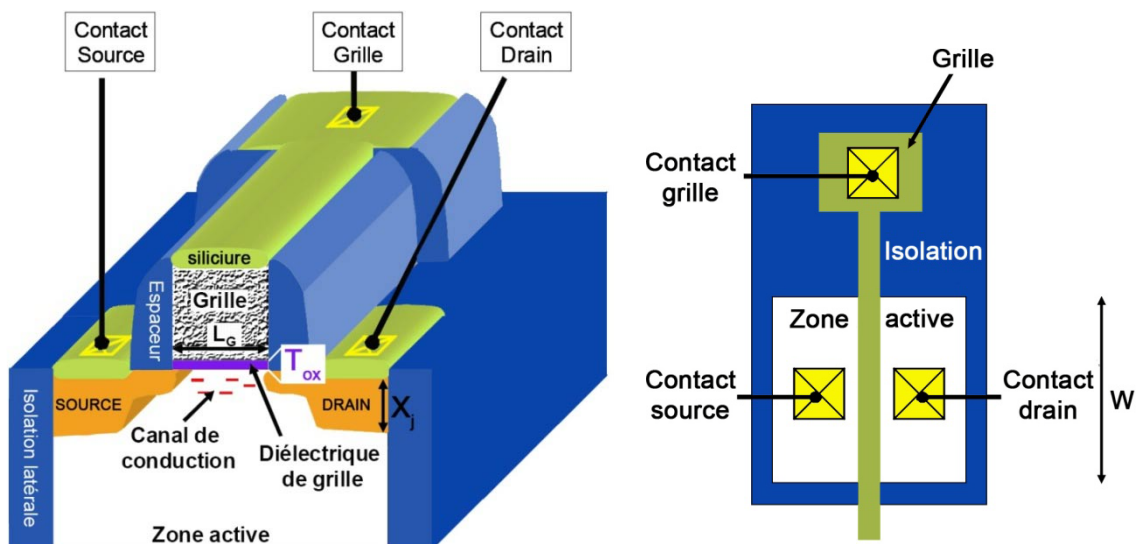


Figure 2 : Schéma de principe d'un transistor MOSFET, la figure de gauche représente une coupe en trois dimensions, et celle de droite une vue de dessus simplifiée. Les dimensions caractéristiques de ce dispositif sont mentionnées à savoir longueur de grille  $L_G$ , largeur de zone active  $W$ , épaisseur d'oxyde de grille  $T_{ox}$  et profondeur de jonction  $X_j$ .



Le premier microprocesseur commercialisé par INTEL<sup>®</sup> était constitué de 2300 transistors MOS de 10 $\mu$ m de longueur de grille et fonctionnait à une fréquence d'horloge de 108kHz. Depuis, le nombre de transistor par processeur a été multiplié par 60.000 avec aujourd'hui 140 millions de transistors de 45nm de longueur de grille avec une fréquence d'horloge supérieure à 4GHz.

Les valeurs requises pour les dimensions des dispositifs sont publiées et mise à jour régulièrement par un consortium international d'entreprises qui met à disposition des fabricants une feuille de route des besoins et des défis auxquels sera confrontée l'industrie des semi-conducteurs au cours des quinze prochaines années : l'ITRS (International Technology Roadmap for Semiconductors).

## I.1.2. Le transistor MOS

### I.1.2.1. Principe de fonctionnement

Le fonctionnement du transistor à effet de champ (MOSFET) repose, comme son nom l'indique, sur l'action d'un champ électrique vertical. Deux réservoirs de charge (la **source** et le **drain**) sont séparés par une zone semi-conductrice appelée canal de conduction : le champ électrique régi par une électrode de commande appelée **grille**, à travers une couche isolante constituée par le diélectrique de grille, va moduler localement la concentration de porteurs à l'intérieur du canal.

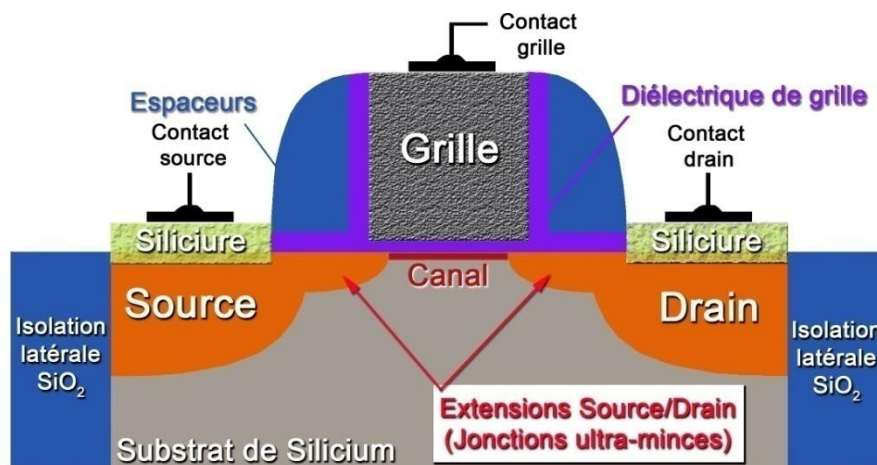


Figure 3 : Schéma d'un transistor MOSFET submicronique, on distingue les deux réservoirs de charge : la source et le drain, ainsi que l'électrode de commande : la grille. Les extensions de ces deux réservoirs, qui constituent les jonctions ultra-minces, sont les plus petits éléments du dispositif.

En mode saturé, le fonctionnement de l'électrode de grille s'apparente à un interrupteur contrôlant le passage de l'état passant (interrupteur fermé, les porteurs peuvent passer d'un réservoir à l'autre) à l'état bloquant (interrupteur ouvert, les porteurs ne peuvent pas traverser de la source au drain). On parvient à l'état passant lorsqu'une certaine tension est atteinte au niveau de la grille : c'est la tension de seuil  $V_{th}$ . On observe sur la Figure 3 les différentes parties citées précédemment constituant le transistor MOS. On obtient ainsi un interrupteur qui permet de contrôler un état 0 ou 1 en sortie, ce qui explique l'utilisation massive du transistor MOSFET dans la conception des circuits logiques.

#### I.1.2.2. Limitation de la réduction d'échelle

Nous avons vu que la réduction des dimensions d'un transistor MOS s'accompagne de la réduction de la longueur de grille  $L_G$  et donc du canal de conduction. Mais cela donne lieu à l'apparition d'effets électrostatiques parasites dits de « *canal court* » (ou « *Short Channel Effect* »). Lorsqu'on rapproche le drain de la source (en diminuant  $L_G$ ), on rapproche l'une de l'autre les zones de charge d'espace (ZCE) source/substrat et drain/substrat. Ces ZCE jouent normalement le rôle de barrière pour le courant vers le substrat : les porteurs majoritaires des réservoirs de source et drain voient une barrière de potentiel qui les empêche de diffuser vers le substrat (et inversement). Quand la tension source/drain augmente, la ZCE drain/substrat s'étend et peut, pour des valeurs faibles de longueur de grille, rejoindre la ZCE source/substrat. Dans ces conditions, la barrière de potentiel à la frontière source/substrat diminue, les porteurs majoritaires de la source peuvent diffuser dans le substrat et un courant de fuite entre la source et le drain apparaît alors via le substrat.

La conséquence de ce phénomène est l'influence grandissante des jonctions sur le fonctionnement du transistor. Il s'agit d'une perte de contrôle de l'électrode de grille sur le canal de conduction : la tension de seuil  $V_{th}$  chute fortement alors que le courant de fuite  $I_{off}$  augmente nettement. Ces effets peuvent être néfastes pour le bon fonctionnement d'un circuit CMOS.

### I.1.3. Les jonctions ultra-minces

Pour remédier à l'influence des réservoirs de charges sur le contrôle exercé par l'électrode de grille, on doit réduire à la fois la profondeur  $X_j$  des régions source et drain [4, 5] et la longueur de grille  $L_G$ . Cependant, les zones de contacts doivent rester fortement dopées, on met donc en place des jonctions intermédiaires entre les « véritables »

source/drain et le canal. Ces extensions, qui apparaissent sur la Figure 3, constituent les **jonctions ultra-minces** étudiées dans ces travaux de thèse.

La réduction de la profondeur de jonction  $X_j$  a pour effet une dégradation de sa résistance. En effet, pour un même niveau de dopage, une couche conductrice voit sa résistance augmenter lorsque son épaisseur diminue. Ainsi, il est important de maximiser le niveau de dopage de ces extensions pour conserver des résistances faibles. D'autre part, un profil abrupt de dopant permettra de réduire des résistances parasites. Aussi, les jonctions ultra-minces doivent combiner à leur faible profondeur un niveau et un gradient de dopage très élevés.

Nous avons choisi pour l'ensemble de l'étude de nous intéresser à un seul type de dopant : **le bore**. Le choix a été guidé par le fait que les jonctions  $p^+/n$  sont les plus difficiles à réaliser compte tenu notamment des mécanismes de diffusion particulier du bore, mécanismes que nous présentons dans les sections suivantes.

Comme mentionné dans la section I.1.1, les dimensions caractéristiques des différentes parties des dispositifs sont données par l'**ITRS**. Dans le cas des jonctions ultra-minces, deux paramètres sont donc retenus : leur profondeur  $X_j$  et leur niveau de résistance électrique. Ce dernier est représenté par la résistance par carrée,  $R_s$ , de la zone dopée (ce paramètre sera décrit en détail dans la section III.1.3.1). Les valeurs maximales de ces deux paramètres requises pour les jonctions  $p^+/n$  dans la version 2007 de la feuille de route sont représentées sur la Figure 4, pour le cas des technologies 45nm et 65nm, sous forme d'un diagramme  $R_s/X_j$ . Les zones rectangulaires délimitent ainsi les valeurs acceptables.

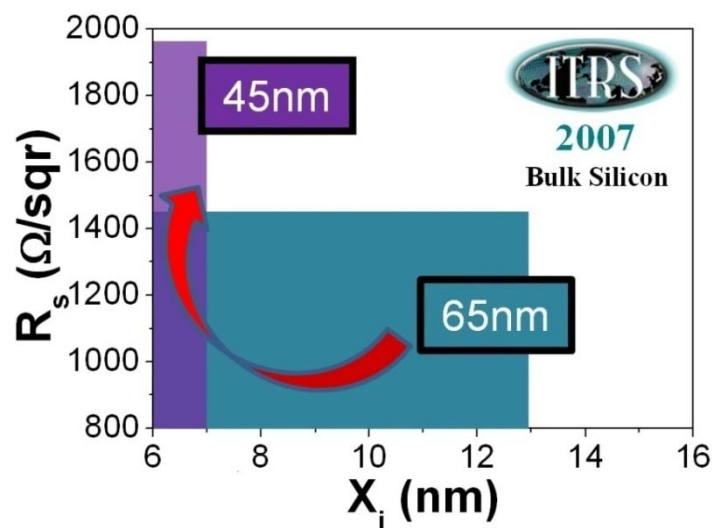


Figure 4 : Diagramme  $R_s=f(X_j)$  regroupant les valeurs de profondeur de jonction et de résistance carrée requises par la version 2007 de l'ITRS pour les technologies MOS 65 et 45nm réalisées dans du silicium massif.

D'après ce graphe, les profondeurs des jonctions demandées pour les technologies MOS 45nm sont de l'ordre de 7nm pour des valeurs de résistances carrées proches de  $2500\Omega/\text{sqr}$ . Nous décrivons dans la section suivante les techniques utilisées pour la fabrication de telles jonctions.

## I.2. TECHNIQUES DE FABRICATION DES JONCTION P<sup>+</sup>/N

Pour des raisons financières, la tendance des industries des semi-conducteurs est de conserver au maximum les procédés de fabrication standard qu'il suffit donc d'adapter et d'optimiser pour atteindre les caractéristiques des jonctions requises par l'ITRS. La technique d'élaboration conventionnelle des jonctions source/drain consiste en l'incorporation des dopants par implantation ionique suivi d'un recuit d'activation.

### I.2.1. Le dopage par implantation ionique

Décrite en 1954 par **William Shockley** (1910-1989), l'un des trois prix Nobel co-inventeur du transistor dans les années 40, l'implantation ionique est la méthode la plus répandue pour incorporer des atomes dopants dans un substrat semi-conducteur. Elle a vu ses premières applications industrielles au début des années 70 et a rapidement remplacé le procédé d'incorporation des dopants par diffusion thermique, car elle peut s'appliquer à tout type de matériau.

Le principe de l'implantation ionique est le suivant : à partir d'une source gazeuse, solide ou liquide, contenant l'atome à implanter, un plasma est créé. Un champ électrique appliqué à la sortie de cette source permet l'extraction des ions. Ce faisceau ionique traverse ensuite un aimant qui produit un champ magnétique permettant de sélectionner l'ion à implanter en fonction de sa masse atomique. Le faisceau est ensuite accéléré puis focalisé et enfin balaie toute la surface de l'échantillon. Les ions ainsi accélérés vont alors subir de nombreuses collisions avec les atomes de la cible, leur énergie va être graduellement réduite jusqu'à être nulle. L'avantage de cette technique est que l'on maîtrise parfaitement tous les paramètres du procédé. En effet, la profondeur d'implantation est directement liée à l'énergie des ions, et la quantité de dopant que l'on souhaite introduire est quant à elle, contrôlée par la mesure du courant d'ion du faisceau et le temps d'exposition. Pour créer une zone dopée p<sup>+</sup>, le bore présente les meilleures caractéristiques parmi les dopants de type accepteurs (colonne III du tableau de Mendeleïev) : sa faible énergie d'ionisation et surtout sa grande solubilité dans le silicium permettent d'atteindre les forts niveaux de dopage visés.

#### I.2.1.1. Activation des dopants

Lorsqu'ils sont introduits dans un substrat cristallin, les atomes dopants viennent se loger soit dans les interstices du réseau cristallin, c'est-à-dire dans un vide entre les atomes du réseau, on parle de position **interstitielle** (Figure 10 (b)) ; ils sont alors **électriquement inactifs**, soit dans un site substitutionnel du réseau (dans notre cas un site où aurait du se trouver un atome de silicium) ; on parle de position **substitutionnelle** (Figure 10 (d)). L'absence d'un atome sur un nœud du réseau cristallin est un défaut dit ponctuel appelé lacune. Nous reviendrons en détail sur les différents types de défauts cristallins dans la section I.3. Pour pouvoir être électriquement actif, l'atome dopant doit se trouver en position substitutionnelle, le déplacement des impuretés interstitielles en site substitutionnel nécessite une grande quantité d'énergie fournie par un recuit dit « d'activation » qui suit l'implantation et dont nous décrivons les différents types dans la section I.2.2.

Toutefois, pour qu'il soit électriquement actif, l'atome de bore en position substitutionnelle doit aussi être **ionisé**. Un électron d'un atome de silicium voisin doit pouvoir être transféré et fixé sur l'atome de bore pour générer un porteur positif (ou trou) dans le cristal de silicium. L'énergie nécessaire à ce transfert est **l'énergie d'ionisation**, dans le cas du bore elle est très faible et l'énergie thermique à température ambiante est suffisante, d'où l'avantage de l'utilisation du bore comme dopant de type p.

#### I.2.1.2. Implantation du bore dans du silicium cristallin

Le silicium possède une structure cristalline de type diamant. Lorsqu'on plante des ions dans un tel substrat, la direction de propagation du faisceau d'ion incident peut correspondre à certaines directions cristallines, notamment les directions  $\langle 110 \rangle$ ,  $\langle 111 \rangle$  et  $\langle 100 \rangle$  (cf. Figure 5). S'ils pénètrent le long de ces « canaux » cristallins, les ions ne subissent aucun choc nucléaire et le freinage électronique est moins important en raison de la faible densité électronique régissante. Les ions vont alors s'infiltrer jusqu'à des profondeurs importantes [6] : on appelle cet effet le « phénomène de canalisation ». La conséquence de ce phénomène est l'obtention d'une jonction plus profonde et moins abrupte, ce qui va à l'opposé des caractéristiques des jonctions que l'on veut obtenir.

Une première solution pour limiter ces effets de canalisation est d'orienter le substrat à planter de telle façon que les ions incidents ne "voient" plus ces canaux cristallins. De manière générale, le faisceau incident est dévié d'un angle de  $7^\circ$  (tilt) et on applique au substrat une rotation d'un angle de  $28^\circ$  (twist) par rapport à l'axe du faisceau d'ions.

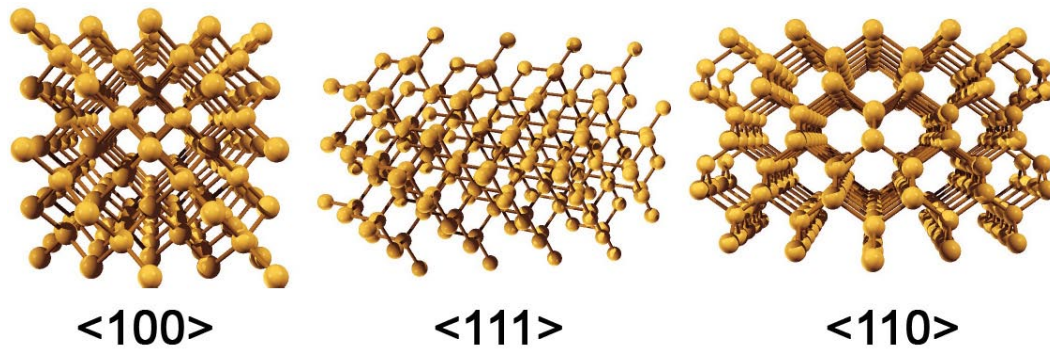


Figure 5 : Visualisation schématique des « canaux » cristallins du silicium [73].

On combine également cette première solution avec l'utilisation de substrats préamorphisés qui apportent des avantages supplémentaires.

### I.2.1.3. Implantation du bore dans du silicium préamorphisé

- Notion de solubilité limite

La solubilité limite est définie comme la concentration maximale de dopant au delà de laquelle des phénomènes de précipitation surviennent. C'est à la fin des années 70 qu'Armigliato et al. [7] ont étudié en détail la solubilité limite du bore dans le silicium. Ils ont permis d'établir les seuils de concentrations à partir desquelles le bore précipite et ont été les premiers à proposer une loi décrivant la variation de la solubilité limite solide du bore dans le silicium de 900°C à 1325°C. En dessous de 800°C, une régression linéaire des points expérimentaux a permis d'établir une autre loi. Une compilation des différents résultats publiés dans la littérature est montrée sur la Figure 6 [8]. On note qu'entre 800°C et 950°C les valeurs de solubilité limite évoluent entre les deux régressions linéaires et il a été montré que pour ces températures, les seuils de concentration augmentaient avec les temps de recuit [8-10].

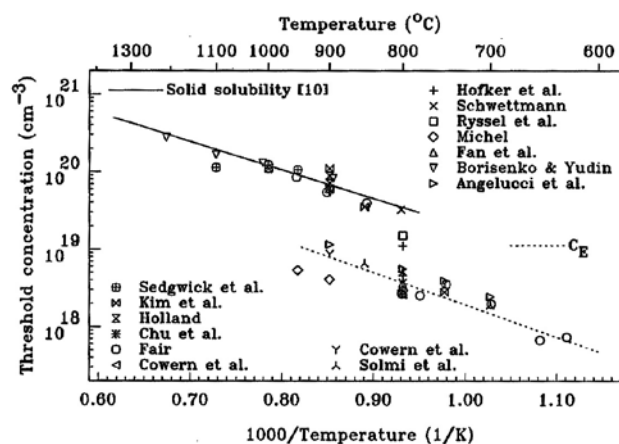


Figure 6 : Compilation des différentes valeurs de solubilité limite du bore dans le silicium et des niveaux d'activation  $C_E$  en fonction des températures de recuit [8].

- **Principe et avantages de la préamorphisation**

L'étude de cette technique a commencé au début des années 80 [11-14]. L'étape de préamorphisation consiste à "casser" la structure cristalline du substrat afin de le rendre amorphe. Pour ce faire, avant l'implantation du bore, on bombarde le substrat avec des ions lourds et électriquement neutres (en général des ions  $\text{Ge}^+$  ou  $\text{Si}^+$ ). Cette étape va considérablement atténuer le phénomène de canalisation comme le montre la Figure 7 qui représente des profils de concentration de bore implanté dans des substrats de silicium cristallin et amorphisé.

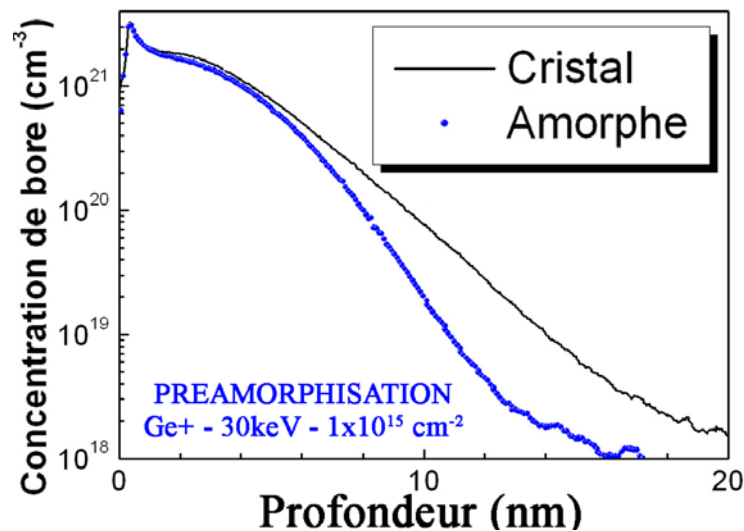


Figure 7 : Profils de concentration de bore implanté dans des substrats de silicium cristallin et amorphe. On observe nettement les effets de la préamorphisation du substrat : le profil de bore est plus abrupt dans le cas du substrat préamorphisé, les effets de canalisation sont réduits.

Ces profils ont été réalisés par spectrométrie de masse à ionisation secondaire (SIMS), technique que nous détaillerons au chapitre III. Il apparaît clairement que l'on obtient un profil plus abrupt lorsque l'on implante le bore dans un substrat préalablement amorphisé, en l'occurrence ici une implantation d'ions Ge à une énergie de 30keV et une dose de  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ , créant une zone amorphe de 50nm depuis la surface.

Une étape de recuit est ensuite nécessaire, non seulement pour restaurer la cristallinité de la région amorphisée mais aussi pour redistribuer les atomes de bore dans les sites substitutionnels du réseau. La recristallisation se produit à partir d'une température de recuit basse (environ 550°C), elle correspond à un déplacement planaire de l'interface amorphe/cristal du substrat vers la surface, on parle alors de croissance par épitaxie en phase solide (ou SPEG pour Solid Phase Epitaxy Growth) [15]. Lors de cette étape se produit l'activation des dopants

par leur mise en site substitutionnel. Dans ce cas, la température, donc l'énergie demandée est nettement inférieure à celle nécessaire à l'activation du bore implanté dans un substrat cristallin. Ainsi les niveaux d'activation obtenus par cette technique sont très importants et peuvent dépasser largement les valeurs de solubilité limite du bore dans le silicium, notamment pour des basse températures de recuit [16]. Par exemple la solubilité limite du bore dans le silicium cristallin à 650°C est de  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  alors qu'elle est de  $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  lorsqu'on réalise la préamorphisation du substrat.

En résumé, l'étape de préamorphisation du substrat présente deux principaux avantages qui sont l'obtention de profils de concentration plus abrupts, et de meilleurs niveaux d'activation des dopants. Cependant, l'introduction des dopants par implantation ionique conduit à des limites physiques en particulier la création de défauts cristallins qui peuvent être à l'origine d'importantes dégradations des paramètres des jonctions fabriquées. Nous reviendrons en détail sur ces défauts cristallins dans la section I.3. Mais auparavant, pour compléter cette partie sur la fabrication des jonctions ultra-minces, nous allons présenter les différents types de recuit d'activation utilisés.

## I.2.2. Le recuit d'activation

Comme nous venons de le voir, une étape de recuit thermique est indispensable après l'étape d'implantation ionique, ceci afin d'apporter l'énergie nécessaire pour la recristallisation du substrat et pour la redistribution des atomes de bore dans les sites substitutionnels du réseau afin de les rendre électriquement actifs. Les caractéristiques principales des jonctions ultra-minces étant une faible profondeur et un niveau d'activation important, les recuits doivent être adaptés : leurs durées sont réduites pour minimiser la diffusion des dopants (et donc la profondeur des jonctions) alors que les températures doivent augmenter pour améliorer l'activation. Ainsi, nous passons de recuits à des températures typiques de 800°C de durée égale ou supérieure à une heure, à des recuits ultra-rapides de l'ordre de la micro voire nano seconde à des températures allant jusqu'à 1300°C.

### I.2.2.1. Le recuit « seconde » dit « Spike - RTA »

Les durées des recuits thermiques rapides (RTA pour Rapid Thermal annealing) introduits dans les années 90 de l'ordre de quelques dizaines de secondes (recuits « soak » cf. Figure 9.), ont évolués aujourd'hui vers des durées maximales quasi nulles (recuit « spike » cf. Figure 9). Pour ces recuits, réalisés à l'aide d'un banc de lampe « tungstène-halogène », les plaques sont généralement pré-stabilisés à basse température (environ 650°C) durant quelques



secondes avant de subir une rapide montée thermique à une vitesse de l'ordre de  $250^{\circ}\text{C/s}$  jusqu'à des températures de l'ordre de  $1000\text{-}1100^{\circ}\text{C}$ , le tout sous atmosphère contrôlée d'azote pour éviter toute oxydation. Les plaques ne restent pas plus d'une seconde à la température maximale avant d'être refroidies à une vitesse moyenne de  $80^{\circ}\text{C/s}$ . Pour une meilleure uniformité du recuit, on agit sur la rotation de la plaque au cours du processus.

### I.2.2.2. Le recuit « milliseconde » dit « Flash - RTA »

Plus récemment, des systèmes permettant d'augmenter considérablement les rampes de montée en température ont été mis au point, il s'agit des recuits « Flash » (pour

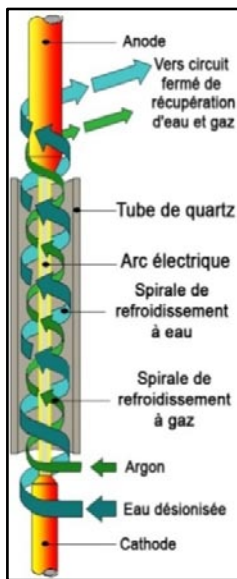


Figure 8 : Schéma de principe d'une lampe Flash utilisée pour les recuits millisecondes.

Flash Lamp Annealing) [17]. Ici, des lampes primaires incandescentes portent préalablement la plaque à une température intermédiaire de  $750^{\circ}\text{C}$ , ce pour éviter une montée trop brutale en température qui pourrait engendrer des contraintes dans le matériau. A ce système est couplé un réseau de lampes à arc fonctionnant à l'Argon (cf. Figure 8). Lors de la décharge électrique, les lampes vont générer un échauffement impulsif du substrat à une température pouvant aller jusqu'à  $1300^{\circ}\text{C}$  pendant une durée de 1 à 10ms. La rampe de montée en température atteint  $10^6^{\circ}\text{C/s}$ .

Sur la Figure 9, nous pouvons voir l'évolution des cycles de température des divers types de recuit. Alors que les plaques sont exposées plusieurs dizaines de seconde lors des recuits de type « Soak », elles ne sont plus que quelques millisecondes au cours d'un recuit « Flash », et ce avec des rampes de montée et de descente en température passant de  $250^{\circ}\text{C/s}$  pour les recuits « Soak » et « Spike » à  $10^6^{\circ}\text{C/s}$  pour les recuits « Flash ».

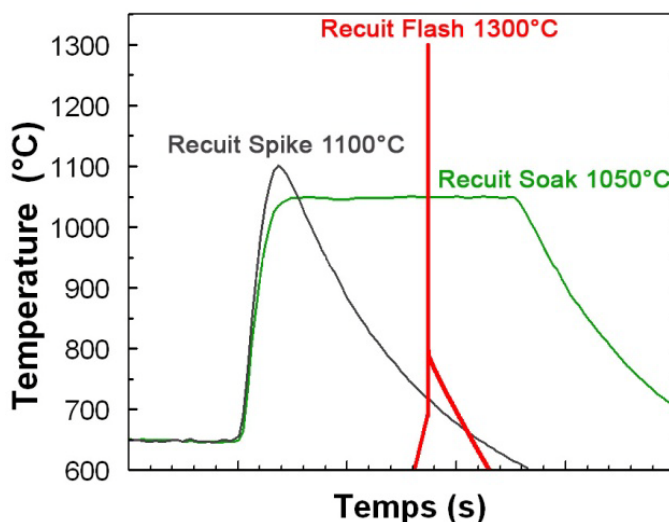


Figure 9 : Représentation de l'évolution des profils de température en fonction du type de recuit. Lors des recuits de type « Soak », les plaques restaient plusieurs dizaines de seconde à la température maximale, alors qu'elles n'y restent que quelques millisecondes lors des recuits Flash.

Une autre technique de recuit est étudiée depuis les années 80 pour être appliquée à la réalisation de jonctions ultra-minces ; il s'agit du recuit laser.

### I.2.2.3. Le recuit « nanoseconde » dit laser

Au début, des problèmes d'homogénéité ont limités son application aux procédés de recuit du silicium, principalement due aux nombreux balayages nécessaires pour recuire la totalité d'une plaque. Depuis, le recuit laser a évolué et vient concurrencer le recuit « Flash ». On distingue deux procédés de recuit LTP (Laser Thermal Processing) : avec ou sans phase de fusion du matériau. Le recuit laser avec fusion superficielle du matériau (melt-annealing) permet l'épitaxie en phase liquide du silicium cristallin sous-jacent pendant la solidification, ainsi on améliore considérablement l'activation électrique et on limite la formation de défauts cristallins. Cependant, le contrôle local de la température de recuit reste très difficile et les profondeurs de jonction obtenues par cette méthode sont trop importantes. De plus, ce procédé est difficilement intégrable dans la chaîne de fabrication d'un transistor car la fusion du matériau pourrait facilement endommager les autres parties du composant. Par contre, le recuit LTP sans fusion (non-melt annealing) s'avère le plus compatible avec les procédés de fabrication actuels, il atteint des rampes de montée en température de l'ordre de  $10^{10}$  °C/s jusqu'à 1300°C avec des temps d'impulsion pouvant descendre à 20 ns. Par ailleurs, les très fortes densités d'énergie et les grandes fréquences utilisées permettent de traiter quelques dizaines de  $\text{cm}^2$  en une impulsion sans avoir recours au balayage [18].

Il existe également la technique dite GILD (Gas Immersion Laser Doping) [18] qui, contrairement au procédé LTP où les dopants sont préalablement implantés, consiste à amener en surface du silicium un précurseur dopant gazeux qui va se chimisorber. Une irradiation laser va alors incorporer une partie de ces dopants dans le silicium. Cette technique permet donc d'incorporer et d'activer le dopant simultanément, mais elle est difficile à intégrer dans un procédé de fabrication MOS car elle pourrait endommager fortement les autres parties du transistor.

A l'heure actuelle, aussi bien les procédés de recuit « Flash » que les procédés laser LTP sans fusion sont utilisés en production pour la fabrication de transistors MOSFET [19] par des compagnies comme Intel, Toshiba, AMD, Fujitsu.

La réalisation de jonctions ultra-minces par implantation ionique et recuit d'activation présente cependant des limites physiques importantes. En effet, elle induit plusieurs types de défauts cristallins qui peuvent venir dégrader les caractéristiques de la jonction. La connais-

sance de ces défauts, de leur mécanisme de formation et d'évolution, mais aussi de leur impact sur les paramètres électriques est primordiale pour contrôler leur création et ainsi limiter leur influence. Dans la section suivante, nous allons décrire en détail les différents types de défauts que l'on rencontre lors de la fabrication des jonctions ultra-minces, ainsi que les conséquences qui peuvent en découler.

### I.3. LES PROBLEMES ASSOCIES A L'IMPLANTATION IONIQUE

#### I.3.1. Les défauts d'implantation

Le terme défaut désigne toute rupture de la périodicité d'un réseau ou d'une structure. Les collisions engendrées par l'implantation ionique sont à l'origine de la formation d'une grande quantité de défauts. Lorsque la rupture de périodicité induite par le défaut ne concerne que quelques positions atomiques, on parle alors de défaut « ponctuel ». Au cours du recuit d'activation, ces défauts vont se recombiner pour former des défauts dit « étendus ». Ces derniers vont également être à l'origine d'un autre phénomène physique : la diffusion anormale du bore ou TED (Transient Enhanced Diffusion).

##### I.3.1.1. Les défauts ponctuels

Dans le cas d'un réseau cristallin parfait, comme le silicium monocristallin orienté  $\langle 100 \rangle$  qui est utilisé en microélectronique, on compte deux types de défauts ponctuels fondamentaux : le premier est la lacune, qui correspond à un atome manquant dans un réseau cristallin parfait, et le second est l'auto-interstitiel (ou simplement interstitiel dans le langage courant), qui représente un atome intercalé dans le réseau périodique d'un cristal. A ces deux types de défauts dits intrinsèques, on doit rajouter les défauts extrinsèques mettant en jeu des atomes étrangers au réseau et plus précisément les impuretés que l'on a injectées (en l'occurrence des atomes de bore). Il s'agit des impuretés interstitielles et des impuretés en position substitutionnelle. Ces défauts peuvent se combiner, on observe alors des bilacunes ainsi que des paires lacune/impureté en site substitutionnel. La Figure 10 schématise tous les types de défauts ponctuels que l'on peut rencontrer.

Au cours du recuit d'activation et de recristallisation du substrat, les défauts ponctuels se regroupent pour former des agglomérats dont la taille et la densité varient avec la durée de recuit.

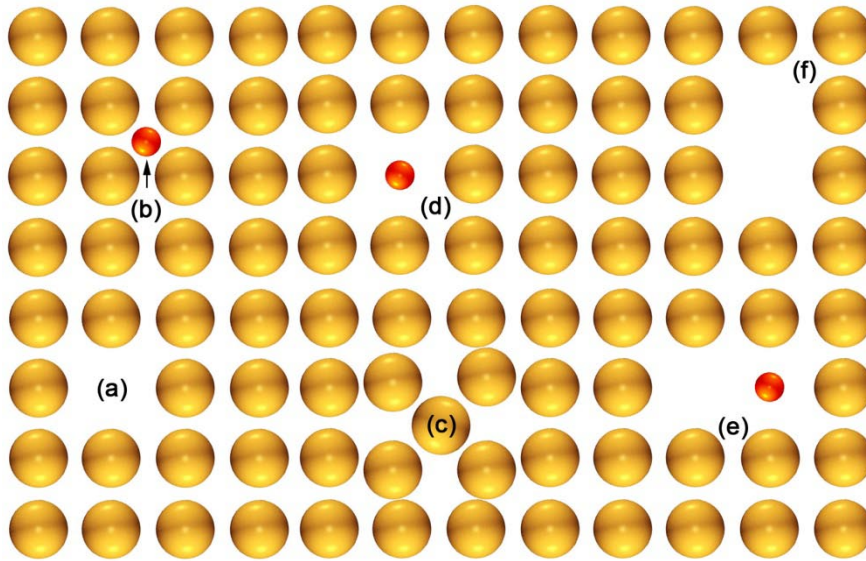


Figure 10 : Défauts ponctuels élémentaires dans un silicium monocristallin orienté  $\langle 100 \rangle$  : (a) lacune, (b) impureté interstitielle, (c) auto interstitiel, (d) impureté en site substitutionnel, (e) paire lacune/impureté en site substitutionnel, (f) bilacune.

Dans le cadre de ce travail, nous nous sommes principalement intéressés à l'implantation ionique. Cette technique induit la formation d'une quantité importante d'atomes interstitiels de silicium, quantité encore plus importante lorsqu'on réalise une préamorphisation. Cet excès d'interstitiel (dont la concentration est notée  $C_i$ ) est à l'origine après le recuit thermique d'une sursaturation de silicium interstitiel noté  $S$  et définie par le rapport :

$$S = C_i / C_i^* \quad \text{Équation 1}$$

où  $C_i^*$  est la concentration de silicium interstitiels à l'équilibre thermodynamique.

Cet excès d'interstitiels est à l'origine de la formation de nombreux types de défauts étendus que nous présentons dans la section suivante.

### I.3.1.2. Les défauts étendus

Ces précipités d'atomes interstitiels de silicium formés au cours du recuit d'activation apparaissent sous différentes formes au fur et à mesure que le nombre d'atomes qui les composent augmente. Ainsi, on distingue trois grandes familles : les petits clusters d'interstitiel, les défauts  $\{113\}$  et les boucles de dislocation [20].

- *Les petits clusters d'interstitiels* : ce sont des agglomérats formés d'au moins deux atomes de silicium en position interstitielle. Au fur et à mesure du recuit, ces amas vont capturer d'autres atomes interstitiels pour accroître leur taille. Au dessus de quelques dizaines d'atomes, ces amas vont se transformer en défauts  $\{113\}$ . Cependant, la différence entre clus-

ters et  $\{113\}$  n'est pas uniquement une question de taille mais aussi de structure cristalline, qui dans le cas des  $\{113\}$  est de type planaire [21].

- Les défauts  $\{113\}$  : ces défauts sont constitués de chaînes d'interstitiels qui s'insèrent dans un cristal parfait en position de faute d'empilement, selon la direction  $\langle 110 \rangle$  et s'arrangent périodiquement en deux plans de type  $\langle 113 \rangle$  [22]. Ces défauts apparaissent sur les images TEM sous forme de bâtonnets (cf. Figure 11 (a)).

- Les boucles de dislocation : à partir d'une certaine taille, les défauts  $\{113\}$  vont se transformer en boucles de dislocations (cf. Figure 11 (b)). On distingue deux types de boucles de dislocation, les boucles fautées, qui sont circulaires, et les boucles parfaites qui sont de forme allongée (cf. Figure 11 (c) et (d)). La différence entre ces deux types de boucles est leur vecteur de déplacement qui appartient ou non au plan de la boucle.

La Figure 11 présente plusieurs images prises au microscope électronique à transmission (TEM), et montre les différentes familles de défauts étendus lors de leur évolution au cours du recuit d'activation.

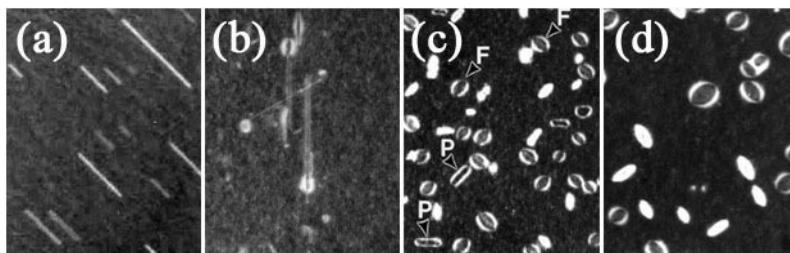


Figure 11 : Images TEM des différentes familles de défauts étendus lors de leur évolution au cours du recuit d'activation [23]. On distingue (a) défauts  $\{113\}$ , (b) transformation des  $\{113\}$  en boucles de dislocations, (c) boucles de dislocations parfaites P et fautées F, (d) boucles de dislocations fautées seulement.

Dans certains cas, l'évolution de ces défauts est conservative, c'est à dire que le nombre d'atomes de silicium interstitiel qui compose ces défauts reste constant au fur et à mesure de leur évolution [24]. Ce type de comportement est similaire à celui observé au début du XX<sup>ème</sup> siècle par Ostwald lors de la croissance de gouttelettes d'eau en équilibre avec leur vapeur saturante. Il est connu sous le nom de processus de maturation d'Ostwald ou "**Ostwald ripening**". C'est ce même mécanisme qui a été repris pour décrire la croissance de précipités dans une matrice solide [24, 25] et qui a été étendu au cas plus général où cette évolution n'est pas conservative [26].

Lorsqu'on réalise une étape de préamorphisation du substrat (cf. section I.2.1.3), à la suite du recuit thermique de recristallisation/activation une grande quantité de défauts va apparaître au niveau de l'ancienne interface cristal/amorphe (c/a). Il s'agit de défauts étendus [27] appelés End-Of-Range (EOR) pour défauts de fin de parcours. La nature de ces défauts est la même que celle des défauts formés après implantation non amorphisante (cf. section I.3.1.2), seule leur position (interface c/a au lieu du  $R_p$  (distance moyenne parcourue par les ions dans le matériau) et leur origine (étape de préamorphisation au lieu de l'implantation du bore) changent.

### I.3.2. La diffusion accélérée du bore

La TED (Transient Enhanced Diffusion) ou diffusion accélérée et transitoire du bore implanté a été mise en évidence pour la première fois en 1987 par A. E. Michel et al. [28]. Dans leurs travaux, ils montrent tout d'abord, Figure 12 (a), l'aspect anormal de la diffusion du bore. En effet, à cette température de recuit ( $800^\circ\text{C}$ ) son coefficient de diffusion à l'équilibre thermodynamique étant très faible, la diffusion devrait être négligeable, or au contraire elle est très importante d'où le terme de diffusion « accélérée ». D'autre part, l'amplitude de cette diffusion décroît au cours de la durée de recuit, et est moins importante à  $900^\circ\text{C}$  qu'à  $800^\circ\text{C}$  comme montré sur la Figure 12 (b), d'où son aspect « transitoire ».

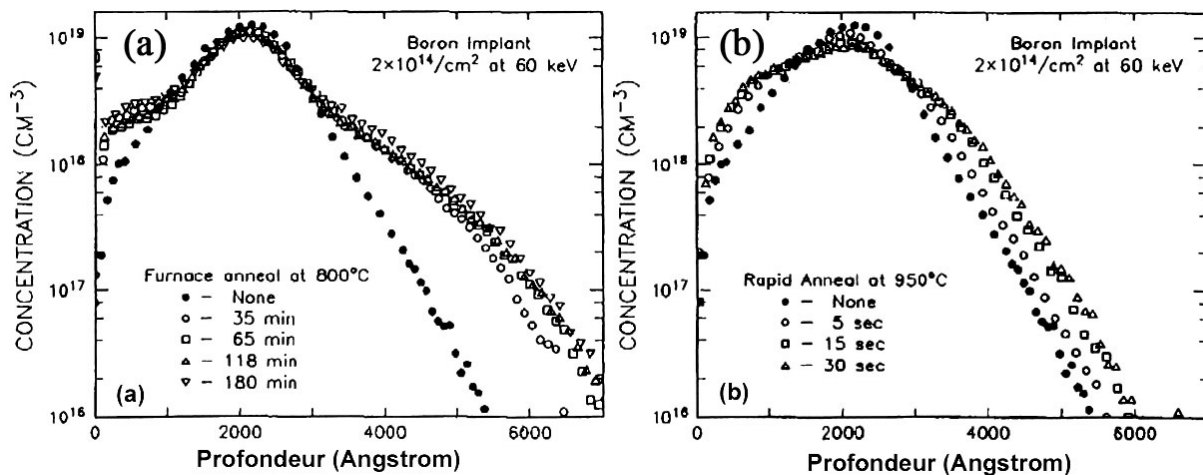


Figure 12 : Profils SIMS de bore obtenus après recuit (a) classique à  $800^\circ\text{C}$ , et (b) RTA à  $950^\circ\text{C}$ , pour plusieurs durées. Le bore a été implanté à une énergie de 60keV avec une dose de  $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  at/cm<sup>2</sup> [28].

De nombreuses études ont permis de mettre en évidence le rôle des interstitiels de silicium générés par l'implantation ionique dans la diffusion anormale du bore [29-32]. En particulier, Cowern et al. [33] ont mis en évidence le rôle des défauts d'implantation dans le phénomène de la TED par une expérience utilisant trois structures réalisées par épitaxie, conte-

nant à une certaine profondeur ( $\sim 200\text{nm}$ ) une fine couche de bore substitutionnel. Le premier échantillon sert de témoin, le deuxième est recuit à  $810^\circ\text{C}$  pendant 15min et le troisième est soumis à une implantation d'ions  $\text{Si}^+$  pour générer des défauts étendus avant de subir le même recuit. La Figure 13 représente les profils de bore mesurés par SIMS des trois échantillons. La comparaison des trois profils montre qu'en l'absence de défauts d'implantation ionique, la diffusion du bore est très peu accélérée (courbe bleue), pratiquement comparable à la diffusion à l'équilibre thermodynamique (courbe rouge). Par contre, en présence des défauts étendus, (courbe verte), l'effet sur la TED est évident : on observe une importante diffusion.

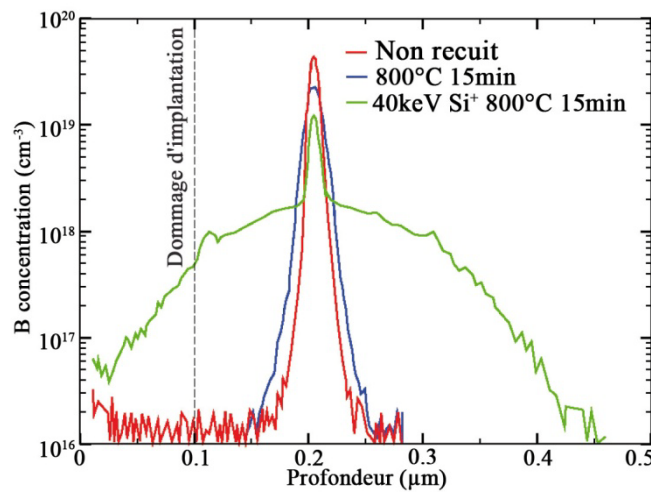


Figure 13 : « Delta layer » (couche mince enterrée) de bore réalisée par épitaxie, soumise à un recuit de  $810^\circ\text{C}$  pendant 15min avec ou sans implantation de silicium. Les pointillées indiquent la zone où se situent les défauts générés par l'implantation de silicium (réservoirs d'interstitiels).

En 2004, Lamrani et al. [34] ont montré que, non seulement la diffusivité du bore diminuait au cours du temps de recuit, mais qu'elle était également réduite entre la région où sont localisés les défauts et la surface. Cette corrélation entre la diffusion du bore d'une part, et l'évolution des sursaturations d'interstitiels (selon les populations de défaut) et la surface d'autre part, a permis de montrer le rôle du couplage entre le bore en substitution et les interstitiels de silicium générés pendant la maturation d'Ostwald des défauts.

### I.3.3. Les clusters de bore interstitiels : les BICs

En 1973, Hofker et al. [9] ont été les premiers à mettre en évidence une importante fraction immobile de bore (supérieure à 90%) dans les profils de concentration après recuit, ils conclurent que ce pic statique est constitué de précipités de bore. Plusieurs travaux ont ensuite montré que cette fraction de bore apparaît électriquement inactive [8, 10, 35, 36]. Le bore inactif ne semble donc pas diffuser en cours de recuit, faisant émerger un épaulement ou

“kink” sur le profil SIMS de concentration de bore après recuit (cf. Figure 12 et Figure 13). Ainsi, d’après leurs résultats, tous les atomes de bore qui diffusent pendant le recuit semblent donc électriquement actifs.

En 1990, Cowern et al. reprennent [8] la notion de « défauts intermédiaires » introduite par Tan et al. [37], pour décrire la configuration du bore dans la région du profil SIMS où il apparaît immobile. En se basant sur les travaux de Michel [38-40] qui suggérait que les défauts en présence étaient les mêmes que ceux responsables de la TED, Cowern propose que des complexes Bore-Interstitiels « BI » (en anglais **Boron Interstitials Clusters** : **BICs**) se forment dans la région où la concentration d’atomes de silicium interstitiel est importante. Ainsi, la grande quantité de bore inactif et immobile proviendrait de la formation de clusters de type  $B_mSi_n$ .

Pelaz et Caturla [41-43] sont les premiers à avancer en 1997 des scénarios décrivant l’évolution de ces clusters en cours de recuit. A partir de calcul ab-initio, ils suggèrent comme point de départ la présence d’une paire BI qui capte un atome Si interstitiel formant ainsi un cluster  $BI_2$  immobile. Au cours du recuit, ces BICs formés vont croître en capturant des atomes de bore mobiles. Ensuite, lorsque la sursaturation en silicium interstitiels commence à diminuer, ces clusters peuvent libérer des atomes de Si tout en continuant à s’enrichir en atomes de bore.

Pendant longtemps, on a admis que les BICs n’étaient composés que de quelques atomes [44] car invisibles par TEM. Or en 2003, Cristiano et al. [45] parviennent à les observer pour la première fois, prouvant que dans certains cas ces défauts s’avèrent plus grands que ce que l’on supposait. En 2005, la même équipe caractérise de manière détaillée la structure de ces défauts [46]. On apprend alors que ces clusters peuvent être composés de plusieurs centaines d’atomes et que leur forme se rapproche de celle des boucles de dislocation. Très récemment en 2007, Boninelli et al. [47] ont étudié en détail par TEM l’évolution des BICs au cours du recuit thermique, ils ont montré que la dissolution de ces clusters est très lente et qu’au fur et à mesure du recuit, leur taille diminue jusqu’à atteindre les limites de détection du microscope. Ainsi, à la suite du processus de maturation d’Ostwald ripening, une phase supplémentaire se produit pendant laquelle la densité de BICs est très faible et leur taille moyenne diminue, diminution qui apparaît plus rapide pour les hautes températures.



### I.3.4. Défauts et propriétés électriques des jonctions

#### I.3.4.1. Influence des défauts sur les courants de fuite

En 1984, Solmi et al. [48] étudient les courants de fuite dans des jonctions minces  $p^+/n$  réalisées par implantation ioniques après une étape de préamorphisation. Ils observent que pour les faibles températures de recuit, leurs diodes présentent de forts courants de fuite par rapport à celle soumises à des plus hautes températures. Les défauts résiduels dus à l'implantation ionique et à la préamorphisation sont, pour eux, responsables de ces forts courants de fuite. En 1986, ils réalisent une nouvelle expérience [49], et décident d'utiliser des énergies différentes lors de l'étape de préamorphisation (par des ions  $Si^+$ ) afin de modifier la position des défauts EOR formés (cf. section I.3.1.2). Des courants de fuites importants apparaissent seulement lorsque les défauts sont situés dans la zone de charge d'espace de la jonction ; la position des défauts EOR apparaît donc cruciale. Ces défauts constituent des pièges qui favorisent la conduction par effet tunnel à l'origine de ces courants de fuite. Alquier et al. confirment ces observations en 1997 [50] dans une étude plus poussée qui, via des mesures à basse température montrent également l'impact de la position des EOR sur le bruit basse fréquence des diodes. Plus récemment en 2004, Lindsay et al. [51] ont étudié le cas des jonctions ultra-minces, et identifié les paramètres responsables des courants de fuite, ce qui leur a permis d'optimiser les paramètres d'implantation et de recuit pour diminuer au maximum ces fuites. En jouant sur les conditions de préamorphisation, d'implantation de bore et de recuit, ils obtiennent des courants de fuites de l'ordre de  $1 \times 10^{-6} A/cm^2$  tout en conservant des valeurs de profondeur et de résistance carrée également en accord avec l'ITRS.

Des études concernant des procédés de fabrication plus complexes et proches de ceux utilisés en production ont été effectuées en 2007 par Faifer et al. [52, 53]. Dans le cadre de la

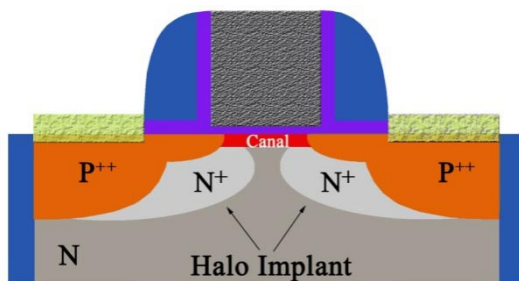


Figure 14 : Représentation des « halo implant » d'un transistor MOS. Ces « poches » dopées permettent de limiter l'étalement des ZCE et ainsi diminuer l'effet canal court.

fabrication des transistors MOS, on réalise des « poches implantées » (halo ou pocket implant cf. Figure 14), juste après l'étape de préamorphisation. Ces poches du même type de dopage que le substrat mais de concentration plus élevée, permettent de fixer la tension de seuil du transistor en minimisant les phénomènes de canal court (cf. section I.1.2.2). Le phénomène de canal court

étant dû aux extensions des zones de charge espace, la présence d'une zone dopée  $N^+$  permet

de diminuer l'étalement de ces dernières. Dans leurs études, Faifer et al. ont montré que les courants de fuite augmentaient de manière significative en présence d'halo fortement dopés (cf. Figure 15) en raison de la création de défauts supplémentaires dans la ZCE.

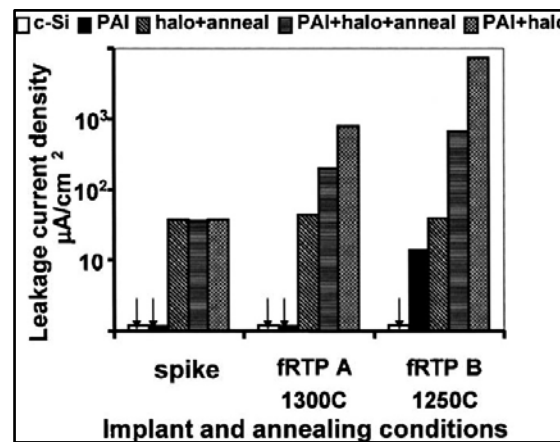


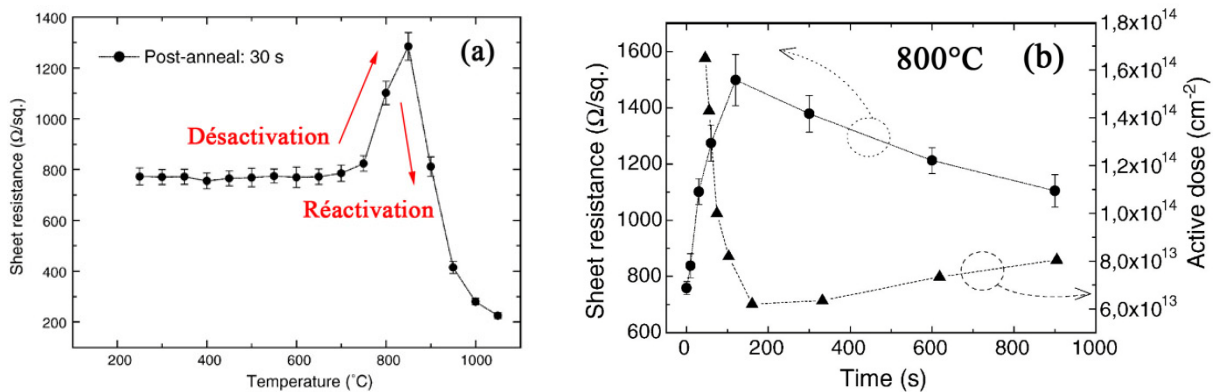
Figure 15 : Diagramme extrait des travaux de Faifer et al. [52], on peut voir nettement l'influence du halo et de la préamorphisation sur les densités de courants de fuites. Les fuites peuvent être réduites grâce à des étapes de recuit qui vont dissoudre les défauts.

Ainsi, l'influence des défauts EOR sur les courants de fuites d'une jonction a fait l'objet de nombreuses études. Pour conclure notamment que ces derniers doivent être situés en dehors de la ZCE pour ne pas générer de fuites. Cependant, les défauts d'implantation peuvent également avoir un impact sur l'activation des dopants, c'est ce que nous allons aborder dans la section suivante.

#### I.3.4.2. Influence des défauts sur l'activation des dopants

Les premières études détaillées où l'on suit simultanément l'évolution des défauts (par TEM) et l'activation électrique du bore (par mesure de résistance carrée) sont très récentes. Elles ont été réalisées dans le cas de substrats de silicium cristallin via des études expérimentales [54-56] et théoriques [57, 58]. C'est en 2004 que Pawlak et al. [59], en étudiant le cas de jonctions ultra-minces réalisées dans du silicium préamorphisé, mettent en évidence l'impact des défauts EOR sur l'activation du bore. Après un recuit de recristallisation et d'activation d'une minute à 600°C juste après l'implantation de bore, ils réalisent des recuits isochrones de 650°C à 950°C pendant une minute. L'activation du bore et l'évolution des défauts au cours de ces recuits sont caractérisés respectivement par mesure de résistance carrée et TEM. Il apparaît nettement un phénomène de désactivation puis de réactivation des atomes de bore au cours des recuits, comme montré sur la Figure 16, dont les résultats sont

issus d'une étude similaire menée dans notre équipe de recherche [60]. Ce phénomène a été étudié en détail de manière expérimentale [59, 61, 62] et théorique [63, 64].



**Figure 16 :** Phénomène de désactivation et réactivation du bore observé après plusieurs post-recuits isochrones (a) ou isothermes (b) [60]. Dans les deux cas présentés (a) et (b), la préamorphisation est réalisée par implantation d'ions  $\text{Ge}^+$  à 30keV pour une dose de  $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ , et les conditions d'implantation de bore sont 500eV  $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ . Le recuit de recristallisation et d'activation a été réalisé à 650°C pendant 5s. L'augmentation des valeurs de résistance carrée correspond à une baisse de la dose active de porteurs (b).

Plusieurs études portant sur l'évolution des défauts [65, 66] ou sur la diffusion anormale du bore [67, 68] en fonction de la distance avec la surface des défauts ou des dopants, ont montré que la surface de la plaque constituait un piège très efficace pour les atomes de silicium interstitiel. Ainsi, on peut considérer qu'elle est à l'origine de la dissolution des défauts. On prend en compte cet effet de surface en considérant qu'il existe un gradient d'interstitiels entre la région des défauts étendus ( $z_{\text{déf}}$ ) et la surface. Ceci va imposer une sursaturation d'interstitiels à la surface ( $S_0$ ) inférieure à celle dans la zone de défauts ( $S_{\text{déf}}$ ) qui va générer au cours du recuit un flux d'interstitiels de la région des défauts vers la surface. La Figure 17 représente l'évolution au cours du recuit de la sursaturation d'atomes de silicium interstitiels avec une population de défauts. Au cours de la transformation des défauts en boucles de dislocations (cf. Figure 17 (1) à (3)), le flux d'interstitiels interagit avec les atomes de bore en substitution (électriquement actif) et engendre la formation de BICs (électriquement inactifs). Au fur et à mesure du recuit, la taille des BICs augmente et donc le nombre d'atomes de bore actifs diminue, ce qui explique le phénomène de désactivation observé Figure 16. Une fois les défauts  $\{113\}$  transformés en boucle (cf. Figure 17 (3)), la sursaturation d'interstitiels chute fortement, il n'apparaît plus de flux d'interstitiels interagissant avec les atomes de bore. On assiste alors à la dissolution progressive des BICs, les atomes de bore libérés reviennent en sites substitutionnels et donc deviennent à nouveau électriquement actifs, ce qui correspond au phénomène de réactivation que l'on observe sur la Figure 16. Les boucles de dislocations quant à elles diminuent en nombre et augmentent en taille au cours du

recuit. On peut même assister dans certaines conditions expérimentales à la dissolution complète de ces boucles de dislocation [65].

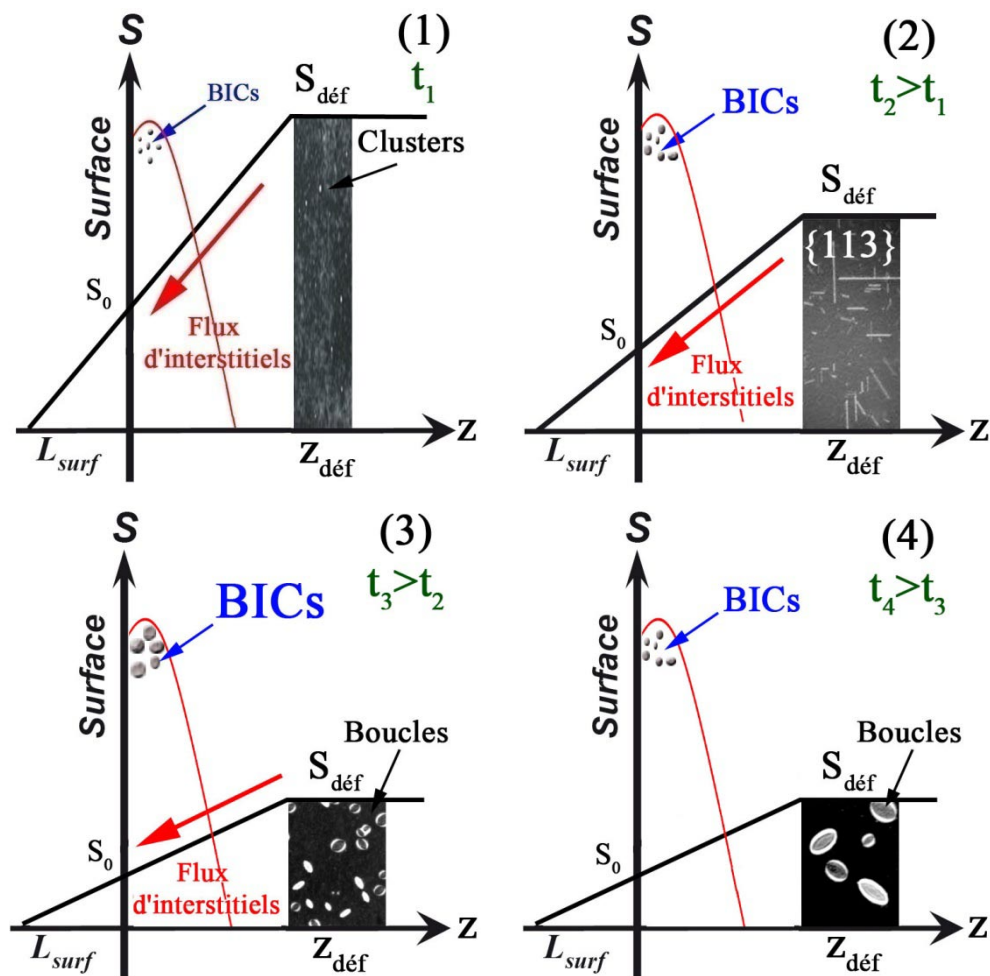


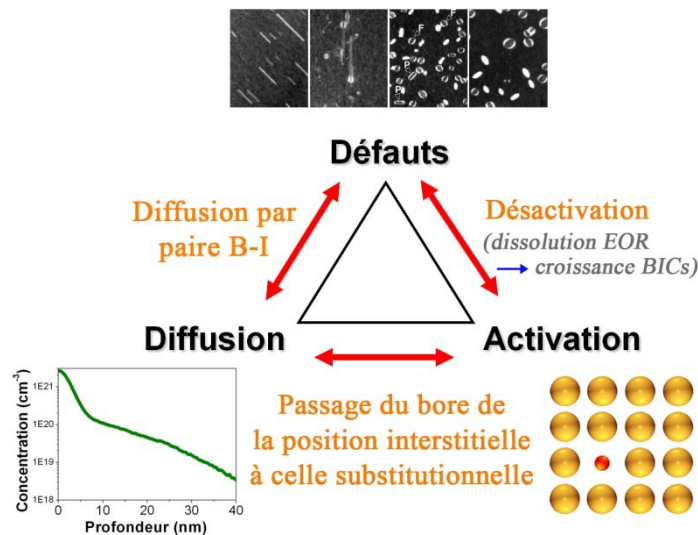
Figure 17 : Evolution de la sursaturation d'atomes de Si interstitiels en équilibre avec une population de défauts. Au fur et à mesure du recuit (étape (1) à (4) correspondant aux temps de recuits  $t_1$  à  $t_4$ ), on peut voir l'évolution des défauts selon la maturation d'Ostwald et des interstitiels qui viennent se recombinaison en surface.

Finalement le mécanisme de désactivation est donc contrôlé par la dissolution des défauts EOR, alors que la réactivation est, quant à elle, maîtrisée par la dissolution progressive des BICs. Cristiano et al. ont développé un modèle en 2006 [69] combinant la description de l'évolution des défauts EOR et la formation des BICs en mettant en évidence leur rôle dans les anomalies de diffusion et d'activation des dopants.

Nous avons vu dans ce chapitre que la diffusion du bore a été largement étudiée depuis de nombreuses années ; les mécanismes d'évolution des défauts, de diffusion et d'activation des dopants sont bien connus. Mais ce n'est que récemment qu'il a été mis en évidence le rôle des défauts liés à l'implantation sur l'activation des dopants, plus particulièrement les phéno-

mènes de désactivation et réactivation du bore dus à l'évolution des défauts de fin de parcours (EOR).

Si l'on schématise par un triangle les interactions entre « Défauts – Diffusion – Activation » (cf. Figure 18), on se rend compte que des trois « côtés » du triangle, celui entre les défauts et l'activation des dopants est le moins étudié.



**Figure 18 :** Représentation schématique des interactions « Défaut – Diffusion – Activation ». L'impact des BICs sur l'activation des dopants et plus généralement sur les propriétés électriques des jonctions reste peu connu.

Au delà des expériences citées ici (désactivation/réactivation des dopants cf. Figure 16), il manque des études plus « fondamentales » sur l'impact des défauts étendus et plus particulièrement des BICs sur les paramètres électriques, sur l'activation des dopants mais aussi sur la mobilité des porteurs. En effet, les fortes concentrations de BICs peuvent agir comme d'importants centres de diffusion (ou scattering) et venir dégrader la mobilité des porteurs. L'observation de quelques valeurs de mobilités issues de travaux récents sur des jonctions ultra-minces p<sup>+</sup>/n [17, 69-71] vient conforter cette hypothèse. La Figure 19 rassemble sur un même graphe les valeurs de mobilité mesurées pour différentes jonctions ultra-minces (plusieurs niveaux de concentration étudiés) issues des travaux cités précédemment, ainsi que la courbe des mobilités « standards » des trous dans le silicium en fonction de la concentration (à partir du modèle analytique de Masetti et al. [72]).

Ces valeurs sont systématiquement inférieures aux valeurs « théoriques » correspondantes. Les valeurs de références de mobilité en fonction de la concentration ont été mesurées

pour des échantillons exempts de tout type de défaut grâce à de très longs recuits. Ainsi la grande quantité de défauts présents dans les jonctions ultra-minces pourrait être à l'origine de ces écarts, c'est ce que nous allons montrer tout au long de cette thèse.

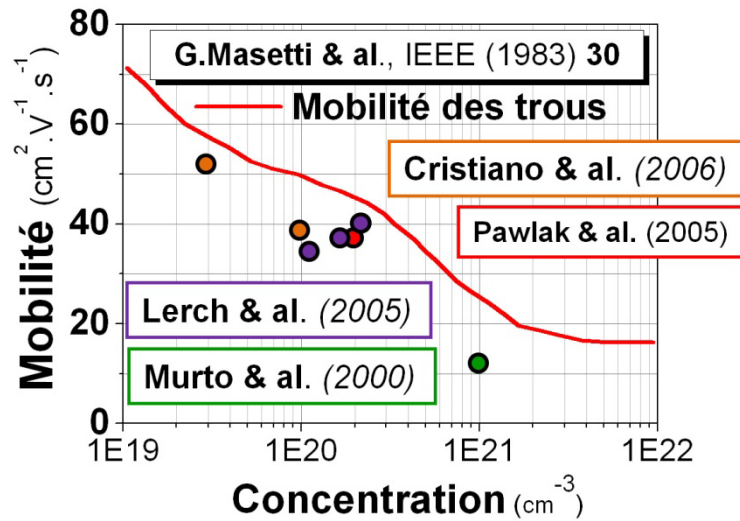


Figure 19 : Valeurs de mobilités mesurées au cours d'études récentes sur des jonctions ultra-minces p<sup>+</sup>/n [17, 69-71], comparées aux valeurs « standards » de mobilité calculées à partir du modèle analytique de Masetti et al. [72].

Nous avons montré dans la section I.1.3 que la caractéristique électrique principale requise par l'ITRS est la résistance carrée  $R_s$  d'une jonction définie par l'équation 2 ci-dessous.

$$R_s = \frac{1}{q \int_0^{X_j} p(x) \mu_p(p(x)) dx} \tag{Équation 2}$$

où  $X_j$  est la profondeur de la jonction,  $q$  la charge de l'électron,  $p$  la concentration des porteurs et  $\mu_p$  leur mobilité.

Or, une simple mesure de résistance carrée ne suffit pas à mettre au jour en détail toutes les variations des paramètres électriques. Nous allons commencer par définir une technique de mesure, largement utilisée au cours de ces travaux de recherche, qui permet d'accéder aux paramètres électriques qui composent la résistance carrée, à savoir la concentration des porteurs et leur mobilité. Cette technique est l'effet Hall, nous allons la détailler dans le chapitre suivant.

## CONCLUSION

Nous avons vu dans ce chapitre que la miniaturisation extrême des transistors MOS faisait apparaître de nouvelles barrières physiques comme les effets canal court. La solution technologique apportée pour la réduction de ces phénomènes est la réalisation d'extensions source/drain de très faible profondeur et très fortement dopées : les jonctions ultra-minces. Dans le cas des jonctions  $p^+/n$ , la voie la plus couramment employée pour leur réalisation est l'implantation ionique de bore dans un substrat amorphe, suivie d'un recuit rapide d'activation. Nous avons vu également que la préamorphisation du substrat permet de diminuer nettement la profondeur de jonction, mais engendre la création de défauts cristallins. D'autre part, les très forts niveaux de dopage utilisés pour réduire la résistance carrée des jonctions entraînent des phénomènes d'agglomération des dopants sous forme de BICs. Les premières études concernant l'impact des défauts liés à l'implantation sur l'activation des dopants sont très récentes (Pawlak et al. 2004 [59]), et l'influence des BICs sur les paramètres électriques d'une jonction ultra-mince, en particulier la mobilité des porteurs est peu connue.

Les différents chapitres de cette thèse permettent de mettre en évidence le rôle très important de ces clusters de bore-interstitiel non seulement sur les paramètres électriques des jonctions comme la mobilité des porteurs ou la dose de dopants actifs, mais aussi sur les méthodes de mesure. Nous commencerons, dans le chapitre suivant, par décrire la technique de mesure la plus employée au cours de ces travaux de recherche, l'effet Hall, qui permet d'accéder à trois paramètres électriques déterminant d'une jonction : sa résistance carrée, sa concentration de porteurs et la mobilité de ces derniers.

## REFERENCES DU CHAPITRE I

1. Moore, G.E., in *Electronics Magazine*. 1965. p. 114.
2. Moore, G.E., *Progress in digital circuits*. IEDM Tech. Digest, 1975: p. 11.
3. Dennard, R.H., et al., *Design of ion-implanted MOSFET's with very small physical dimensions*. Solid-State Circuits, IEEE Journal of, 1974. **9**(5): p. 256-268.
4. Galdin-Retailleau.S, Bournel.A, and Dollfus.S, *Electronique ultime*, in *Les Nanosciences. Nanotechnologies et nanophysique*, Belin, Editor. 2004.
5. Jones, E. and E. Ishidab, *Shallow junction doping technologies for ULSI*. Materials Science and Engineering: R, 1998. **24**(1-2): p. 1-80.
6. Kim, Y.M., et al., *Anomalous transient diffusion of boron implanted into preamorphized Si during rapid thermal annealing*. 1989, AIP. p. 2316-2318.
7. Armigliato, A., et al., *Electrochem. Soc. Proc*, 1977. **77-2**: p. 638.
8. Cowern, N.E.B., K.T.F. Janssen, and H.F.F. Jos, *Transient diffusion of ion-implanted B in Si: Dose, time, and matrix dependence of atomic and electrical profiles*. J.Appl.Phys., 1990. **68**(12): p. 6191-6198.
9. Hofker, W., et al., *Influence of annealing on the concentration profiles of boron implantations in silicon*. Applied Physics A: Materials Science & Processing, 1973. **2**(5): p. 265-278.
10. Solmi, S., F. Baruffaldi, and R. Canteri, *Diffusion of boron in silicon during post-implantation annealing*. J.Appl.Phys., 1991. **69**(4): p. 2135-2142.
11. Liu, T.M. and W.G. Oldham, *Channeling effect of low energy boron implant in*. Electron Device Letters, IEEE, 1983. **4**(3): p. 59-62.
12. Tsai, M.Y. and B.G. Streetman, *Recrystallization of implanted amorphous silicon layers. I. Electrical properties of silicon implanted with BF<sub>2</sub><sup>+</sup> or Si<sup>+</sup> B<sup>+</sup>*. Journal of Applied Physics, 1979. **50**(1): p. 183-187.
13. Tsaur, B.Y. and J.C.H. Anderson, *Dual ion implantation technique for formation of shallow p<sup>+</sup>/n junctions in silicon*. Journal of Applied Physics, 1983. **54**(11): p. 6336-6339.
14. Wilson, R.G., *Boron, fluorine, and carrier profiles for B and BF<sub>2</sub> implants into crystalline and amorphous Si*. Journal of Applied Physics, 1983. **54**(12): p. 6879-6889.
15. O'Mara, W.C., R.B. Herring, and L.P. Hunt *Handbook of Semiconductor Silicon Technology*. 1990, Noyes Publications: New Jersey.
16. Landi, E., S. Guimaraes, and S. Solmi, *Influence of nucleation on the kinetics of boron precipitation in silicon*. Applied Physics A: Materials Science & Processing, 1987. **44**(2): p. 135-141.



17. Lerch, W., et al., *Advanced activation of ultra-shallow junctions using flash-assisted RTP*. Materials Science and Engineering: B, 2005. **124-125**: p. 24-31.
18. Sarnet, T., M. Hernandez, and D. Débarre, *Dopage laser en microélectronique* Journal de Physique IV, 2006. **138**: p. 203-212.
19. Geiler, H.D., Material science forum, 2008. **573-574**: p. 237-256.
20. Claverie, A., et al., *Extended defects in shallow implants*. Applied Physics A: Materials Science & Processing, 2003. **76**(7): p. 1025-1033.
21. Coffa, S., S. Libertino, and C. Spinella *Transition from small interstitial clusters to extended {311} defects in ion-implanted Si*. 2000. **76**(3): p. 321-323.
22. Matthews, M.D. and S.J. Ashby, *The dynamic observation of the formation of defects in silicon under electron and proton irradiation*. Phil. Mag. A, 1973. **27**: p. 1313.
23. Cristiano, F., et al., *Ion beam induced defects in crystalline silicon*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 2004. **216**: p. 46-56.
24. Bonafos, C., et al., *Transient enhanced diffusion of boron in presence of end-of-range defects*. 1997. **82**(6): p. 2855-2861.
25. A. Claverie, et al., *Interactions between Dopants and End-of-Range Defects in Silicon*. Solid State Phenomena, 1996. **47-48**: p. 195-204.
26. Colombeau, B., et al., *Atomistic simulations of extrinsic defects evolution and transient enhanced diffusion in silicon*. Applied Physics Letters, 2001. **78**(7): p. 940-942.
27. de Mauduit, B., et al., *Identification of EOR defects due to the regrowth of amorphous layers created by ion bombardment*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 1994. **84**(2): p. 190-194.
28. Michel, A.E., et al., *Rapid annealing and the anomalous diffusion of ion implanted boron into silicon*. Appl. Phys. Lett, 1987. **50**(7): p. 416-418.
29. Eaglesham, D.J., et al., *Implantation and transient B diffusion in Si: The source of the interstitials*. 1994. **65**(18): p. 2305-2307.
30. Liu, J., et al., *The effect of boron implant energy on transient enhanced diffusion in silicon*. 1997. **81**(4): p. 1656-1660.
31. Marou, F., et al., *The enhanced diffusion of boron in silicon after high-dose implantation and during rapid thermal annealing*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 1991. **55**(1-4): p. 655-660.
32. Bonafos, C., et al., *Transient enhanced diffusion of boron in presence of end-of-range defects*. Journal of Applied Physics, 1997. **82**(6): p. 2855-2861.

33. Cowern, N. and C.S. Rafferty, *Enhanced Diffusion in Silicon Processing*. MRS Bulletin, 2000. **25**: p. 39.
34. Lamrani, Y., et al., *Direct evidence of the recombination of silicon interstitial atoms at the silicon surface*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 2004. **216**: p. 281-285.
35. Chu, W.K., et al., *Transient diffusion of boron implanted in SI along random and channeling directions*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 1989. **37-38**: p. 365-370.
36. Hofker, W., et al., *Boron implantations in silicon: A comparison of charge carrier and boron concentration profiles*. Applied Physics A: Materials Science & Processing, 1974. **4**(2): p. 125-133.
37. Tan, T.Y., *Atomic modelling of homogeneous nucleation of dislocations from condensation of point defects in silicon*. Philosophical Magazine A, 1981. **44**(1): p. 101 - 125.
38. Michel, A.E., *Anomalous transient diffusion of ion implanted dopants: A phenomenological model*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 1989. **37-38**: p. 379-383.
39. Michel, A.E., W. Rausch, and P.A. Ronsheim, *Implantation damage and the anomalous transient diffusion of ion-implanted boron*. Applied Physics Letters, 1987. **51**(7): p. 487-489.
40. Sedgwick, T.O., et al., *Transient boron diffusion in ion-implanted crystalline and amorphous silicon*. J. Appl. Phys, 1988. **63**(5): p. 1452-1463.
41. Caturla, M.J., M.D. Johnson, and T.D. de la Rubia, *The fraction of substitutional boron in silicon during ion implantation and thermal annealing*. Applied Physics Letters, 1997. **72**(21): p. 2736-2738.
42. Pelaz, L., et al., *B cluster formation and dissolution in Si: A scenario based on atomistic modeling*. Appl. Phys. Lett., 1999. **74**(24): p. 3657-3659.
43. Pelaz, L., et al., *B diffusion and clustering in ion implanted Si: The role of B cluster precursors*. Applied Physics Letters, 1997. **70**(17): p. 2285-2287.
44. Pichler, P., *Current understanding and modeling of Boron-Interstitial Clusters*. MRS, 2002. **717**: p. 103.
45. Cristiano, F., et al., *Clusters formation in ultralow-energy high-dose boron-implanted silicon*. Applied Physics Letters, 2003. **83**(26): p. 5407 -5409.
46. Cherkashin, N., et al., *Structure Determination of Clusters Formed in Ultra-Low Energy High-Dose Implanted Silicon*. Solid State Phenomena, 2005. **108-109**: p. 303-308.
47. Boninelli, S., et al., *Evolution of boron-interstitial clusters in crystalline Si studied by transmission electron microscopy*. Applied Physics Letters, 2007. **91**(3): p. 031905-3.

48. Solmi, S., E. Landi, and P. Negrini, *Effect of the annealing conditions on the electrical characteristics of p+/n shallow junctions*. Electron Device Letters, IEEE, 1984. **5**(9): p. 359-361.
49. Landi, E. and S. Solmi, *Electrical characterization of p+/n shallow junctions obtained by boron implantation into preamorphized silicon*. Solid-State Electronics, 1986. **29**(11): p. 1181-1187.
50. Alquier, D., *Influence of Depth Position of End-of-Range Defects on Current-Voltage and Noise Characteristics of Shallow (p/n) Junctions*. Jpn. J. Appl. Phys., 1997. **Vol. 36**: p. 1999-2003.
51. Lindsay, R., et al., *Leakage optimization of ultra-shallow junctions formed by solid phase epitaxial regrowth*. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures, 2004. **22**(1): p. 306-311.
52. Faifer, V.N., et al., *Leakage Current and Dopant Activation Characterization of SDE/Halo CMOS Junctions with Non-Contact Junction Photo-Voltage Metrology*. AIP Conference Proceedings, 2007. **931**(1): p. 246-250.
53. Faifer, V.N., et al., *Influence of halo implant on leakage current and sheet resistance of ultrashallow p-n junctions*. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures, 2007. **25**(5): p. 1588-1592.
54. Lilak, A.D., et al., *Kinetics of boron reactivation in doped silicon from Hall effect and spreading resistance techniques*. Applied Physics Letters, 2002. **81**(12): p. 2244-2246.
55. Mokhberi, A., et al., *A comparative study of dopant activation in boron, BF<sub>2</sub>, arsenic, and phosphorus implanted silicon*. Electron Devices, IEEE Transactions on, 2002. **49**(7): p. 1183-1191.
56. Shauly, E.N. and S. Lachman-Shalem, *Activation improvement of ion implanted boron in silicon through fluorine co-implantation*. Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics and Nanometer Structures, 2004. **22**(2): p. 592-596.
57. Sadigh, B., et al., *Mechanism of Boron Diffusion in Silicon: An Ab Initio and Kinetic Monte Carlo Study*. Physical Review Letters, 1999. **83**(21): p. 4341.
58. Theiss, S.K., et al., *Atomic scale models of ion implantation and dopant diffusion in silicon*. Thin Solid Films, 2000. **365**(2): p. 219-230.
59. Pawlak, B.J., et al., *Evidence on the mechanism of boron deactivation in Ge-preamorphized ultrashallow junctions*. Applied Physics Letters, 2004. **84**(12): p. 2055-2057.
60. Cristiano, F., et al., *Thermal stability of boron electrical activation in preamorphised ultra-shallow junctions*. Materials Science and Engineering B, 2004. **114-115**: p. 174-179.
61. Colombeau, B., et al., *Current Understanding and Modeling of B Diffusion and Activation Anomalies in Preamorphized Ultra-Shallow Junctions*. MRS Proceedings, 2004. **810**(C3.6): p. 91.

62. Jin, J.-Y., et al., *Study of reverse annealing behaviors of p[<sup>sup</sup> +]/n ultrashallow junction formed using solid phase epitaxial annealing*. J. Vac. Sci. Technol. B, 2002. **20**(1): p. 422-426.
63. Aboy, M., et al., *Atomistic modeling of deactivation and reactivation mechanisms in high-concentration boron profiles*. Applied Physics Letters, 2003. **83**(20): p. 4166-4168.
64. Mattoni, A. and L. Colombo, *Boron ripening during solid-phase epitaxy of amorphous silicon*. Physical Review B, 2004. **69**(4): p. 045204.
65. Omri, M., et al., *Relative stability of perfect and faulted dislocation loops in silicon*. Mat. Res. Soc. Proc, 1999. **568**: p. 219.
66. Venezia, V.C., et al., *Depth dependence of {311} defect dissolution*. Applied Physics Letters, 2001. **79**(10): p. 1429-1431.
67. Cowern, N.E.B., et al., *Transient enhanced diffusion in preamorphized silicon: the role of the surface*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 1999. **148**(1-4): p. 257-261.
68. Lim, D.R., C.S. Rafferty, and F.P. Klemens, *The role of the surface in transient enhanced diffusion*. Applied Physics Letters, 1995. **67**(16): p. 2302-2304.
69. Cristiano, F., et al., *Defects evolution and dopant activation anomalies in ion implanted silicon*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 2006. **253**(1-2): p. 68-79.
70. Murto, R., et al. *Activation and deactivation studies of laser thermal annealed boron, arsenic, phosphorus, and antimony ultra-shallow abrupt junctions*. in *Ion Implantation Technology, 2000. Conference on*. 2000.
71. Pawlak, B.J., et al., *Enhanced boron activation in silicon by high ramp-up rate solid phase epitaxial regrowth*. Appl. Phys. Lett, 2005. **86**(10): p. 101913.
72. Masetti, G., M. Severi, and S. Solmi, *Modeling of Carrier Mobility Against Carrier Concentration in Arsenic-, Phosphorus-, and Boron-doped Silicon*. IEEE Transactions on electron devices, 1983. **30**(17): p. 764-769.
73. Hernandez, M, *Procédé laser de réalisation de jonctions ultra-minces pour la microélectronique silicium : étude expérimentale, modélisation et test de faisabilité*. Université d'Orsay, 2005.



# Chapitre II

**[Mobilité des porteurs de charge et théorie de l'effet Hall]**

## Chapitre II : Mobilité des porteurs de charge et théorie de l'effet Hall



Le mouvement des porteurs libres dans un solide soumis aux influences combinées de champs électrique et magnétique a commencé à être étudié voilà plus d'un siècle. L'effet Hall a d'abord été observé dans les conducteurs métalliques en 1879 par Edwin Herbert Hall (1855-1938), puis dans les semi-conducteurs vers les années 1950 [1]. Il constitue une des techniques les plus importantes de l'histoire des semi-conducteurs car il permet d'une part une mesure directe du type et de la concentration de porteurs d'un matériau, et d'autre part, combiné à une mesure de résistivité, le calcul de la mobilité des porteurs.

Dans ce chapitre, nous commencerons par définir la notion de mobilité des porteurs de charge, puis nous présenterons de manière détaillée la théorie de l'effet Hall.

### II.1. NOTION DE MOBILITE DES PORTEURS

#### II.1.1. Rappel sur le dopage

Afin de bien comprendre la notion de mobilité des porteurs et de mécanisme de scattering, revenons sur le principe de dopage. Nous avons vu dans le chapitre I que pour améliorer la conduction du silicium ou de tout autre semi-conducteur, des impuretés sont ajoutées (dans notre cas par implantation ionique). Dans le cas du silicium qui possède quatre électrons de valence (colonne IV du tableau périodique des éléments), les impuretés injectées ont, soit trois électrons de valence (colonne III : bore, aluminium, galium...), soit cinq (colonne V : phosphore, arsenic, antimoine...). Dans le cas du bore, lorsque l'atome prend la place d'un atome de silicium dans le réseau, comme il possède un électron de valence de moins, un déficit d'électrons (ou trous) va se créer et inversement, dans le cas où le dopant possède un électron de valence supplémentaire, on aura un excès d'électrons (cf. Figure 20).

Lorsqu'on soumet ce semi-conducteur à un champ électrique, ce champ externe va fournir suffisamment d'énergie aux électrons libres (N) ou aux trous (P) (en fait aux électrons de valence voisins du trou), pour qu'ils se déplacent.

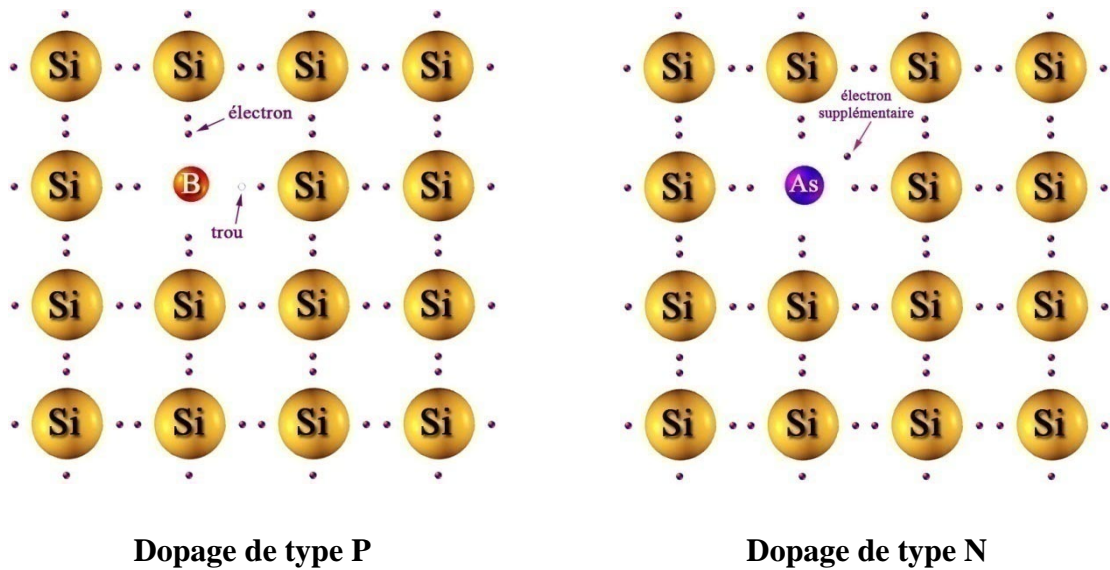


Figure 20 : Représentation schématique d'un cristal de silicium dopé P et N par injection respective d'atomes de bore et d'arsenic.

La vitesse moyenne de déplacement de ces porteurs  $\langle v \rangle$  est proportionnelle au champ électrique appliqué  $E$ , on a :  $\langle v \rangle = \mu.E$  où la constante  $\mu$  est appelé **mobilité des porteurs** et s'exprime en  $\text{cm}^2.V^{-1}.s^{-1}$ .

### II.1.2. Mouvement des porteurs de charge

Pour le silicium dopé P, le déplacement de trous se fera par déplacement d'électrons qui seront obligés de venir des autres liaisons covalentes (génération de paires électron-trou).

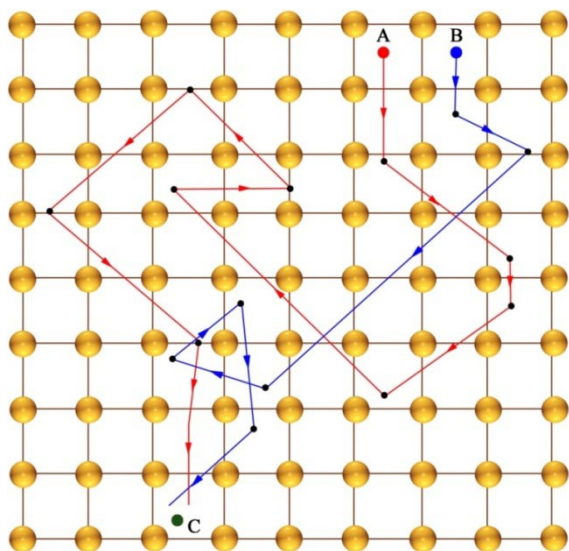


Figure 21 : Représentation schématique du déplacement des charges dans un cristal dans le cas d'un dopage de type P ou N (tracés rouge et bleu respectivement). Le parcours de déplacement d'un trou (du point A au point C) est plus complexe que celui d'un électron libre (de B à C).

Il faut fournir une énergie relativement élevée pour créer ces paires de porteurs, ainsi ils vont être beaucoup moins mobiles que les électrons libres du silicium dopé N. Ceci explique que la conductivité du silicium dopé P soit plus faible que celle de celui dopé N.

La mobilité des porteurs dépend du temps des différentes collisions qu'ils peuvent subir au cours de leur déplacement. Ces collisions, représentées par les points noirs sur la Figure 21, correspondent aux changements de direction des charges dans leur parcours. Ces collisions peuvent être dues aux impuretés, aux phonons, aux autres porteurs, et à tout autre défaut : nous



allons les décrire dans la section suivante.

### II.1.3. Les mécanismes de scattering (ou de collision/diffusion)

Les collisions des porteurs de charge au cours de leur déplacement ont deux principales origines qui sont d'une part les interactions avec le réseau et d'autre part celles avec les impuretés. Ces deux types d'interaction sont eux mêmes le résultat de plusieurs mécanismes.

#### II.1.3.1. Interactions avec le réseau

Lorsque la température est supérieure à 0K, les forces s'exerçant entre les atomes du réseau cristallin engendrent le déplacement d'un ou plusieurs atomes autour de leur position d'équilibre, entraînant une série d'ondes de vibration se propageant dans le réseau. Les porteurs peuvent alors entrer en collision avec le réseau cristallin qui vibre. La diffusion des électrons par les vibrations du cristal dépend alors de la nature de ces dernières : on introduit alors la notion de **phonons**, qui représentent les modes quantifiés de propagation des vibrations (quantum élémentaire d'énergie vibrationnelle). Un phonon est caractérisé par sa pulsation  $\omega$  et son vecteur d'onde  $\mathbf{k}$ .

- Lorsque deux atomes du réseau voisins vibrent en phase, on parle alors de **phonons acoustiques**. Le terme acoustique provient du fait qu'ils correspondent aux ondes sonores dans le réseau. Ils peuvent vibrer dans plusieurs directions et donc correspondre à une onde longitudinale et transverse. Ces vibrations génèrent un potentiel de déformation, on parle de **diffusion par potentiel de déformation**. Si les atomes du cristal sont partiellement ionisés, les déplacements des atomes génèrent un potentiel piézoélectrique : on parle de **diffusion piézoélectrique**.

- Lorsque deux atomes du réseau voisins vibrent en opposition de phase, on parle alors de **phonons optiques**. Le terme optique provient du fait qu'ils peuvent être très facilement excités par des ondes lumineuses (dans le domaine de l'infrarouge). De la même manière que les phonons acoustiques, ils peuvent être de type longitudinal et transverse. D'une part, ces phonons créent un potentiel de déformation proportionnel à la contrainte optique : on parle de **phonons optiques non polaires**. D'autre part, la polarisation produite par la vibration optique des charges ioniques crée un moment dipolaire dont le potentiel associé fait diffuser les électrons : on parle de **phonons optiques polaires**.

Les vibrations du réseau sont d'autant plus importantes que la température augmente, ainsi les mobilités chutent à haute température. Cependant, dans les cristaux purement cova-

lents tels que le silicium, les porteurs libres interagissent principalement avec les **modes de vibration longitudinaux acoustiques** [2]. La dépendance de la mobilité avec la température selon ce mode de vibration est donnée par :

$$\mu \propto m^{*-5/2} T^{-\alpha} \quad \text{avec } \alpha = 3/2 \text{ modes de vibration longitudinaux acoustiques}$$

où  $m^*$  est la masse effective et  $T$  la température.

Dans le cas où l'on doit prendre en compte les modes de vibration longitudinaux optiques, comme dans les matériaux ioniques III-V (GaAs, InP, GaN), la dépendance de la mobilité avec la température est donnée par :

$$\mu \propto T^{-\alpha} \quad \text{avec } \alpha = 2 \text{ pour les modes longitudinaux optiques}$$

Outre les interactions avec le réseau, le deuxième mécanisme de diffusion prédominant est constitué par les interactions des porteurs de charge avec les impuretés.

### II.1.3.2. Interactions avec les impuretés

L'autre source de collision des porteurs est constituée par les impuretés du réseau. Aux basses températures, on aura à faire aux **impuretés neutres** du réseau, les atomes étant principalement non ionisés. Lorsque la température augmente, l'ionisation des impuretés augmente également, ainsi le processus de collision devient limité par les collisions avec les **impuretés ionisées**. Ce dernier processus est prédominant.

Une impureté ionisée porte une charge positive ou négative selon qu'elle est un donneur ou un accepteur. Le processus de collision correspond à une interaction coulombienne qui perturbe la trajectoire des porteurs (cf. Figure 22). L'interaction est d'autant plus grande que la vitesse de l'électron est faible. Ainsi, à haute température comme la vitesse thermique  $v_{th}$  est grande, les interactions seront plus faibles.

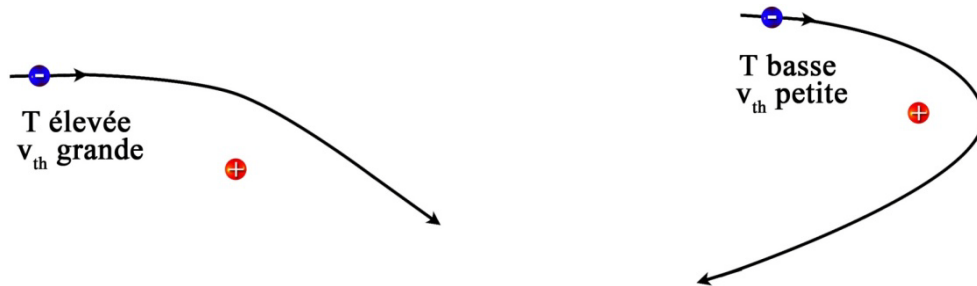


Figure 22 : Perturbation de la trajectoire d'un porteur par une impureté ionisée : quand la température augmente, la vitesse thermique augmente aussi et la perturbation est moins importante.

Pour ce type d'interaction, la dépendance de la mobilité en température est donnée par [2] :

$$\mu \propto T^{3/2}$$

Nous avons décrit ici les deux principaux mécanismes de scattering, cependant d'autres types d'interaction moins influents existent.

### II.1.3.3. Les autres interactions

Lorsque le dopage et la température augmentent, les **collisions entre électrons** deviennent de plus en plus fréquentes. Un autre mécanisme très souvent négligé est l'interaction avec les **défauts cristallins** comme les dislocations par exemple. En effet, dans un substrat de silicium, la quantité de défauts est tellement faible que les interactions en deviennent négligeables. Cependant, dans le cas de l'implantation ionique et plus particulièrement des jonctions ultra-minces, nous ne pourrions plus la négliger, c'est ce dont nous discuterons dans les chapitres 4 et 5.

### II.1.3.4. Bilan

On peut résumer tous ces mécanismes de diffusions ainsi que leur dépendance en température sous forme de schéma, tel que celui présenté sur la Figure 23.

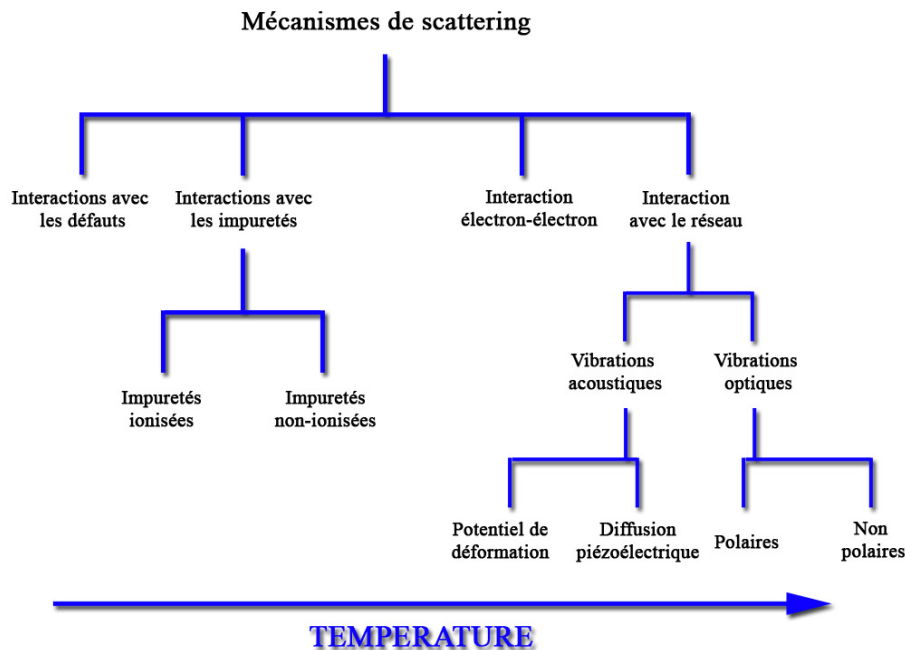


Figure 23 : Schéma récapitulatif des différents mécanismes de diffusion des porteurs dans un matériau en fonction de la température.

Parmi tous ces mécanismes, ce sont les deux sont prédominants : les interactions avec les impuretés et celles avec le réseau que nous prendrons en compte dans notre étude. Cepen-

dant, on peut noter que c'est aux basses températures que les interactions avec les défauts cristallins dominent, nous utiliserons cette propriété par la suite lorsque nous étudierons l'influence des défauts cristallins présents dans les jonctions ultra-minces sur la mobilité des porteurs.

### II.1.4. Mobilité totale

#### II.1.4.1. Règle de Matthiessen

Nous venons de voir que la mobilité des porteurs est limitée par plusieurs mécanismes de scattering différents selon la température. On peut décomposer la mobilité totale en la somme de chacune des composantes (dues aux différentes interactions) : c'est la règle de Matthiessen.

$$\frac{1}{\mu} = \frac{1}{\mu_{\text{réseau}}} + \frac{1}{\mu_{\text{impuretés}}} + \dots$$

Équation 3

*Remarque :* On parle de règle de Matthiessen, cependant à l'époque d'Augustus Matthiessen (1831-1870) le concept même de mobilité n'existait pas. Il s'agit en fait d'une extension de son travail réalisé au 19<sup>ème</sup> siècle [3, 4] qui concernait la variation de la résistance d'un conducteur ou d'un isolant avec la température. Or, nous verrons par la suite que la mobilité est liée à la conductivité et donc à la résistivité.

Ainsi à partir du calcul des différentes composantes qui agissent sur la mobilité, on peut obtenir la mobilité totale, comme le montre l'exemple de la Figure 24.

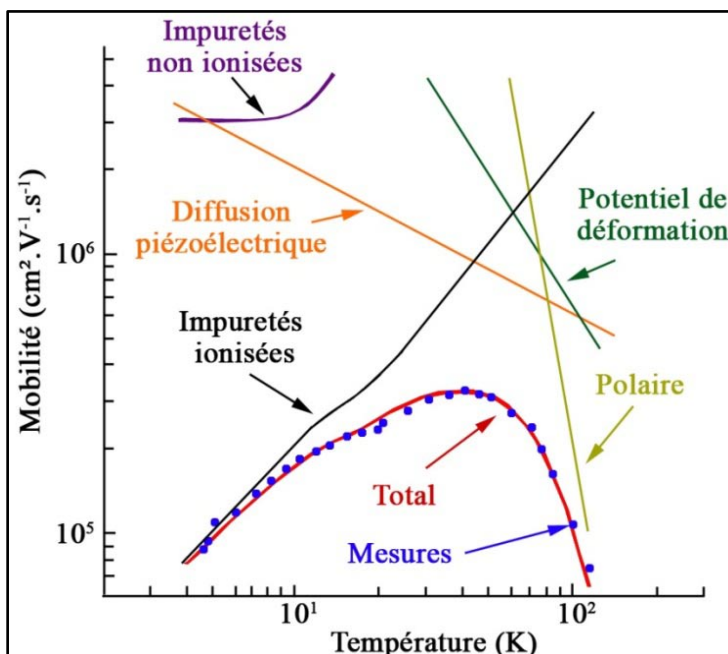


Figure 24 : Exemple d'analyse de mobilité en fonction de la température à partir du calcul des différents mécanismes de scattering qui interviennent. La mobilité totale calculée (courbe rouge) est comparée aux mobilités mesurées (points bleus). Cet exemple est extrait des travaux de Stillman et al. [5] dans du GaAs.

De nombreuses études ont été réalisées sur le comportement de la mobilité dans le silicium. Nous présentons dans la section suivante l'allure générale des courbes de mobilité des électrons et des trous dans le silicium en fonction de la température et du dopage.

II.1.4.2. Comportement général de la mobilité

La mobilité varie donc en fonction de la température et du dopage. Des nombreuses études ont notamment été réalisées dans les années 60-70 sur le comportement de la mobilité dans le silicium massif.

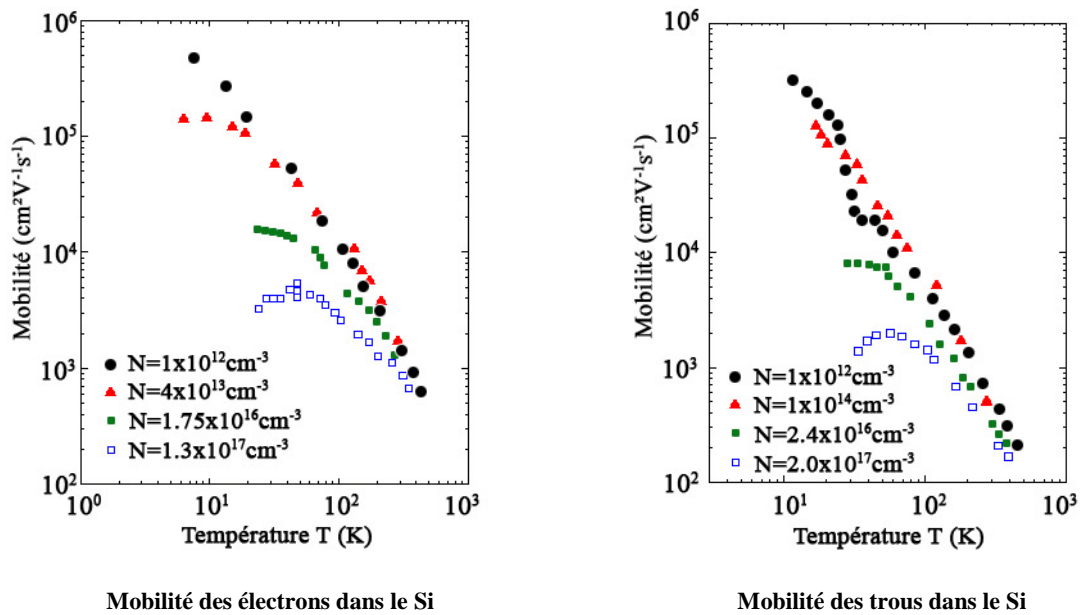
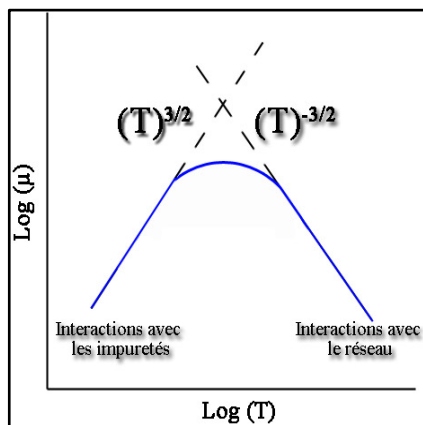


Figure 25 : Variation de la mobilité des trous et des électrons dans le silicium en fonction de la température et pour différents dopages. Les courbes ci-dessus sont issues de plusieurs travaux [6-10] réalisés sur du silicium massif dopé N et P.

De manière générale, l'évolution de la mobilité des trous ou des électrons est identique celle des trous étant cependant toujours plus faible (comme expliqué dans la section II.1.2). Et comme on peut le voir sur la Figure 25, la mobilité chute avec la concentration d'impuretés.



Pour les faibles dopages (cercles pleins sur les courbes), la mobilité est limitée uniquement par les vibrations du réseau : en effet elle augmente proportionnellement à  $T^{-3/2}$  lorsque la température diminue (cf. II.1.3.2 et Figure 26). A partir d'un certain dopage, la mobilité atteint un maximum, puis elle diminue avec la température, elle est alors

Figure 26 : Dépendance en température de la mobilité en tenant compte des deux principaux mécanismes de scattering.

limitée par les interactions avec les impuretés, et diminue proportionnellement à  $T^{3/2}$  (cf. II.1.3.1 et Figure 26). Aux températures élevées, la mobilité reste très faible en raison de l'augmentation des vibrations du réseau.

En ce qui concerne le comportement de la mobilité en fonction du dopage uniquement et à température ambiante, Masetti en al. [11] ont mis en commun en 1983 leurs mesures de mobilité à forte concentration dans du silicium dopé N et P avec de nombreux autres travaux. Ils ont ainsi pu établir un modèle analytique de la mobilité en fonction du dopage pour trois familles de dopants :

$$\mu_n = \mu_0 + \frac{\mu_{\max} - \mu_0}{1 + (n/C_r)^\alpha} - \frac{\mu_1}{1 + (C_s/n)^\beta} \tag{Équation 4}$$

$$\mu_p = \mu_0 \cdot e^{-p_c/p} + \frac{\mu_{\max}}{1 + (p/C_r)^\alpha} - \frac{\mu_1}{1 + (C_s/p)^\beta} \tag{Équation 5}$$

avec

	Arsenic	Phosphore	Bore
$\mu_0$	52,2	68,5	44,9
$\mu_{\max}$	1417	1414	470,5
$\mu_1$	43,4	56,1	29,0
$C_r$	$9,68 \times 10^{16}$	$9,20 \times 10^{16}$	$2,23 \times 10^{17}$
$C_s$	$3,43 \times 10^{20}$	$3,41 \times 10^{20}$	$6,10 \times 10^{20}$
$\alpha$	0,680	0,711	0,719
$\beta$	2,00	1,98	2,00
$p_c$	-	-	$9,23 \times 10^{16}$

Les tracés obtenus grâce à ce modèle analytique pour le bore, l'arsenic et le phosphore sont reportés sur la Figure 27. On note la très nette chute de mobilité lorsque le dopage augmente et ce quelque soit le dopant. L'écart entre les mobilités d'électrons et de trous se resserre fortement. Pour une concentration de porteurs de  $1 \times 10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$ , cet écart est de l'ordre de la dizaine d'unités alors qu'il est de presque d'un millier d'unités pour une concentration de porteurs de  $1 \times 10^{15} \text{ at.cm}^{-3}$ .

On comprend qu'aux très forts niveaux de dopage, la part de diffusion due aux impuretés devient très importante, ce qui explique les faibles valeurs de mobilité.

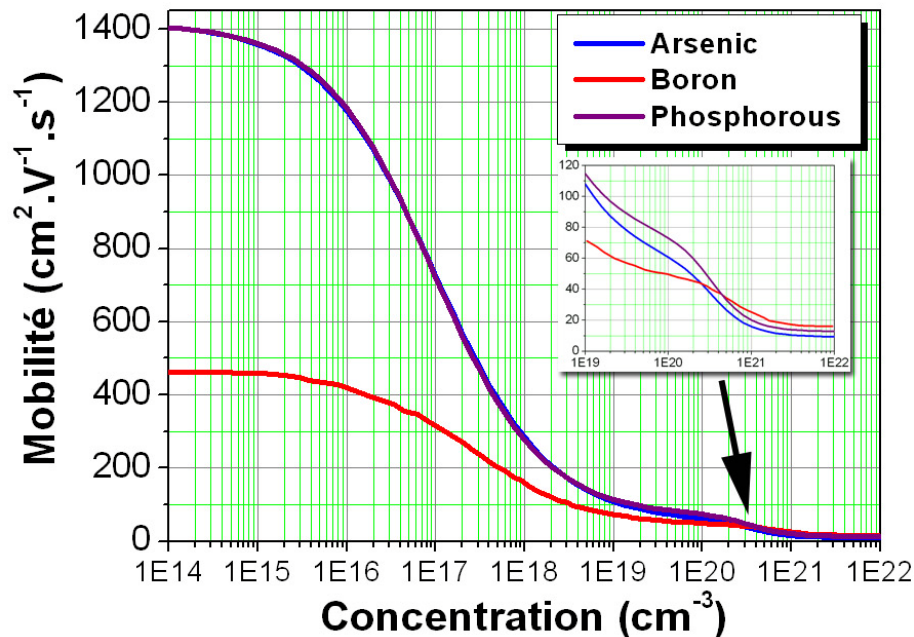


Figure 27 : Tracé de l'évolution de la mobilité obtenu à partir du modèle analytique en fonction du dopage à température ambiante pour trois familles de dopants : arsenic, phosphore et bore d'après les travaux de Masetti et al. [11].

Les valeurs de référence obtenues grâce au modèle analytique de Masetti que nous venons de présenter permettront l'analyse comparative du chapitre suivant, consacré à l'étude des mobilités de divers types d'échantillons mesurées par effet Hall.

Il est à noter que les données rassemblées par Masetti et al. pour leur modèle analytique proviennent d'échantillons de silicium exempts de tout défaut cristallin. Le dopage a été obtenu soit par dépôt ou diffusion, soit par implantation suivie de recuits très longs afin de dissoudre tous les défauts.

## II.2. L'EFFET HALL

### II.2.1. Historique

Nous sommes à l'automne 1879 à l'université *Johns Hopkins* de Baltimore, Edwin Herbert Hall (1855-1938) réalise sa thèse de doctorat sous la direction du professeur Henry Augustus Rowland (1848-1901). Il porte attention à une question que se posait le célèbre James Clerk Maxwell (1831-1879) dans son ouvrage « *A Treatise on Electricity and Magnetism* » (Clarendon Press, Oxford. 1873), à savoir si la force générée par un champ magnétique

sur un conducteur traversé par un courant agit sur le conducteur même ou sur le courant électrique qui le traverse. Aussi s'intéresse-t-il à une expérience réalisée par le professeur Rowland qui essaya sans succès de détecter l'influence d'un champ magnétique sur un courant électrique. Il part d'une hypothèse faite par le professeur Edlund dans un de ces articles (« *Unipolar induction* » Phil. Mag, Oct 1878) selon laquelle si le courant électrique dans un conducteur fixe est lui-même attiré par un aimant, alors il doit être dévié vers un côté du matériau et la résistance de ce dernier devrait augmenter. Dans ses premières expériences, il mesure les variations de résistance d'un fil d'argent disposé en spirale traversé par un courant et soumis à un champ magnétique, mais cela ne s'avère pas concluant. Finalement, toujours sous les conseils du professeur Rowland et après plusieurs essais sur différents matériaux, il s'intéresse alors à l'observation de la différence de potentiel entre les côtés opposés d'une feuille d'or. Cette expérience est un succès, il met alors en évidence la présence d'une différence de potentiel entre les côtés opposés de la feuille d'or lorsque celle-ci est traversée par un courant électrique et soumise à un champ magnétique perpendiculaire. L'effet d'un champ magnétique sur un matériau conducteur traversé par un courant électrique portera son nom : **l'effet Hall**.

### II.2.2. Théorie générale

Considérons un barreau semi-conducteur uniformément dopé comme celui présenté sur la Figure 28 dans le système de coordonnées indiqué. Un courant électrique positif  $I$  traverse le barreau de la gauche vers la droite. Un champ magnétique uniforme  $B_z$  vertical et perpendiculaire au barreau est alors appliqué : il en résulte l'apparition d'une force électromagnétique  $F_B = -eB_z v_x$  (force de Lorentz) où  $e$  est la charge électronique et  $v_x$  la vitesse de dérive des porteurs. Cette force génère un déplacement d'électrons, il apparaît une concentration de charges négatives sur l'un des côtés du barreau ainsi qu'un déficit de charges négatives du côté opposé. Cette distribution de charge donne naissance à un champ électrique  $E_y$ . Ce dernier est lui même responsable d'une force électrique qui agit sur les électrons :  $F_E = -eE_y$  (force de Coulomb). La migration des charges s'arrête lorsque l'équilibre est atteint, c'est-à-dire quand la somme des deux forces est nulle (deuxième loi de Newton).

On obtient alors :

$$E_y = -B_z v_x$$

Équation 6



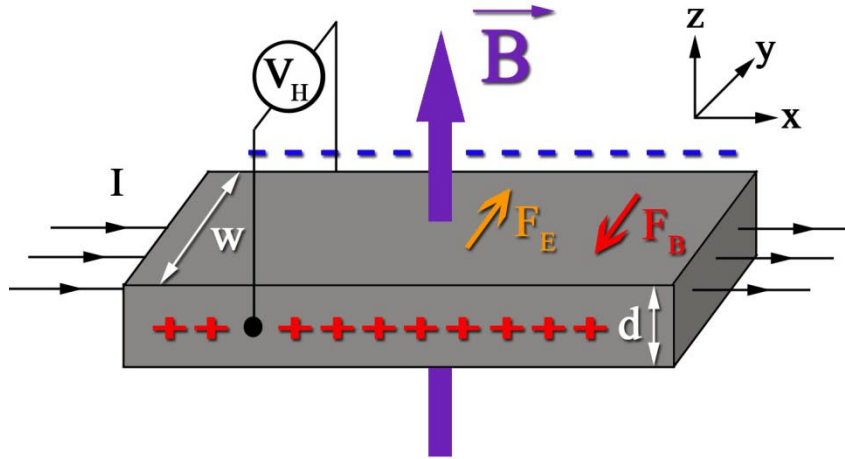


Figure 28 : Représentation schématique de l'effet Hall dans un barreau semi-conducteur.

Il règne alors entre les faces opposées du barreau une tension  $V_H = E_y w$  appelée *tension de Hall*. Dès lors, à partir de l'Équation 6, on obtient :  $V_H = -B_z v_x w$  et comme la vitesse des électrons est directement liée au courant électrique  $I_x$  par la relation :  $I_x = eN S v_x$  où  $N$  est le nombre de porteur de charge par  $m^3$  et  $S$  la section du barreau ( $S = wd$ ), on peut alors déduire l'équation suivante :

$$V_H = -\frac{I_x B_z}{eNd} \tag{Équation 7}$$

La tension de Hall  $V_H$  étant proportionnelle à la fois au courant électrique  $I_x$  au champ magnétique  $B_z$  et à l'épaisseur du barreau  $d$  on introduit un coefficient  $R_H$  appelé *coefficient de Hall* tel que :

$$R_H = -\frac{1}{eN} \tag{Équation 8}$$

Ce résultat est remarquable car il permet de déterminer une grandeur microscopique (nombre de porteurs de charge) à partir d'une mesure macroscopique (tension de Hall). Selon le type de porteurs de charge la tension de Hall mesurée sera positive ou négative, ainsi on peut déterminer le type de dopage du matériau étudié.

On a :  $R_H = -\frac{1}{en}$  pour une conduction par électrons : dopage de type n

$R_H = \frac{1}{ep}$  pour une conduction par trous : dopage de type p

avec  $n$  et  $p$  les concentrations de porteurs correspondantes (en  $\text{at.cm}^{-3}$ ).

*Remarque :* Les concentrations des porteurs de charges ( $n$  pour les électrons et  $p$  pour les trous) sont liées aux concentrations de donneurs  $N_D$  et d'accepteurs  $N_A$  ionisés par l'équation de neutralité du cristal :

$$N_D^+ + p = N_A^- + n$$

Dans le cas d'un substrat de silicium de type N de faible concentration dopé avec une forte dose de bore, on considère que la concentration de donneurs est négligeable ( $N_D=0$ ). De plus dans le cas du silicium, l'énergie d'ionisation est très faible, on peut donc admettre que tous les accepteurs sont ionisés, on a alors  $N_A^- = N_A$ , et l'équation de neutralité du cristal s'écrit :

$$p = N_A + n$$

De plus, avec la loi d'action de masse  $np = n_i^2$  (où  $n_i$  est la concentration intrinsèque du silicium) on obtient :

$$p = N_A + \frac{n_i^2}{p} \text{ et donc : } p = \frac{N_A \pm \sqrt{N_A^2 + n_i^2}}{2}$$

Dans le cas du silicium où la largeur de la bande interdite est grande on a :  $N_A^2 \gg n_i^2$  et donc finalement :

$$\boxed{p = N_A}$$

Ainsi, dans notre cas d'étude, la concentration de porteurs est égale à la concentration de dopants actifs. La mesure d'effet Hall nous donne donc accès directement à la concentration de dopants actifs.

### II.2.3. Théorie avancée

Les équations précédentes sont basées sur une simplification très importante : on assume que la vitesse de dérive des porteurs  $v_d$  est la même quels qu'ils soient. En pratique ce n'est pas vrai, car lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique et magnétique, leur mise en mouvement fait qu'ils vont subir de nombreuses collisions, et leurs vitesses seront donc différentes les unes par rapport aux autres. Nous devons donc tenir compte de ces phénomènes dans les équations de la section précédente. Pour cela, revenons à la théorie du transport des charges.

II.2.3.1. A l'équilibre thermodynamique

A une température T à l'équilibre thermodynamique, les porteurs subissent des collisions en raison de leur agitation thermique. Les origines de ces collisions peuvent être les

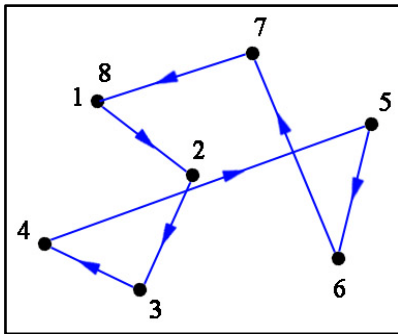


Figure 29 : Représentation schématique du mouvement d'un porteur à l'équilibre thermodynamique : la diffusion est isotrope.

atomes du réseau et les impuretés ionisées, mais leur diffusion est **isotrope** : le mouvement net de l'ensemble des électrons est donc nul. Comme schématisé sur la Figure 29, la position finale du porteur (8) est identique à celle de départ (1). Les électrons libres dans un cristal à l'équilibre thermodynamique se comportent comme les molécules d'un gaz

parfait. On peut ainsi calculer la distribution de leur vitesse thermique  $v$  à partir de la loi de distribution des vitesses de Maxwell-Boltzmann [12] d'un gaz parfait. Pour un gaz d'électrons contenant  $n$  électrons par unité de volume, le nombre d'électrons ayant une vitesse comprise entre  $v$  et  $v + dv$  est donné par la relation :

$$dn = 4\pi v^2 n \left( \frac{m^*}{2\pi k_B T} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{m^* v^2}{2k_B T}} dv$$

Équation 9

avec  $m^*$  la masse effective,  $k_B$  la constante de Boltzmann et T la température.

Les porteurs de charge ont donc à l'équilibre thermodynamique une **vitesse thermique** ; la distribution des vitesses de chaque porteur est déterminée par la statistique de Maxwell-Boltzmann. Etant en présence d'une distribution de vitesse thermique, par conséquence il existe une distribution en énergie.

II.2.3.2. Sous l'effet d'un champ électrique

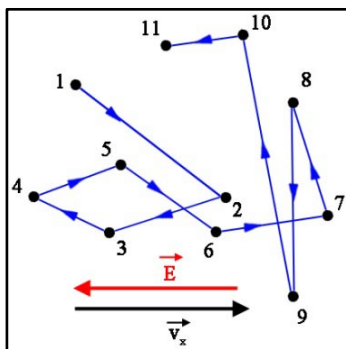


Figure 30 : Représentation schématique du mouvement d'un porteur sous un champ électrique E.

Lorsqu'ils sont soumis à un champ électrique, par exemple dans la direction x, les porteurs de charge se déplacent, ils acquièrent une vitesse appelée vitesse de dérive  $v_x$ . Comme ils sont en mouvement, le nombre de collisions qu'ils peuvent subir augmente nettement ; les différents types de collisions (mécanismes de scattering) existants ont été décrits dans la section II.1.3. La composante de vitesse de dérive, parallèle au champ électrique E

(cf. Figure 30), s'ajoute à la composante thermique présentée

dans la section précédente. La vitesse instantanée du porteur  $v_i$  est liée au champ électrique par la relation :

$$F = qE = m^* \frac{dv_i(t)}{dt}$$

En intégrant sur un intervalle de temps entre  $t_0$  et  $t_0+t$  on obtient :

$$v_i(t) = q \frac{t}{m^*} E$$

On introduit alors un paramètre essentiel : le temps moyen entre deux collisions  $\tau$ , qui correspond au temps nécessaire à un électron pour revenir à sa position d'équilibre après une perturbation. Ainsi, à partir de l'équation du mouvement qui régit les porteurs en présence d'un champ électrique  $E$  [13], on peut définir la vitesse moyenne de dérive des porteurs comme étant :

$$\langle v \rangle = q \frac{\langle \tau \rangle}{m^*} E$$

La vitesse moyenne de dérive des porteurs  $\langle v \rangle$  est liée au champ électrique  $E$  par une constante qui n'est autre que la mobilité des porteurs  $\mu$ . Ainsi on a :

$$\langle v \rangle = \mu E \quad \text{avec} \quad \mu = q \frac{\langle \tau \rangle}{m^*} \quad \text{Équation 10}$$

Nous venons donc de montrer que les porteurs n'ont pas tous la même et ce, en raison des divers mécanismes de diffusion (ou de scattering) présentés en détail dans la section II.1.3. Pour tenir compte de cela lors d'une mesure par effet Hall, on introduit donc un facteur correctif appelé **facteur de scattering** et noté  $r$ , comme expliqué dans la section suivante.

### II.2.3.3. Prise en compte de la distribution des vitesses

Pour tenir compte de cette distribution des vitesses des porteurs, on rajoute le facteur de scattering  $r$  à l'Équation 8 de manière à avoir :

$$R_H = -\frac{r}{eN} \quad \text{Équation 11}$$

L'introduction de ce facteur correctif  $r$  permet de tenir compte de manière simple de la distribution des énergies et des vitesses des porteurs décrite précédemment. Si l'on reprend

l'Équation 7, on voit que :

$$R_H = -\frac{V_H d}{I_x B_z} = -\frac{E_y}{J_x B_z} \quad \text{Équation 12}$$

En réalité, c'est le rapport du champ électrique et de la densité de courant  $E_y/J_x$  qui va être modifié par ces distributions. Nous définirons ainsi de manière détaillée le facteur de scattering dans la section suivante.

Désormais, en tenant compte de ce facteur correctif, la concentration de porteur  $N$  en présence est donnée par la relation :

$$N = -\frac{r}{eR_H} \quad \text{Équation 13}$$

D'autre part, on a vu que le courant  $I_x$  est lié au nombre de porteurs de charge par la relation  $I_x = eNs v_x$ , il est également relié à la conductivité du barreau par :  $I_x = \sigma E_y S$ .

D'après la définition de la mobilité de dérive des porteurs que l'on notera  $\mu_d$  qui relie leur vitesse moyenne  $\langle v \rangle$  au champ électrique  $E$  :  $\langle v \rangle = \mu_d E$  (cf. Équation 10), on peut aisément la lier avec la conductivité du barreau par la relation :

$$\mu_d = \frac{\sigma}{eN} \quad \text{Équation 14}$$

Enfin à partir de l'Équation 11 et de la relation entre résistivité  $\rho$  et conductivité  $\sigma$  soit  $\sigma = \frac{1}{\rho}$  on obtient :

$$\mu_d = -\frac{R_H}{r\rho} \quad \text{Équation 15}$$

*Remarque :* on définit par ailleurs la quantité  $|R_H / \rho|$  comme étant la « mobilité de Hall » notée  $\mu_H$  ainsi la mobilité de dérive des porteurs est liée à la mobilité de Hall par le facteur de scattering  $r$  :

$$\mu_d = \frac{\mu_H}{r} \quad \text{Équation 16}$$

Ainsi, dans le cas d'un barreau semi-conducteur uniformément dopé d'un seul type de

porteur majoritaire, l'effet Hall permet par une simple mesure de tension d'accéder à la concentration de porteurs en présence (c.à.d. dans notre cas de dopants actifs cf. section II.2.2) ainsi qu'à la mobilité de dérive de ces derniers par une mesure de résistivité. Nous avons par ailleurs montré l'importance du facteur de scattering intervenant dans la détermination des deux paramètres « concentration et mobilité des porteurs » ; la détermination de sa valeur est donc essentielle.

### II.2.4. Le facteur de scattering

#### II.2.4.1. Calcul théorique

Pour parvenir à la définition précise du facteur de scattering, nous devons résoudre l'équation du mouvement qui régit les porteurs en présence à la fois d'un champ électrique  $E$  et d'un champ magnétique  $B$ . Si l'on se place dans le cas d'une mesure par effet Hall comme représenté sur la Figure 28, on peut alors exprimer la vitesse des porteurs en tenant compte des forces auxquels ils sont soumis :

$$\dot{v}_x = \frac{F_x}{m^*} = \frac{e}{m^*} E_x - \frac{eB_z}{m^*} v_y = \frac{e}{m^*} E_x - \omega_c v_y \quad \text{Équation 17}$$

$$\dot{v}_y = \frac{F_y}{m^*} = \frac{e}{m^*} E_y + \frac{eB_z}{m^*} v_x = \frac{e}{m^*} E_y + \omega_c v_x \quad \text{Équation 18}$$

sachant que  $\omega_c$  correspond à la fréquence cyclotron, c'est-à-dire la vitesse angulaire qu'acquiert un électron plongé dans un champ magnétique. Elle s'exprime selon :

$$\omega_c = \frac{eB}{m^*} \quad \text{Équation 19}$$

Nous souhaitons donc résoudre ces deux équations afin d'obtenir les expressions des densités de courants transverses et longitudinaux en fonction du champ électrique. La résolution détaillée de ces équations est décrite dans la référence [14], on obtient :

$$v_x = \frac{J_x}{eN} = \frac{e}{m^*} \left\{ \left\langle \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right\rangle E_x - \omega_c \left\langle \frac{\tau^2}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right\rangle E_y \right\} \quad \text{Équation 20}$$

$$v_y = \frac{J_y}{eN} = \frac{e}{m^*} \left\{ \left\langle \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right\rangle E_y + \omega_c \left\langle \frac{\tau^2}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right\rangle E_x \right\} \quad \text{Équation 21}$$

Dans ces deux équations, l'utilisation de la moyenne des énergies des porteurs permet de tenir compte de la distribution en énergie des porteurs libres.

D'après les Équation 11, 12 et 19, on peut exprimer le facteur de scattering  $r$  selon :

$$r = -eNR_H = -eN \frac{(-E_y)}{J_x B_z} = -\frac{Ne^2}{m^* \omega_c} \frac{(-E_y)}{J_x} \tag{Équation 22}$$

A l'équilibre, le courant transverse est nul, on a alors  $J_y = 0$ , on peut ainsi déduire de l'Équation 21 l'expression de  $E_x$  en fonction de  $E_y$  qui insérée dans l'Équation 20 conduit à l'expression du rapport  $E_y / J_x$  à partir de laquelle on obtient :

$$r = \frac{\left\langle \frac{\tau^2}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right\rangle}{\left\langle \frac{\tau}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right\rangle^2 + \omega_c^2 \left\langle \frac{\tau^2}{1 + \omega_c^2 \tau^2} \right\rangle} \tag{Équation 23}$$

On a donc désormais la définition de  $r$  en fonction du temps de relaxation des porteurs et du champ magnétique.

#### II.2.4.2. Cas particuliers

Revenons au phénomène subit par un électron dans un champ magnétique. Si sa vitesse  $\vec{v}$  est perpendiculaire au champ  $\vec{E}$ , il va alors se mouvoir dans le plan perpendiculaire à  $\vec{E}$  en suivant une trajectoire circulaire de rayon  $R$  et de période  $T$  comme le montre la Figure 31.

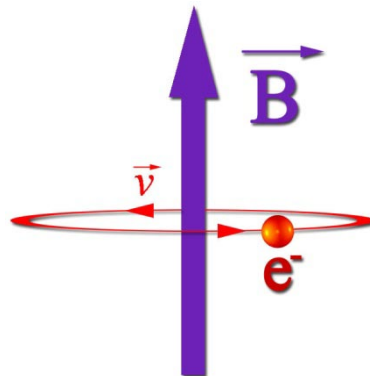


Figure 31 : Représentation schématique du mouvement d'un électron dans un champ magnétique perpendiculaire.

A partir des Équation 10 et Équation 19 on obtient la relation :  $\omega_c \langle \tau \rangle = \mu_d B_z$ . Dans des conditions de champs magnétiques très faibles (comme ceux utilisés pour des mesures classiques par effet Hall), la vitesse de rotation des électrons est telle que le temps de relaxation  $\tau$  est très court par rapport à sa période de rotation  $T$  [12]. Ceci se traduit dans la relation précédente par :

$$\boxed{\omega_c \tau = \mu_d B_z \ll 1} \quad \text{Équation 24}$$

Ainsi, en appliquant cette dernière relation dans l'Équation 23, on obtient :

$$r = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2} \quad \text{Équation 25}$$

Le facteur de scattering est donc défini par l'Équation 25 dans le cas général des faibles champs magnétiques tels que ceux que l'on utilise pour effectuer nos mesures par effet Hall.

Si l'on se place maintenant dans le cas des très forts champs magnétiques, on aura alors  $\omega_c \tau = \mu_d B_z \gg 1$ . Cependant, on ne peut pas comme précédemment utiliser cette relation pour simplifier l'Équation 23 qui a été calculée dans l'approximation des faibles champs. Toutefois, Rode et al. [15] ont montré que dans ce cas particulier les porteurs avaient approximativement la même vitesse et par conséquent  $r = 1$ . Ceci est très important car cela nous permet de réaliser une mesure absolue du facteur de scattering. En effet, en utilisant l'Équation 11, on peut obtenir la valeur de  $r$  pour un champ magnétique donné en faisant le rapport du coefficient de Hall  $R_{H_0}$  mesuré pour un champ  $B_c$  et le coefficient de Hall  $R_{H_\infty}$  mesuré à fort champ magnétique  $B_\infty$ . On a alors :

$$\boxed{r = R_{H_0} / R_{H_\infty}}$$

Cette méthode permet une mesure absolue de  $r$ , cependant elle reste relativement difficile à réaliser en raison des très forts champs nécessaires, en particulier dans le cas du silicium où les mobilités sont faibles. Nous y reviendrons dans le chapitre suivant.

Enfin, il est important de rappeler que tous ces calculs sont valables pour le cas de semi-conducteurs non-dégénérés. S'ils sont dégénérés, on s'attend à ce que  $\tau = \tau(E_F) =$  constante [12] et ainsi  $r = 1$ .



## CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons défini les paramètres physiques essentiels de ces travaux de thèse. Tout d'abord, nous avons défini le terme de **mobilité des porteurs**, ainsi que tous les mécanismes de diffusion qui la gouvernent, et nous avons présenté le comportement de cette mobilité en fonction de la température et du dopage. Ensuite, nous avons abordé la théorie de **l'effet Hall**, effet qui bien que découvert il y a plus d'un siècle, s'est avéré essentiel dans l'étude des semi-conducteurs. Nous l'utilisons dans le cadre de ces travaux de recherche pour la détermination de deux paramètres électriques essentiels des jonctions ultra-minces étudiées : la concentration de dopants actifs et la mobilité des porteurs de charge. Nous avons également introduit dans ce chapitre un facteur de correction dont la détermination est indispensable dans le cadre de mesures par effet Hall, il s'agit du **facteur de scattering**. Ce dernier relie les valeurs « brutes » obtenues directement lors de la mesure (concentration et mobilité de Hall), aux valeurs « vraies » (concentration de dopants actifs et la mobilité de dérive des porteurs de charge). Il dépend principalement des mécanismes de diffusion qui limitent la mobilité des porteurs dans un cristal, mais aussi de la température et du champ magnétique.

Dans le chapitre suivant nous présentons les différentes techniques de mesure utilisées lors de ces travaux de recherche.

## REFERENCES DU CHAPITRE II

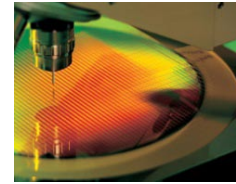
1. Smith, R.A., in *Semiconductors - Chap. 5*. 1959, Cambridge university Press: Cambridge.
2. Seeger, *Semiconductor physics 9th edition*, ed. Springer. 1973. 166.
3. Matthiessen, A. and C. Vogt, *On the influence of temperature on the electric conductive-power of thallium and iron*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 1863. **153**: p. 369-383.
4. Matthiessen, A. and C. Vogt, *On the influence of temperature on the electric conductive-power of alloys*. Philosophical Transactions of the Royal Society of London, 1864. **154**: p. 167-200.
5. Stillman, G.E. and C.M. Wolfe, *Electrical characterization of epitaxial layers*. Thin Solid Films, 1976. **31**(1-2): p. 69-88.
6. Canali, C., et al., *Spin-Orbit Effect in the Si Valence Band*. Physical Review Letters, 1973. **31**(8): p. 536.
7. Logan, R.A. and A.J. Peters, *Impurity Effects upon Mobility in Silicon*. Journal of Applied Physics, 1960. **31**(1): p. 122-124.
8. Morin, F.J. and J.P. Maita, *Electrical Properties of Silicon Containing Arsenic and Boron*. Physical Review, 1954. **96**(1): p. 28.
9. Norton, P., T. Braggins, and H. Levinstein, *Impurity and Lattice Scattering Parameters as Determined from Hall and Mobility Analysis in n-Type Silicon*. Physical Review B, 1973. **8**(12): p. 5632.
10. Ottaviani, G., et al., *Hole drift velocity in silicon*. Physical Review B, 1975. **12**(8): p. 3318.
11. Masetti, G., M. Severi, and S. Solmi, *Modeling of Carrier Mobility Against Carrier Concentration in Arsenic-, Phosphorus-, and Boron-doped Silicon*. IEEE Transactions on electron devices, 1983. **30**(17): p. 764-769.
12. Blood, *The Electrical Characterization of Semiconductors: Majority Carriers and Electron p115*. 1992: Academic, London.
13. Seeger, K., *Electrical conductivity and its temperature dependence*, in *Semiconductor Physics*, Springer, Editor. 2004. p. 48.
14. Smith, R.A., in *Semiconductors - Second Edition - Section 5.2.2*. 1978, Cambridge university Press: Cambridge.
15. Rode, D.L. and M. Wolfe, *Magnetic-Field Dependence of the Hall Factor for Isotropic Media*. J. Appl. Phys., 1983. **54**: p. 10-13.



# Chapitre III

**[Méthodes expérimentales et  
instrumentation]**

## Chapitre III : Méthodes expérimentales et instrumentation



Afin d'obtenir une caractérisation très complète des jonctions ultra-minces, nous avons utilisé trois types d'analyse complémentaires : chimique, structurale et électrique, que nous avons complété par une analyse mathématique. L'analyse chimique choisie est la spectrométrie de masse à ionisation secondaire qui permet d'obtenir le profil de concentration de dopants implantés en fonction de la profondeur. L'analyse structurale est réalisée via la microscopie électronique à transmission ; grâce à elle on peut confirmer ou non la présence de défauts cristallins et déterminer leur type ainsi que leur densité. L'analyse électrique quant à elle associe des mesures par la méthode des quatre pointes pour obtenir la résistance carrée et des mesures par effet Hall pour obtenir la résistance carrée ainsi que la dose de dopant actifs et la mobilité des porteurs. Enfin, nous avons mis au point un modèle d'analyse mathématique qui, outre le fait de vérifier la cohérence et la justesse des mesures, nous permet de mettre en évidence, s'il y a lieu, la dégradation de la mobilité des porteurs.

Dans un premier temps, nous décrirons les différentes techniques de mesure utilisées, puis nous présenterons le modèle mathématique que nous avons développé.

### III.1. ANALYSE CHIMIQUE : LA SPECTROMETRIE DE MASSE A IONISATION SECONDAIRE

#### III.1.1. Principe de base

La spectrométrie de masse à ionisation secondaire (SIMS) est un procédé d'analyse de surface qui consiste à bombarder la surface de l'échantillon à analyser avec un faisceau d'ions dits primaires. L'échantillon est alors pulvérisé et une partie de la matière est ionisée ; il s'agit donc d'une méthode de caractérisation destructive. Les ions secondaires ainsi éjectés (cf. Figure 32) sont accélérés vers un spectromètre de masse qui permet de mesurer la composition élémentaire, isotopique ou moléculaire de la surface de l'échantillon. Bien que les premières observations de la pulvérisation ionique aient été faites en 1910 par le physicien britannique **Sir Joseph John "J.J." Thomson** (1856-1940) [1], c'est à **Herzog** et **Viehbock** que l'on doit les travaux de base [2] qui ont conduit à l'élaboration de la technique autour de 1949.

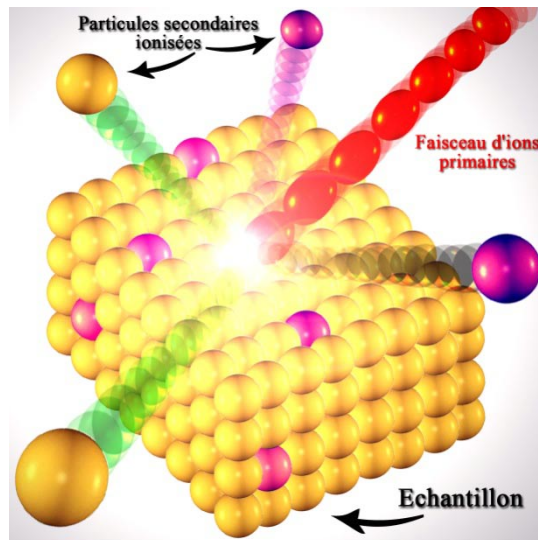


Figure 32 : Vue schématique de la surface de l'échantillon analysé bombardé par un faisceau d'ions primaires qui engendre l'émission de particules secondaires ionisées.

Sa grande sensibilité et sa haute résolution en profondeur font du SIMS la méthode la plus adaptée et la plus précise pour l'analyse chimique des matériaux utilisés en microélectronique. Dans notre cas, nous l'utilisons pour établir un profil de concentration des dopants présents en fonction de la profondeur, les éléments que l'on veut détecter dépendent du type d'ions primaires utilisés.

### III.1.2. Description détaillée de l'appareillage

Sur la Figure 33 sont représentés les éléments principaux qui constituent un tel appareillage. L'échantillon est tout d'abord placé dans une enceinte à vide très poussé (quelques  $10^{-9}$  Torr) puis il est polarisé positivement ou négativement (selon la polarité des ions secondaires que l'on veut extraire). Un faisceau d'ions dits primaires de faible énergie (quelques keV) est émis par une source et va bombarder l'échantillon cible. Sous l'effet de l'impact des ions incidents les atomes de la cible sont pulvérisés ; si le bombardement est maintenu, l'échantillon est alors érodé progressivement et très lentement. Ce bombardement continu génère l'émission d'espèces secondaires diverses (cf. Figure 32) : électrons, photons, atomes et molécules neutres issus de l'échantillon. Des ions primaires peuvent également être rétro-diffusés.

Les éléments ionisés extraits de la cible dépendent du type d'ions primaires utilisés. En effet, l'utilisation d'un faisceau d'ions primaires oxygène augmente significativement les rendements d'ions positifs (comme le bore) alors que sous l'effet d'un bombardement d'ions

césium, on augmente le rendement d'ions négatifs (halogènes, phosphore, carbone, oxygène...). Sur la Figure 33, on retrouve la source d'ion césium ainsi qu'une source duoplasmatron qui permet de générer des ions primaires argon, azote, xénon et oxygène. Les particules secondaires éjectées dans le vide sont ensuite accélérées jusqu'au spectromètre de masse magnétique qui assure le tri des ions selon leur énergie et leur masse.

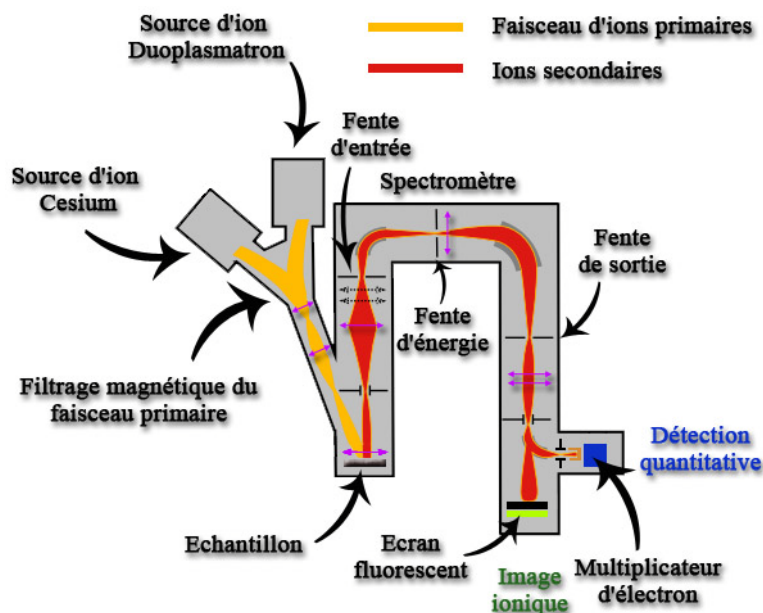


Figure 33 : Schéma de principe de fonctionnement d'un SIMS

En sortie du spectromètre, les ions secondaires sont dirigés vers un écran fluorescent ou système de détection constitué d'une cage de Faraday (pour les fortes intensités) suivi d'un multiplicateur d'électrons permettant de transformer un faible courant ionique en un signal mesurable. Chaque cascade d'électrons créée est comptabilisée comme un coup et correspond à un ion secondaire incident.

Les analyses SIMS présentés dans cette thèse ont pour la plupart été réalisées par Claude Armand à l'INSA de Toulouse sur un système CAMECA IMS 4Fe6, mais certaines mesures ont été réalisées soit en Allemagne par la société FEI sur un système FEI SIMS 4600 quadrupole depth profiler, soit en Angleterre par la société CSMA sur un système CAMECA IMS 7F.

### III.1.3. Application à notre étude

L'analyse SIMS permet donc d'établir un profil représentant l'intensité de coup par seconde d'un élément donné en fonction du temps d'érosion (cf. Figure 34 premier graphe).

La minimisation des fluctuations du faisceau d'ions primaires permet de maintenir la vitesse d'érosion constante, ainsi la mesure au profilomètre de la profondeur du « cratère » formé au cours de l'analyse, ramenée à la durée de celle-ci permet de déduire la valeur de la vitesse d'érosion et donc de calibrer en profondeur les spectres obtenus. La concentration des impuretés analysées, quant à elle, ne peut être déterminée qu'à partir d'un échantillon référence. Cet échantillon, de même nature (matériau et impuretés) dont la concentration en impureté est connue, doit être analysé dans les mêmes conditions expérimentales que l'échantillon étudié. Ce type de référence est obtenu auprès d'organismes tels que l'ASTM International (*American Society for Testing and Material*) qui est un organisme de normalisation qui rédige et produit des normes techniques concernant les matériaux, les produits, les systèmes et les services. Grâce à la référence, un facteur relatif de sensibilité (RSF pour Relative Sensitivity Factor) est déterminé et permet de convertir l'intensité (en coups par seconde) en concentration d'impuretés (en  $\text{atm.cm}^{-3}$ ) comme montré sur la Figure 34. Cette méthode d'analyse donne la concentration totale des impuretés présentes en fonction de la profondeur, mais comme vu dans le premier chapitre, ces impuretés ne sont pas toutes électriquement activées après le recuit. C'est pourquoi nous combinerons cette technique d'analyse chimique à des techniques d'analyse électrique pour obtenir des informations sur le profil de dopants actifs.

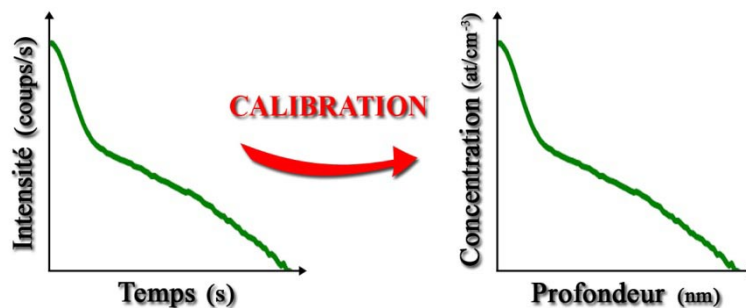


Figure 34 : Profils SIMS avant (courbe de gauche) et après (courbe de droite) calibration, on obtient les variations de concentration de l'impureté introduite en fonction de la profondeur.

Comme on l'a vu dans la section I.2.1, le dopant majoritairement employé pour la fabrication des jonctions  $p^+/n$  est le bore. Le substrat qui constitue l'objet de la plupart de cette étude est le silicium, mais nous aborderons dans le dernier chapitre de ce manuscrit, les nouveaux matériaux tels que le SOI (Silicon On Insulator), les alliages silicium/germanium (SiGe) ainsi que le germanium pur (Ge) (matériau avec lequel a été réalisé le tout premier transistor !), matériaux que l'on utilise déjà ou que l'on envisage d'utiliser, pour améliorer les performances des dispositifs.



## III.2. ANALYSE STRUCTURALE : LA MICROSCOPIE ELECTRONIQUE EN TRANSMISSION

### III.2.1. Principe et historique

La microscopie électronique en transmission (MET ou TEM en anglais pour *Transmission Electron Microscopy*) est une technique de microscopie où un faisceau d'électrons de haute énergie ( $>100\text{keV}$ ) est « transmis » à travers un échantillon très mince, transparent aux électrons. Les effets d'interaction entre les électrons et l'échantillon donnent une image dont la résolution peut atteindre aujourd'hui 0,8 Angströms.

La mise au point de la microscopie électronique est l'aboutissement de progrès scientifiques initiés au milieu du XIX<sup>ème</sup> siècle. Ce sont principalement les travaux du britannique **J.J. Thomson** sur les tubes cathodiques [3] et ceux de **Hans Busch** sur l'optique électronique [4, 5] qui ont permis à **Max Knoll** et son étudiant **Ernst Ruska** de construire le premier microscope électronique en 1931.

### III.2.2. Description détaillée de l'appareillage

Sur la Figure 35 sont représentées les différentes parties composant un TEM. Une source composée d'un filament porté à haute température émet un faisceau d'électrons qui est ensuite légèrement focalisé et accéléré. Grâce à un système de lentilles condensateur, le faisceau est dirigé vers l'échantillon à examiner placé sur une platine (porte échantillon) possédant un nombre de degrés de liberté suffisant pour pouvoir l'orienter selon différentes directions par rapport au flux d'électrons. Une lentille magnétique, appelée objectif, donne une image de l'objet agrandie de 10 à 100 fois. Cette image est reprise par une lentille intermédiaire, puis par une lentille magnétique, dite de projection, donnant une image agrandie de l'image intermédiaire observée sur un écran fluorescent. Pour favoriser le déplacement des électrons à l'intérieur du microscope, des pompes à vide maintiennent dans l'appareil un vide très poussé (jusqu'à  $10^{-10}\text{Torr}$ ). Les échantillons à analyser doivent être de petite taille et extrêmement minces (entre 0,1 et 0,2 micromètre) pour être transparents aux électrons, ce qui nécessite une longue et délicate préparation.

Le microscope électronique en transmission a deux principaux modes de fonctionnement :

- **Le mode diffraction**

Ce mode utilise le comportement ondulatoire des électrons. Lorsque le faisceau

traverse un échantillon de structure cristallographique, il donne lieu au phénomène de diffraction. L'analyse des diagrammes de diffractions permet de déterminer la structure cristalline du matériau étudié, et dans certains cas, celle des inclusions (précipités) dues à la présence d'impuretés.

- **Le mode image**

Le faisceau électronique interagit avec l'échantillon suivant l'épaisseur, la densité ou la nature chimique de celui-ci, ce qui conduit à la formation d'une image contrastée dans le plan image. En plaçant le détecteur dans ce plan, on peut observer une image par transparence de la zone irradiée. Le mode image peut être utilisé avec un ou plusieurs faisceaux.

- Un seul faisceau :

Lorsqu'on utilise un seul faisceau, on peut analyser le faisceau transmis au moyen de diaphragmes de contraste ; on parle d'analyse en « champ clair » (Bright Field), qui permet par exemple la visualisation de couches amorphes ou des défauts étendus. On peut aussi analyser le faisceau diffracté, soit en « champ sombre » (Dark Field), où l'on obtient le négatif de l'image précédente, soit en « faisceau faible » (Weak Beam), pour imager des dislocations ou des défauts avec une résolution optimale.

- Multi faisceau :

En utilisant plusieurs faisceaux, on peut analyser les interférences entre ces faisceaux diffractés, leur recombinaison permet d'obtenir une image dite haute résolution du matériau, c'est-à-dire avec visualisation des colonnes atomiques. Ce mode permet d'avoir des informations sur la structure cristalline de l'échantillon étudié.

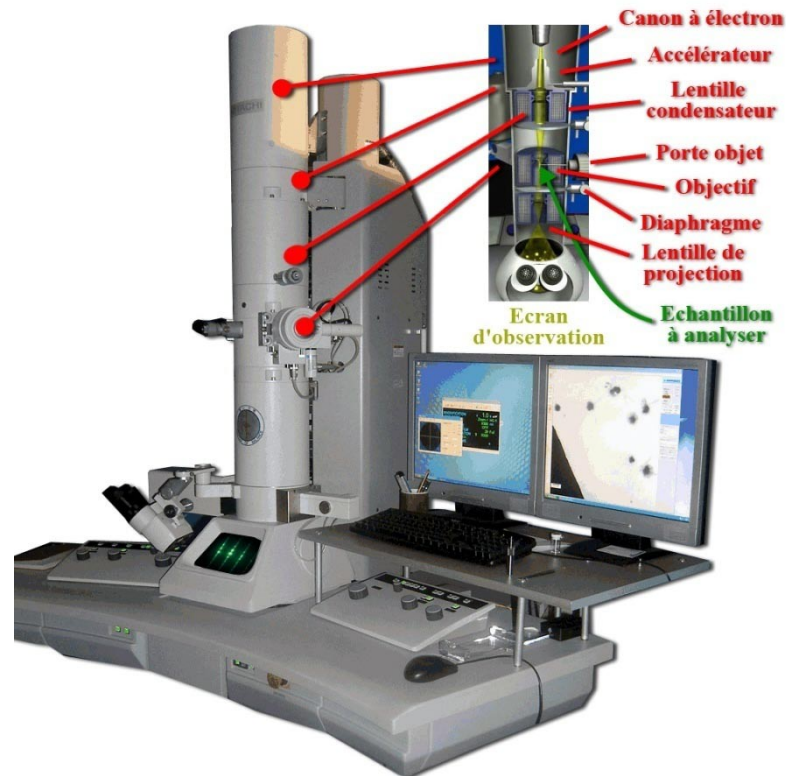


Figure 35 : Photographie et description d'un TEM et des différentes parties le composant.

Il existe deux types de préparation d'échantillon :

- **La vue en coupe (cross-section)**

Il s'agit d'une vue par la tranche qui permet de mesurer la position en profondeur des défauts cristallins ou l'épaisseur des couches amorphes. La structure atomique des défauts peut être également étudiée grâce à des images haute résolution.

- **La vue plane**

La vue plane quant à elle est utilisée pour les mesures statistiques des populations de défauts, c'est-à-dire des mesures de densité et de taille moyenne.

La microscopie électronique en transmission est l'outil idéal pour caractériser et identifier des défauts dans les matériaux cristallins. La résolution extrême de cette technique (inférieure à l'angström) permet d'accéder à des paramètres physiques inaccessibles par d'autres techniques.

Les images TEM, présentées dans cette thèse, ont toutes été réalisées au Centre d'Elaboration de Matériaux et d'Etudes Structurales du CNRS (CEMES), sur un microscope JEOL 2010.

### III.3. ANALYSES ELECTRIQUES

#### III.3.1. Mesures par scanning capacitance microscopy (SCM)

##### III.3.1.1. Description

Le mode SCM est un mode de la Microscopie à Force Atomique (ou AFM pour *Atomic Force Microscope*). L'AFM est un type de microscope à sonde locale qui sert principalement à visualiser la topographie de la surface d'un échantillon. Le principe est basé sur les interactions entre l'échantillon et une pointe montée sur un micro-levier. La pointe balaie la surface à représenter, et l'on agit sur sa hauteur selon un paramètre de rétroaction.

L'enregistrement de cette hauteur par ordinateur permet de reconstituer une image de la surface. Dans le mode SCM, l'AFM est utilisé en mode tapping. Parallèlement à la mesure classique de topographie, une mesure de la capacité dynamique est opérée, elle dépend de la concentration de porteurs de charges actifs sous la pointe.

Cette technique a pour origine les mesures de capacité développées pour lire les vidéos disques CED [6] (Capacitance Electronic Disc, procédé abandonné victime de la concurrence de la cassette VHS). **J.R Matey** et **J.Blanc** ont adapté la tête de lecture et l'électronique à la microscopie en 1985 [7] et ont nommé ce nouvel appareil « scanning capacitance microscope ». On utilise des sondes de plus en plus petites pour améliorer la résolution, et c'est seulement en 1989 que **C.C Williams** et **J. Slinkman** [8] ont adapté le SCM sur un AFM pour obtenir les instruments utilisés aujourd'hui.

##### III.3.1.2. Principe

La mesure SCM est basée sur la mesure locale de la capacité équivalente du système MOS formé par la pointe métallique, un oxyde préalablement déposé sur la surface et le semi-conducteur (cf. Figure 36).

La capacité lue par le système est :

$$C = \frac{C_0}{\sqrt{1 - \frac{2K_0^2 \epsilon_0}{qN_a K_s x_0^2} V_G}}$$

où  $C_0$  est la capacité par unité de surface de l'oxyde,  $V_G$  la tension appliquée entre la pointe et le semi-conducteur,  $K_0$  et  $K_s$  les constantes diélectriques de l'oxyde et du semi-conducteur,  $\epsilon_0$  la permittivité du vide,  $N_a$  la concentration de porteurs,  $q$  la charge élémentaire de l'électron

et  $x_0$  l'épaisseur d'oxyde. Ainsi, si  $V_G$  et  $x_0$  sont maintenus constants, la capacité  $C$  obtenue ne dépend uniquement que de la concentration de porteurs.

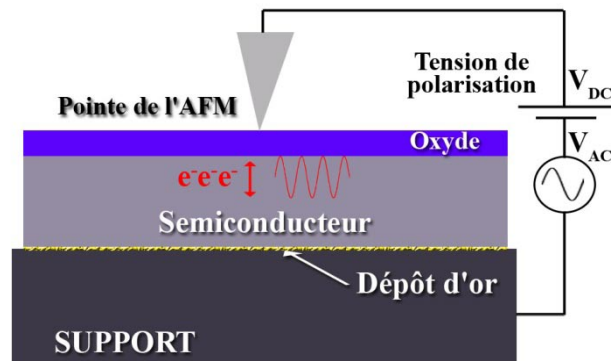


Figure 36 : Schéma de principe de la mesure SCM

Cependant, la sonde de l'AFM est si petite (cf. Figure 37) qu'il devient impossible de mesurer directement la capacité équivalente par la méthode C-V standard ( $C \sim 10^{-18}$  F). En

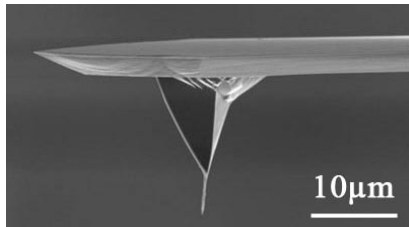


Figure 37 : Image réalisée au MEB d'une sonde AFM. La dimension du bout de la pointe est de quelques nanomètres.

SCM, on mesure donc des variations de capacité  $\Delta C$  en appliquant à l'échantillon une tension  $V_S$  qui correspond à la somme d'une tension continue  $V_{DC}$  et d'une tension alternative  $V_{AC}$  de fréquence comprise entre 5 et 100kHz. La mesure est donnée en unités arbitraires car la conversion en Farad demande une connaissance parfaite de la géométrie pointe/surface qui n'est pas accessible. Néanmoins, la réso-

lution spatiale de l'appareil (10 à 20 nm) n'est pas suffisante pour réaliser directement le profil de porteur d'une jonction ultra-mince. On réalise donc un biseau sur l'échantillon à étudier [9] pour améliorer la résolution en profondeur (jusqu'à un facteur 10). Ces biseaux sont réalisés à l'aide de disques diamantés dont la grosseur du grain va en diminuant, puis en utilisant une solution colloïdale, la rugosité de surface est contrôlée par AFM. Une couche d'oxyde est ensuite élaborée par UV/ozone sur le biseau pour conserver le système équivalent MOS puis la sonde balaye le biseau en effectuant les mesures. La conversion des données SCM mesurées en concentration de dopant actif est réalisée à partir d'un échantillon référence et d'une courbe théorique de calibration [10].

On obtient ainsi le profil en profondeur de dopants actifs présents dans l'échantillon avec une résolution nanométrique.

Les mesures SCM présentées dans cette thèse ont été réalisées par Filippo Giannazzo au laboratoire CNR-IMM à Catane. L'appareillage utilisé est un AFM Digital Instrument Di-

mension 3100 de la société Veeco équipé d'une sonde en diamant recouvert d'une couche de silicium.

### III.3.2. Mesures par la technique des quatre pointes

Comme nous l'avons vu dans le premier chapitre, une des caractéristiques requises par l'ITRS pour une jonction ultra-mince est sa résistance carrée  $R_S$  (en  $\Omega/\square$ ) qui correspond à la résistance de la couche active. Pour une jonction de profondeur  $X_j$  la résistance carrée est donnée par la relation :

$$R_S = \frac{1}{\int_0^{X_j} q \cdot \mu_n(x) \cdot n(x) + q \cdot \mu_p(x) \cdot p(x) \cdot dx}$$

avec  $\mu_n(x)$  et  $\mu_p(x)$  la mobilité des électrons et des trous,  $p(x)$  et  $n(x)$  leurs profils respectifs de concentration. Si la couche contient majoritairement des trous, comme c'est le cas pour les jonctions ultraminesces  $p^+/n$ , on peut simplifier l'expression précédente :

$$R_S = \frac{1}{\int_0^{X_j} q \cdot \mu_p(x) \cdot p(x) \cdot dx}$$

Équation 26

La résistance carrée fait intervenir des paramètres variant dans des directions opposées, c'est le cas de la mobilité qui diminue lorsque la concentration de porteurs augmente (cf. Chapitre II – section II.2.4.2).

La technique conventionnelle utilisée pour la mesure de résistance carrée est la technique dite des quatre pointes. Le principe est le suivant : quatre pointes alignées sont mises en contact avec la surface de l'échantillon à analyser, un courant  $I$  est injecté entre les pointes des deux extrémités et une tension  $V$  est mesurée grâce aux deux autres pointes. Le rapport  $V/I$  est alors directement proportionnel à  $R_S$  par la relation :

$$R_S = \frac{V}{I} \cdot CF$$

où  $CF$  est un facteur de correction qui dépend de la taille de l'échantillon par rapport à l'espacement entre les pointes [11]. Lorsque la taille de l'échantillon que l'on mesure est très supérieure à l'espacement entre les pointes, on a  $CF = \pi/\ln 2 = 4,53$  [11].

Néanmoins des précautions importantes doivent être prises dans le cas des jonctions ultra-minces notamment en ce qui concerne la pénétration des pointes dans le substrat. En

2001, Clarysse et al. [12] ont réalisé une étude sur des jonctions de profondeurs inférieures à 50nm avec des pointes « conventionnelles » appliquant des pressions de 20 à 100g. Ils ont montré, grâce à des mesures AFM, qu'une pénétration de 30 à 130nm pouvait se produire, induisant des erreurs de mesure dépassant les 300%. Lorsque les pointes pénètrent dans le substrat, la jonction électrique (point de rencontre du profil des électrons avec celui des trous) va se déplacer vers la surface jusqu'à disparaître sous les pointes : une nouvelle « voie » pour le courant apparaît alors dans le substrat. Ces fuites de courant vont engendrer une diminution de la résistance de couche mesurée et donc une erreur sur la mesure ; la pénétration des pointes peut être telle que l'on mesure uniquement la résistance du substrat.

Les mesures de résistance carrée par la technique des quatre pointes présentées dans cette thèse ont été pour la plupart réalisées en Allemagne par la société Mattson sur un système KLA-Tencor RS-100, certaines ont été réalisées au LAAS-CNRS sur un système CMT-SR2000N.

### III.3.3. Mesures effet Hall par la méthode Van Der Pauw

#### III.3.3.1. Origines de la méthode Van Der Pauw

Nous avons vu dans le chapitre précédent le principe physique de l'effet Hall pour un barreau semi-conducteur. La méthode « classique » utilisée jusqu'alors nécessitait que

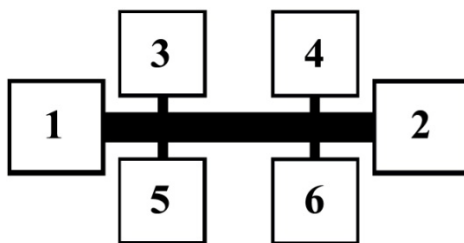


Figure 39 : Géométrie en forme de « pont » à six contacts pour réaliser les mesures par effet Hall.

l'échantillon à analyser possède une géométrie particulière, en forme de barreau (ou pont cf. Figure 39) composée de six contacts. Le courant électrique est injecté via les deux contacts des extrémités (1 et 2) et les quatre autres contacts sont utilisés pour les mesures de tension, sans puis avec champ magnétique, pour déterminer respectivement la résistivité de l'échantillon (tension longitudinale  $V_{34}$  et  $V_{56}$ ) et mesurer la tension de Hall (tension transverse  $V_{35}$  et  $V_{46}$ ).

l'échantillon à analyser possède une géométrie particulière, en forme de barreau (ou pont cf. Figure 39) composée de six contacts. Le courant électrique est injecté via les deux contacts des extrémités (1 et 2) et les quatre autres contacts sont utilisés pour les mesures de tension,

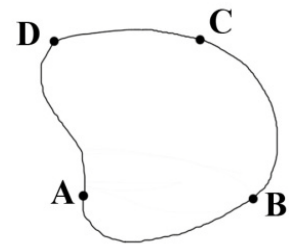


Figure 38 : Echantillon de forme comportant quatre contacts.

Cependant, la réalisation d'une telle géométrie s'avérait longue et difficile (découpe par ultrason), et les risques de brisure étaient élevés. A la fin des années 50, pour les besoins de l'industrie, **L.J. Van Der Pauw** propose une nouvelle méthode [13, 14] dans le cas d'échantillons plats de forme quelconque.

III.3.3.2. Principe

Prenons un échantillon de forme quelconque, d'épaisseur  $d$  et de résistivité  $\rho$  (en  $\Omega/\text{cm}$ ). Sur les bords de cet échantillon quatre contacts A, B, C et D de très petite taille (cf. Figure 38) sont réalisés. On définit la résistance  $R_{AB,CD}$  comme étant la différence de potentiel  $V_D - V_C$  mesurée entre les contacts D et C par unité de courant à travers les contacts A et B et de façon similaire la résistance  $R_{BC,DA}$ . A partir de ces définitions, Van Der Pauw a démontré dans ses travaux [13, 14] la relation suivante :

$$e^{\frac{(-\pi \cdot d \cdot R_{AB,CD})}{\rho}} + e^{\frac{(-\pi \cdot d \cdot R_{BC,DA})}{\rho}} = 1$$

La solution de cette équation est donnée par la relation :

$$\rho = \frac{\pi \cdot d}{\ln 2} \frac{(R_{AB,CD} + R_{BC,DA})}{2} f \frac{(R_{AB,CD})}{(R_{BC,DA})}$$

Équation 27

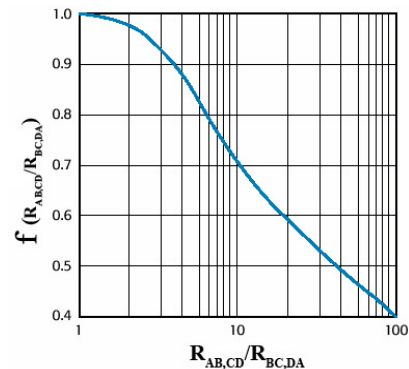


Figure 40 : Evolution du facteur de forme lié à la répartition des contacts.

$f \frac{(R_{AB,CD})}{(R_{BC,DA})}$  étant un facteur de forme directement lié à la répartition des contacts obtenu à partir de la relation :

$$\cosh\left(\frac{R_{AB,CD} - R_{AC,BD}}{R_{AB,CD} + R_{AC,BD}} \frac{\ln 2}{f}\right) = \frac{1}{2} e^{\frac{\ln 2}{f}}$$

dont le tracé est représenté sur la Figure 40.

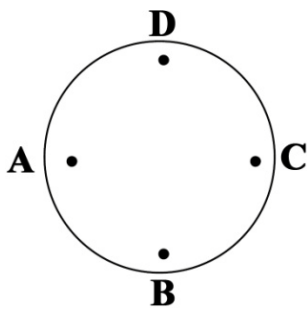


Figure 41 : Echantillon en forme de disque plat dont les quatre contacts sont disposés de manière symétrique et orthogonale.

Ces relations sont donc valables dans le cas d'un échantillon de forme quelconque dont les contacts de petite taille sont disposés sur les bords. Toutefois, ces expressions se simplifient significativement si la géométrie de l'échantillon et si la position des contacts sont symétriques comme par exemple sur la Figure 41.

On a alors  $R_{AB,CD} = R_{BC,DA} = R$  et un facteur de forme égal à 1.

Ainsi, l'Équation 27 se simplifie et la résistivité de l'échantillon est obtenue à partir de la relation :

$$\rho = \frac{\pi \cdot d}{\ln 2} R$$

Équation 28

Lorsque l'épaisseur n'est pas connue, on accède à la résistance carré de l'échantillon par la relation :  $R_s = \rho / d$ .



Si l'échantillon est soumis à un champ magnétique perpendiculaire, on mesure une tension de Hall entre les contacts B et D si un courant circule entre les contacts A et C.

Le théorème de Van Der Pauw est valable pour un échantillon de forme quelconque, les me-

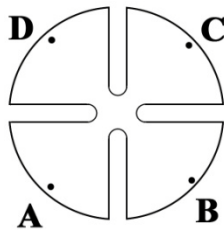


Figure 43 : Echantillon découpé en forme de trèfle de Van Der Pauw.

ures étaient à l'époque de ces travaux réalisées directement sur la plaquette entière (alors de petite dimension) d'où la forme circulaire de l'exemple de la Figure 41. Dans ces travaux, Van Der Pauw montre également que si les contacts ne sont pas de très petite dimension, l'erreur sur la mesure est augmentée. Pour remédier à ce problème, il propose d'« isoler » les contacts les uns des autres en réalisant des incisions dans la plaquette donnant naissance à la célèbre géométrie dite en « trèfle » (cf. Figure 43). Cette géométrie s'avère aussi performante et beaucoup plus facile à mettre en œuvre que la géométrie en forme de « pont » à six contacts présentée en début de paragraphe (cf. Figure 39).

Dans le cadre de ces travaux de thèse, la mise en forme des échantillons à étudier est faite par procédé photolithographique, ainsi toutes les géométries possibles peuvent être réalisées. Après avoir consulté la littérature [15-17], notre choix s'est porté sur une géométrie en croix (« Greek-cross » cf. Figure 42) dont les caractéristiques réduisent au maximum l'erreur sur la mesure. La description détaillée du procédé de fabrication de ces géométries est reportée en annexe I.

### III.3.3.3. Appareillage et mesure

Nous disposons au LAAS-CNRS d'un appareil commercial de mesures par effet Hall HL5500 PC de la société Accent<sup>®</sup>. Ce dernier est équipé de quatre pointes pouvant être déplacées à l'aide de micromanipulateurs et utilisées pour injecter un courant ou mesurer une tension. La mesure est entièrement automatisée, seules les valeurs du courant injecté et du facteur de scattering peuvent être modifiées par l'opérateur. Dans la méthode Van Der Pauw, la résistivité est déterminée à partir de la mesure de la résistance  $R_{AB,CD}$  qui est la résistance mesurée entre les contacts A et B lorsque le courant est injecté entre C et D. Pour améliorer la précision de la mesure, notre appareillage réalise automatiquement huit permutations ( $R_{AB,CD}$ ;  $R_{CD,AB}$ ;  $R_{BC,DA}$ ;  $R_{AD,CB}$ ;  $R_{CB,AD}$ ;  $R_{BA,DC}$ ;  $R_{DC,BA}$  et  $R_{DA,BC}$ ) pour obtenir une valeur moyenne de résistivité. Ensuite un aimant vient se positionner à la verticale de l'échantillon pour appliquer un champ magnétique de 0,33T perpendiculaire à l'échantillon. Si un courant est injecté entre les contacts B et D, une tension de Hall est mesurée entre A et C. Le système d'aimant

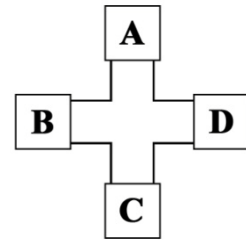


Figure 42 : Géométrie en forme de croix utilisée au cours de ces travaux.

est conçu de telle sorte qu'il peut pivoter autour de l'échantillon pour inverser le signe du champ magnétique. Ainsi, tout comme pour la mesure de résistivité, une série de permutations permet d'obtenir une tension de Hall moyenne sur huit mesures ( $V_{ACp}$ ,  $V_{ACn}$ ,  $V_{CAp}$ ,  $V_{CAN}$ ,  $V_{BDp}$ ,  $V_{BDn}$ ,  $V_{DBp}$ ,  $V_{DBn}$ ) où p et n correspondent aux polarités du champ magnétique lors de la mesure. Une fois la résistivité de l'échantillon et la tension de Hall obtenues, la concentration de dopant actifs et la mobilité de conduction de l'échantillon étudié sont calculées comme nous l'avons expliqué dans le chapitre II. Avant toute mesure, le système teste la qualité de tous les contacts en effectuant une mesure de résistance. Ces contacts doivent être ohmiques pour assurer une mesure précise. Les courbes  $I=f(V)$  entre les contacts A/B et C/D sont alors tracées, l'obtention de droites passant par l'origine atteste de l'ohmicité des contacts.

Van Der Pauw a validé sa méthode pour des échantillons uniformément dopés. En ce qui nous concerne, nos mesures sont réalisées sur des échantillons dopés par implantation ionique donc non-uniformément dopés (dopage différent en fonction de l'épaisseur). Suman et al. [18] ont démontré l'applicabilité de la méthode dans le cas de ce type d'échantillons. Dans ce type d'échantillons, l'épaisseur de la couche active analysée ne pouvant pas être définie avec précision, au lieu de la résistivité c'est la résistance par carrée  $R_s$  de l'échantillon que nous déterminons. A partir de l'Équation 28 on a :

$$R_s = \frac{\rho}{d} = \frac{\pi}{\ln 2} R$$

De plus, la non connaissance de l'épaisseur  $d$  de la couche active étudiée nous amène à modifier la définition de la tension de Hall mesurée (cf. chapitre II, équation 5) dans le sens où  $V_H$  n'est plus proportionnelle à une concentration de dopant actif  $N$  (en  $\text{cm}^{-3}$ ) mais à une dose des dopants actifs (en  $\text{cm}^{-2}$ ) que l'on note  $N_s$ . On a alors l'équivalence :

$$V_H = -\frac{I_x B_z}{eNd} \equiv -\frac{I_x B_z}{eN_s}$$

Il en découle la définition d'un coefficient de Hall dit de « couche » (sheet Hall coefficient) noté  $R_{H_s}$  tel que :

$$R_{H_s} = -\frac{r}{eN_s}$$

Cette expression nous permet de déduire la dose active  $N_s$ . Ensuite, la mobilité de conduction est calculée à partir de la valeur de la résistance carrée mesurée (et non plus de la résistivité) via la relation :

$$\mu_d = -\frac{R_{H_s}}{R_s}$$

La résistance par carrée obtenue par la technique de Van Der Pauw est systématiquement comparée à celle mesurée par la technique des quatre pointes tout au long de ces travaux de recherche afin d'évaluer la concordance des mesures.

### III.4. ANALYSE MATHÉMATIQUE

#### III.4.1. Principe

La mesure par effet Hall nous permet d'accéder à trois paramètres électriques d'importance qui caractérisent la jonction à étudier : la résistance par carré  $R_s$ , la dose de dopant actifs  $N_s$  et la mobilité de dérive des porteurs  $\mu_d$ . Le principe de cette analyse mathématique consiste à déterminer par le calcul ces trois paramètres, à partir du profil SIMS de l'échantillon étudié et des courbes analytiques de mobilité en fonction de la concentration (d'après Masetti et al. [19] voir chapitre II section II.1.4.2). La comparaison des valeurs mesurées et calculées mettra ainsi en évidence la cohérence de nos mesures et permettra d'obtenir les valeurs de paramètres non accessibles par une mesure directe.

Nous avons montré dans la section I que l'analyse SIMS donne le profil de concentration chimique de dopant en fonction de la profondeur,  $C(x)$ . Ce profil tient compte à la fois des atomes dopant électriquement actif (en position substitutionnelle dans le réseau cristallin) et des atomes électriquement neutres. Or, dans le cas des jonctions ultra-minces, les « clusters » ou précipités, électriquement inactifs, sont justement constitués par les dopants, et se situent principalement dans les zones les plus fortement dopées, où la concentration des dopants dépasse une valeur limite que l'on note  $C_{el}$  (concentration maximale de dopant actifs). Nous verrons par la suite que, selon les conditions de fabrication des jonctions, la valeur de  $C_{el}$  peut, ou non, correspondre à la solubilité limite des dopants à l'équilibre thermodynamique ( $C_{ss}$ ). A partir du profil de concentration chimique de dopants obtenu par SIMS, il est donc possible de définir un profil de concentration de dopants actifs  $C_a(x)$  tel que :

Pour  $C(x) \geq C_{el}$  alors  $C_a(x) = C_{el}$

Pour  $C(x) < C_{el}$  alors  $C_a(x) = C(x)$

Ces trois paramètres sont représentés schématiquement sur la Figure 44.

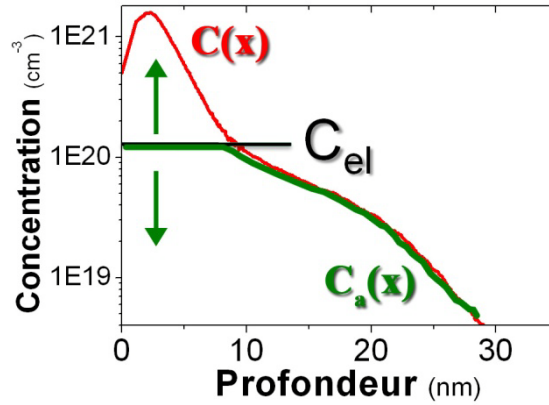


Figure 44 : Profil SIMS de dopant implanté  $C(x)$ , le profil de dopant actif  $C_a(x)$  est délimité par la concentration maximale de dopant actif  $C_{el}$ .

Il faut noter que nous faisons l’hypothèse que le profil de concentration de dopants actifs  $C_a(x)$  est identique au profil de concentration de porteurs libres ( $p(x)$  pour les trous et  $n(x)$  pour les électrons), comme montré Chapitre II section II.2.2. Cependant, il peut y avoir une différence au niveau de la zone de déplétion de la jonction, mais qui reste négligeable pour nos calculs compte tenu des faibles niveaux de concentration dans cette zone.

### III.4.2. Application

Prenons l’exemple d’un substrat de silicium de type n dopé p. A partir du profil de concentration de trous  $p(x)$  en présence (qui est identique au profil de concentration de dopants actifs :  $p(x)=C_a(x)$  comme vu précédemment), il est possible de calculer la résistance carrée de la couche dopée à condition de connaître la mobilité de dérive des trous  $\mu_p$  en fonction de la concentration, grâce à la relation :

$$R_s = \frac{1}{q \int_0^{X_j} p(x) \mu_p(p(x)) dx}$$

Équation 29

où  $q$  est la charge électronique et  $X_j$  la profondeur de la jonction.

D'autre part, à partir de  $p(x)$  et de  $\mu_p$ , il est possible de calculer la dose de dopants  $N_s$  et la mobilité de dérive des porteurs  $\mu_d$  de la couche étudiée telles qu'elles sont mesurées par effet Hall à partir des relations suivantes [20] :

$$N_s = \frac{\int_0^{x_j} p(x)\mu_p(x)dx}{\int_0^{x_j} p(x)\mu_p^2(x)dx} \quad \text{Équation 30}$$

$$\langle \mu_d \rangle = \frac{\int_0^{x_j} p(x)\mu_p^2(x)dx}{\int_0^{x_j} p(x)\mu_p(x)dx} \quad \text{Équation 31}$$

Si on considère un profil de porteurs parfaitement uniforme, la dose active mesurée par effet Hall (cf. Équation 30) correspond alors à la dose réelle de porteurs contenus dans la couche étudiée, donnée simplement par l'aire du profil de concentration  $p(x)$  :

$$N_s = \int_0^{x_j} p(x)dx \quad \text{Équation 32}$$

Cependant, dans le cas d'un profil de porteurs ayant diffusé, tel que celui représenté sur la Figure 44, la valeur mesurée de  $N_s$  sera systématiquement plus faible que la dose active réelle de la couche.

De manière similaire, la mobilité de dérive mesurée (cf. Équation 31) sera toujours plus grande qu'une simple moyenne des mobilités :

$$\langle \mu_d \rangle = \frac{\int_0^{x_j} p(x)\mu_p(x)dx}{\int_0^{x_j} p(x)dx} \quad \text{Équation 33}$$

En effet, le profil de concentration de dopant d'une jonction réelle n'étant pas parfaitement uniforme, les variations de concentration en profondeur correspondent également à des variations de mobilité (la mobilité des porteurs diminuant lorsque la concentration augmente cf. Chapitre II section 1.4.2). Cette variation est prise en compte dans les équations 31 et 32

où les valeurs calculées sont des valeurs moyennes pondérées sur la mobilité. La déviation des valeurs réelles de celles « simplifiées » est principalement due aux zones faiblement dopées qui correspondent aux plus grandes valeurs de mobilités. Dans la pratique, bien que les profils implantés ne soient jamais parfaitement uniformes, il suffit qu'ils soient suffisamment abrupts pour que la contribution des faibles concentrations soit négligeable, et les valeurs calculées à partir des équations 31 et 32 soient ainsi très proches de celles calculées avec les équations 33 et 34.

En pratique, le logiciel de calcul Mathcad 13 nous permet d'effectuer ces calculs à partir des équations 30, 31 et 32. Les valeurs de mobilité en fonction de la concentration sont extraites du modèle analytique de Masetti [19] spécifique à l'espèce étudiée ; les valeurs de concentration de dopants en fonction de la profondeur sont quant à elles tirées des profils SIMS des échantillons étudiés.

L'application de cette analyse mathématique peut se décomposer en deux étapes principales :

- **Détermination de la concentration électrique maximale  $C_{el}$**

Nous procédons dans un premier temps à la détermination de la valeur de concentration maximale de dopant actif  $C_{el}$  qui permet de retrouver la dose active mesurée par effet Hall ( $N_s$ ) via l'Équation 30. Comme schématisé sur la Figure 44, on fait varier la valeur de  $C_{el}$  jusqu'à retrouver la valeur de  $N_s$  mesurée. Généralement, cela suffit pour connaître la valeur de  $C_{el}$ , mais notre modèle permet également de calculer les deux autres paramètres d'intérêt (résistance carrée et mobilité de dérive, via les équations 30 et 32), ce qui nous permet de vérifier la cohérence de toutes les valeurs mesurées.

- **Le coefficient de mobilité  $\alpha$  : présentation et application**

Outre le fait de vérifier la cohérence de nos mesures, c'est grâce à ce modèle d'analyse mathématique que nous avons pu répondre à une question centrale de ces travaux de recherche : une forte concentration de BICs peut-elle dégrader la mobilité ?

Effectivement, si tel est le cas, alors ce modèle, basé sur des courbes « idéales » de mobilité en fonction des concentrations, devrait refléter cet effet.

*Remarque : Le modèle de Masetti [19] que nous utilisons dans notre modèle est basé sur une compilation de données expérimentales issues de nombreux travaux. Dans tous les cas étudiés, les échantillons étaient exempts de tout défaut cristallin, la dissolution de ces derniers ayant été assurée par des recuits suffisamment longs.*

Afin de mettre en évidence cette éventuelle dégradation de la mobilité, nous introduisons dans notre modèle un coefficient noté  $\alpha$  que l'on nomme « *coefficient de mobilité* ». Ce coefficient nous permet de définir une mobilité « effective »  $\mu_{eff}$  telle que :

$$\mu_{eff} = \alpha \cdot \mu_p$$

(dans le cas d'un échantillon dopé P)

Nous remplaçons dans les équations 30, 31 et 32  $\mu_p$  par  $\mu_{eff}$ . En utilisant la valeur de  $\alpha = 1$ , on conserve les valeurs de mobilité standard et pour un échantillon étudié sans défaut, on s'attend à retrouver directement les valeurs mesurées.

Par contre, si  $\alpha$  a une valeur inférieure à 1, les valeurs de mobilité du modèle de Masetti diminuent, on se place ainsi dans le cas équivalent à échantillon dont la mobilité serait dégradée.

Si la mobilité d'un échantillon étudié est diminuée par la présence de défauts cristallins, alors les valeurs de mobilité « standard » ne sont plus justes, et nous ne retrouverons pas par le calcul les valeurs mesurées. Par contre, en diminuant la valeur de  $\alpha$ , les mobilités « standard » sont réduites ce qui revient à faire apparaître dans notre calcul la dégradation de la mobilité de l'échantillon. Ainsi, si une valeur unique de  $\alpha < 1$  nous permet de retrouver via les équations 30, 31 et 32 les valeurs mesurées, on aura mis en évidence la chute de mobilité due aux défauts.

*Remarque : d'un point de vue mathématique, d'après les expressions des équations 30, 31 et 32, seules les équations 30 et 32, c'est-à-dire la résistance carrée et la mobilité, seront affectées par une modification de la valeur de  $\alpha$ . Ceci est en totale cohérence avec la physique : le niveau d'activation des dopants ne dépend pas de leur mobilité (cf. Équation 30).*

En conclusion, pour un échantillon donné, la méthodologie utilisée se résume comme suit :

- Détermination de la concentration électrique maximale  $C_{el}$  pour retrouver la dose active de dopant  $N_s$  mesurée par effet Hall.
- Comparaison valeurs mesurées et calculées des deux autres paramètres ( $R_s$  et  $\mu_d$ ) : si les valeurs calculées ne correspondent à celles mesurées, alors on ajuste le coefficient de mobilité  $\alpha$  pour retrouver  $\mu_d$  ; le modèle étant auto-consistant pour une seule et

même valeur de  $\alpha$  on retrouve à la fois  $R_s$  et  $\mu_d$ . La valeur de  $\alpha$  nous donne une indication sur l'importance de la dégradation de mobilité.

L'impact des différents paramètres de « fit » est schématisé sur la Figure 45.

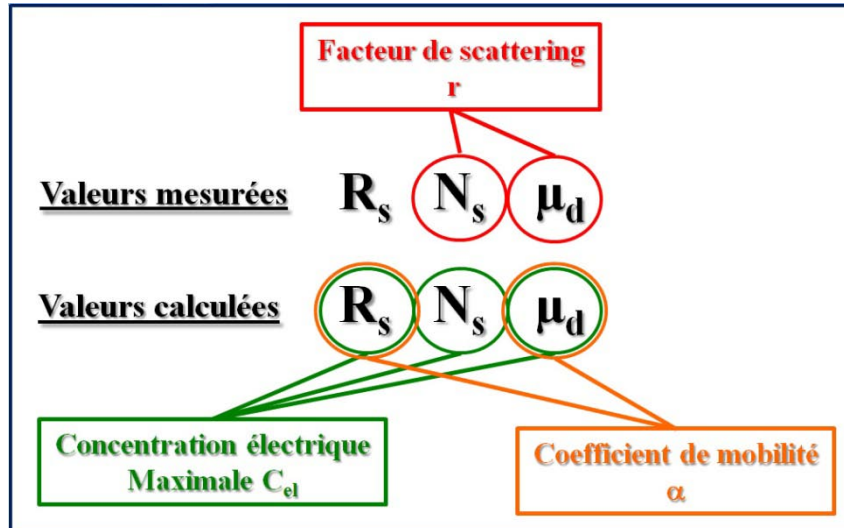


Figure 45 : Schéma résumant les différents coefficients utilisés et leur influence respective sur les paramètres électriques mesurés et calculés.

Le paramètre essentiel qui atteste de la cohérence de nos mesures par effet Hall est le niveau de concentration électrique maximale  $C_{el}$  obtenu via la première étape de l'analyse mathématique. Trois cas de figure se présentent comme montré sur la Figure 46 :

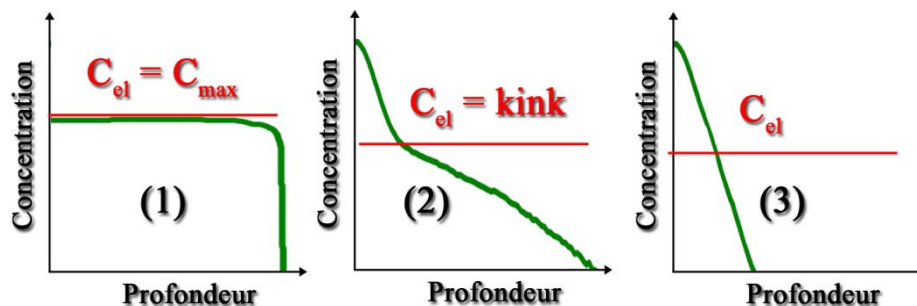


Figure 46 : Représentation schématisée des profils SIMS de trois types d'échantillons et du niveau de  $C_{el}$  correspondant.

- (1) Profil SIMS de bore d'un échantillon réalisé par épitaxie totalement activé : le niveau de  $C_{el}$  attendu correspond à la concentration maximale de dopant  $C_{max}$  mesurée par SIMS.
- (2) Profil SIMS de bore implanté et recuit présentent un épaulement (ou « kink ») ; comme présenté section I.3.2, la partie située au dessus de l'épaulement correspond



aux clusters de bore (BICs) électriquement inactifs. Nous montrerons par la suite que le niveau de  $C_{el}$  coïncide avec le niveau du « kink » du profil SIMS (tous les atomes de bores en dessous ce niveau sont électriquement actifs).

- (3) Profil SIMS de bore implanté et recuit dans lequel aucune partie mobile n'apparaît, nous verrons que le niveau de  $C_{el}$  peut, ou non, correspondre avec la solubilité limite des dopants à l'équilibre thermodynamique  $C_{ss}$ .

L'application de cette méthode ainsi que les résultats expérimentaux obtenus sont présentés en détail dans le chapitre V. Cependant, nous devons rappeler ici l'importance du facteur de scattering  $r$  dont nous avons largement discuté dans le chapitre précédent. En effet, comme rappelé de manière schématique sur la Figure 45, les valeurs des paramètres mesurés par effet Hall (dose de dopant actifs  $N_s$  et mobilité de dérive des porteurs  $\mu_d$ ) dépendent directement de la valeur de  $r$  utilisée. Il est donc nécessaire avant toute application de notre modèle d'analyse mathématique, basé sur ces mesures, de vérifier la valeur de  $r$  que l'on doit utiliser, ce que nous allons développer dans le chapitre suivant.

## CONCLUSION

Nous avons présenté dans ce chapitre les différentes techniques de caractérisation utilisées au cours de cette thèse. La combinaison de nombreuses techniques de caractérisation aussi bien structurales, chimiques, qu'électriques est nécessaire pour l'étude rigoureuse de ces jonctions de taille « ultime ». Plus particulièrement, la méthode d'analyse mathématique que nous avons mis en place permet de combiner mesures chimiques (par SIMS) et mesures électriques (quatre pointes et effet Hall) pour un même échantillon. Cette technique est indispensable car elle nous permet d'une part de juger de la cohérence de nos mesures, et d'autre part de mettre en évidence toute éventuelle dégradation de mobilité dans la jonction étudiée.

Nous allons étudier dans le chapitre suivant comment déterminer la valeur du facteur de scattering  $r$  à utiliser, en particulier dans le cas des jonctions ultra-minces très fortement dopées bore.

## REFERENCES DU CHAPITRE III

1. Thomson, J.J., *Rays of positive electricity*. Phil. Mag, 1910. **20**: p. 752-767.
2. Herzog, R.F.K. and F.P. Viehböck, *Ion Source for Mass Spectrography*. Physical Review, 1949. **76**(6): p. 855.
3. Thomson, J.J., *Cathode rays*. Philosophical Magazine, 1897. **44**: p. 293.
4. Busch, H., *Eine neue Methode zur e/m-Bestimmung*. Physikalische Zeitschrift, 1922. **23**: p. 438-441.
5. Busch, H., *Berechnung der Bahn von Kathodenstrahlen im axialsymmetrischen elektromagnetischen Felde* Annalen der Physik, 1926. **386**(25): p. 973-993.
6. Clemens, J.K., *Capacitive pickup and the buried subcarrier encoding system for the RCA VideoDisk*. RCA Rev., 1978. **39**: p. 33-59.
7. Matey, J.R. and J. Blanc, *Scanning capacitance microscopy*. Journal of Applied Physics, 1985. **57**(5): p. 1437-1444.
8. Williams, C.C., W.P. Hough, and S.A. Rishton, *Scanning capacitance microscopy on a 25 nm scale*. Applied Physics Letters, 1989. **55**(2): p. 203-205.
9. Giannazzo, F., et al., *Scanning capacitance microscopy on ultranarrow doping profiles in Si*. Appl. Phys. Lett, 2003. **83**(13): p. 2659-2661.
10. Giannazzo, F., D. Goghero, and V. Raineri, *Experimental aspects and modeling for quantitative measurements in scanning capacitance microscopy*. J. Vac. Sci. Technol. B, 2004. **22**(5): p. 2391-2397.
11. Beadle, W.E., J.C.C. Tsai, and R.D. Plummer, *Quick Reference Manual for Silicon Integrated Circuit Technology*. 1985, New York: John Wiley & Sons.
12. Clarysse, T., *Impact of probe penetration on the electrical characterization of sub-50 nm profiles*. J. Vac. Sci. Technol. B, 2001. **20**(1): p. 459-466.
13. VanDerPauw, L.J., *A Method of Measuring Specific Resistivity and Hall Effect of Discs of Arbitrary Shapes*. Philips Res Repts, 1958. **13**: p. 1-9.
14. VanDerPauw, L.J., *A Method of Measuring the Resistivity and Hall Coefficient on Lamellae of Arbitrary Shape*. Philips Tech. Rev., 1958. **20**: p. 220-224.
15. David, J.M., *A numerical analysis of various cross sheet test structures*. Solid-State Electronics, 1976. **20**: p. 539-543.
16. DeMey, *Influence of sample geometry on Hall mobility measurements*. Arch. Electron. Uebertragungstech, 1973. **27**: p. 309-313.
17. Koon, D.W., *Effects of macroscopic inhomogeneities on resistive and Hall measurements on crosses, cloverleaves, and bars*. Rev. Sci. Instrum., 1996. **67**: p. 4282-4285.

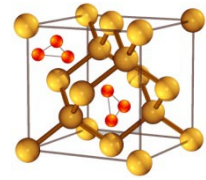
18. Suman, B., N. Rajaram, and K. Vikram, *Applicability of the Van Der Pauw Hall measurement technique to implanted samples*. J. Appl. Phys, 1984. **55**(12): p. 4450-4451.
19. Masetti, G., M. Severi, and S. Solmi, *Modeling of Carrier Mobility Against Carrier Concentration in Arsenic-, Phosphorus-, and Boron-Implanted Silicon*. IEEE Transactions on electron devices, 1983. **30**(17): p. 764-769.
20. Baron, R., et al., *Electrical Behavior of Group III and V Implanted Dopants in Silicon*. Journal of Applied Physics, 1969. **40**(9): p. 3702-3719.



# Chapitre IV

**[Impact des BICs sur le facteur de scattering dans les jonctions ultra-minces]**

## Chapitre IV : Impact des BICs sur le facteur de scattering dans les jonctions ultra-minces



Nous avons précisés dans les chapitres précédents les objectifs de cette thèse ainsi que les moyens de caractérisation utilisés. Nous avons montré pourquoi la mesure par effet Hall est déterminante pour cette étude de part les paramètres électriques essentiels qu'elle permet de mesurer ( $R_s$ ,  $N_s$ ,  $\mu_d$ ). Cependant, le chapitre II souligne que la fiabilité des mesures de dose active  $N_s$  et de mobilité de dérive des porteurs  $\mu_d$  obtenues par effet Hall dépend de la valeur d'un facteur de correction essentiel : **le facteur de scattering  $r$** . Sa valeur est bien connue dans le cas du silicium massif ( $r = 0,75 \pm 0,1$  [1, 2]), cependant, dans le cas d'échantillons très fortement dopés contenant nombre de défauts cristallins, cas des jonctions ultra-minces, aucune étude n'a été réalisée jusqu'à ce jour. L'utilisation pour nos échantillons de la valeur de  $r$  correspondant à celle du silicium massif engendre des erreurs importantes. Dans notre cas particulier, un travail approfondi sur ce facteur est donc essentiel, préalablement à l'étude de l'influence des défauts sur les paramètres électriques des jonctions.

Nous allons dans un premier temps utiliser plusieurs méthodes pour mesurer ce facteur dans le cas d'échantillons de référence ne contenant pas de défauts, puis choisirons la méthode la mieux adaptée pour déterminer ce facteur dans le cas de jonctions ultra-minces fortement dopées au bore et contenant de grandes quantités de BICs.

### IV.1. MESURE DU FACTEUR DE SCATTERING DANS DES ECHANTILLONS DE REFERENCE

On peut mesurer le facteur de scattering de deux manières : par une mesure soit directe soit indirecte. La mesure directe consiste à se placer dans des conditions expérimentales particulières pour lesquelles  $r = 1$  quelque soit le type de dopant et de matériau et de déduire sa valeur grâce à la mesure du coefficient de Hall  $R_H$  (cf. Chapitre II – section II.2.4.2). Par la méthode de mesure indirecte, on déduit la valeur du facteur de scattering par une mesure de mobilité ou de dose active via une méthode autre que l'effet Hall. Dans cette section, nous tenterons de retrouver la valeur « standard » de  $r$  ( $r = 0,75 \pm 0,1$  [1, 2]) dans des échantillons de référence, en utilisant ces méthodes.

### IV.1.1. Echantillons utilisés

Pour cette expérience, nous avons utilisés trois échantillons A, B et C, dopés au bore par épitaxie CVD ; ces échantillons sont exempts de tout défaut cristallin. Les épaisseurs des couches déposées sont 250 et 100nm et les concentrations de bore correspondantes sont  $1,1 \times 10^{19}$ ,  $1 \times 10^{20}$  et  $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (cf. Tableau 1). Toutes les conditions expérimentales utilisées lors de la fabrication de ces échantillons sont décrites en annexe III.

Echantillon	Epaisseur (nm)	Concentration de bore ( $\text{cm}^{-3}$ )	Recuit
A	250	$1,1 \times 10^{19}$	Non
B	100	$1 \times 10^{20}$	Spike 1050°C
C	100	$3 \times 10^{19}$	Non

Tableau 1 : Détails des conditions de fabrication des trois échantillons de références réalisés par CVD

Concernant les échantillons A et C, la concentration maximale de bore étant inférieure à sa solubilité limite à la température de dépôt (700°C), on peut considérer qu'ils sont totalement actifs électriquement. La concentration de bore de l'échantillon B étant supérieure, il a été soumis à un recuit spike à 1050°C pour s'assurer de sa complète activation.

Nous allons utiliser plusieurs techniques pour déterminer le facteur de scattering,  $r$ , dans ces trois échantillons de référence. Comme ils sont similaires aux échantillons utilisés dans la littérature, on s'attend à retrouver la valeur standard qui est  $r = 0,75 \pm 0,1$ .

### IV.1.2. Mesure directe

#### IV.1.2.1. Effet Hall à très basse température

- **Présentation**

Dans le chapitre II section II.2, nous avons défini en détail le facteur de scattering, et avons vu qu'il dépendait du temps de relaxation des porteurs :  $r = \langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2$  [3, 4] et donc de leur énergie. A très basse température ( $T < 4\text{K}$ ), on peut considérer que tous les porteurs ont la même énergie [3-5], en effet on neutralise une grande partie des mécanismes de diffusion des porteurs, en particulier les vibrations des phonons (cf. II.2.3.1). Ainsi, pour un champ magnétique et électrique donné, le temps de relaxation des porteurs tend à être identique pour tous et la relation  $\langle \tau^2 \rangle / \langle \tau \rangle^2$ , donnant la valeur de  $r$ , se rapproche donc de 1. Une étude théorique très approfondie portant sur le calcul du facteur de scattering en fonction de la



température dans le silicium réalisée par Szmulowicz en 1986 [6] confirme cette hypothèse. Si  $r = 1$  à très basse température, on peut déduire la valeur de  $r$  à température ambiante (température où l'on effectue nos mesures par effet Hall) de la manière suivante :

$$R_{H_s}(300K) = -\frac{r}{eN} = \frac{V_H}{I.B}$$

et

$$R_{H_s}(4K) = -\frac{1}{eN} = \frac{V_H}{I.B}$$

d'où

$$r = \frac{R_{H_s}(300K)}{R_{H_s}(4K)} \quad \text{Équation 34}$$

Ainsi, en réalisant sur un même échantillon, pour une même valeur de courant et de champ magnétique, une mesure par effet Hall à température ambiante (300K) et à très basse température (~4K), on peut déduire directement la valeur de  $r$  en faisant le rapport du coefficient de Hall  $R_H$  mesuré à 300K et à 4K.

- **Résultats**

Le coefficient de Hall a été mesuré pour les échantillons A et B, à température ambiante (~300K) et à la température de l'hélium liquide (~4K) afin de déterminer le facteur de scattering (cf. Équation 34). La procédure de mesure est décrite en détail en annexe II ; pour les deux échantillons le courant de mesure a été fixé à 10 $\mu$ A et grâce à la géométrie en « barreau de Hall » (cf. Chapitre III - Figure 39), on peut mesurer la tension de Hall en deux endroits (entre les contacts 3/5 :  $V_{H1}$  et 4/6 :  $V_{H2}$ ). Pour améliorer la précision de la mesure, on permute les polarités du champ magnétique B et du courant I de manière à mesurer quatre valeurs de tension. Le Tableau 2 regroupe toutes les valeurs de coefficient de Hall obtenues pour les deux échantillons ainsi que les valeurs du facteur de scattering qui en sont déduites.

		Echantillon A		Echantillon B	
		$R_{Hs}$ (300K)	$R_{Hs}$ (4K)	$R_{Hs}$ (300K)	$R_{Hs}$ (4K)
$V_{H1}$	$B^- I^-$	1,38	1,87	0,78	1,16
	$B^- I^+$	1,39	1,88	0,80	1,16
	$B^+ I^-$	1,38	1,87	0,76	1,16
	$B^+ I^+$	1,41	1,91	0,78	1,15
$V_{H2}$	$B^- I^-$	1,40	1,89	0,77	1,16
	$B^- I^+$	1,40	1,89	0,81	1,16
	$B^+ I^-$	1,38	-	0,78	1,15
	$B^+ I^+$	1,41	-	0,79	1,17
Valeur moyenne :		<b>1,39</b>	<b>1,88</b>	<b>0,78</b>	<b>1,16</b>
$r = \frac{R_{Hs}(300K)}{R_{Hs}(4K)}$		<b>0,74 ± 0,07</b>		<b>0,67 ± 0,07</b>	

Tableau 2 : Tableau regroupant les valeurs des coefficients de Hall mesurés à température ambiante (~300K) et à la température de l'hélium liquide (~4K) pour les échantillons A et B ainsi que les valeurs du facteur de scattering qui en découlent.

Comme on peut le voir dans le Tableau 2, en prenant en compte les erreurs de mesure, on obtient respectivement pour les échantillons A et B,  $r = 0,74 \pm 0,07$  et  $r = 0,67 \pm 0,07$ , ces valeurs sont en parfait accord avec les valeurs de la littérature [1, 2] où  $r = 0,75 \pm 0,1$ .

A noter que nous avons calculé le niveau de dégénérescence de ces échantillons à 300K et à 4K. Dans les deux cas ils sont de type dégénérés. Comme nous l'avons abordé dans le Chapitre II section II.2.4.2, la théorie prévoit que dans ce cas  $r = 1$ , cependant, nos résultats expérimentaux montrent ici une variation de la valeur de  $R_{Hs}$  à 300K et 4K ce qui signifie que la valeur de  $r$  est différente de 1.

Nous avons donc réussi via cette expérience à réaliser une mesure directe du facteur de scattering pour des échantillons de référence. Ces mesures ont été réalisées au laboratoire GES de Montpellier et compte tenu de leur complexité et de leur durée, le nombre d'échantillons pouvant être analysés au cours d'une campagne de mesure est très restreint. Les résultats présentés ici sont issus de trois campagnes de mesures (une pour chaque température, la première ayant échoué en raison de microsoudures défailtantes). Ce système de mesure est utilisé pour de nombreuses autres expériences, le délai pour avoir un créneau disponible étant de plusieurs mois, il n'a pas été possible de réaliser des mesures sur des échantil-

lons contenant des BICs. Aussi, pour ces échantillons, nous avons développé une autre méthode pour obtenir ce type de résultats, méthode que nous présentons en section IV.2.

#### IV.1.2.2. Effet Hall à très fort champ magnétique

- **Présentation**

Nous avons montré dans le chapitre II section II.2.1 qu'il existait une autre méthode pour effectuer une mesure directe du facteur de scattering, elle consiste à utiliser un très fort champ magnétique. En effet, la valeur de ce facteur peut tendre vers l'unité sous certaines conditions de champ magnétique. Ainsi, tout comme dans l'expérience précédente une mesure du coefficient de Hall à fort et à faible champ, nous permet de déduire la valeur du facteur de scattering via la relation :

$$r = \frac{R_{Hs}(\infty)}{R_{Hs}} \quad \text{Équation 35}$$

où  $R_{Hs}(\infty)$  correspond au coefficient de Hall obtenu à très fort champ magnétique et  $R_{Hs}$  celui obtenu à faible champ (dans notre système 0,3T).

Cependant, la condition nécessaire pour que  $r = 1$ , est, comme nous l'avons montré précédemment :

$$\mu B \gg 1 \quad \text{Équation 36}$$

Or, pour satisfaire cette condition avec le champ magnétique à notre disposition (soit 10T), les niveaux de mobilité du matériau étudié doivent être très importants. Par cette méthode Rode et al. [7] ont déterminé le facteur de scattering du GaAs de type n, qui présente à température ambiante des mobilités de l'ordre de  $0,9 \text{ m}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ . Dans ce cas, un champ de 10T suffit à satisfaire la condition correspondante à l'Équation 36. Cependant, dans le cas du silicium fortement dopé, les mobilités sont plus de deux cent fois moins élevées, et la condition  $\mu B \gg 1$  ne peut être atteinte avec le champ magnétique dont nous disposons.

- **Résultats**

Nous avons toutefois profité de la campagne de mesure à 300K présenté dans la section précédente pour effectuer sur l'échantillon A une mesure à très fort champ magnétique afin de vérifier et montrer cette limitation. Le graphe de la tension de Hall mesurée en fonction du champ magnétique, à 300K, pour un courant de  $10\mu\text{A}$  est visible sur la Figure 47.

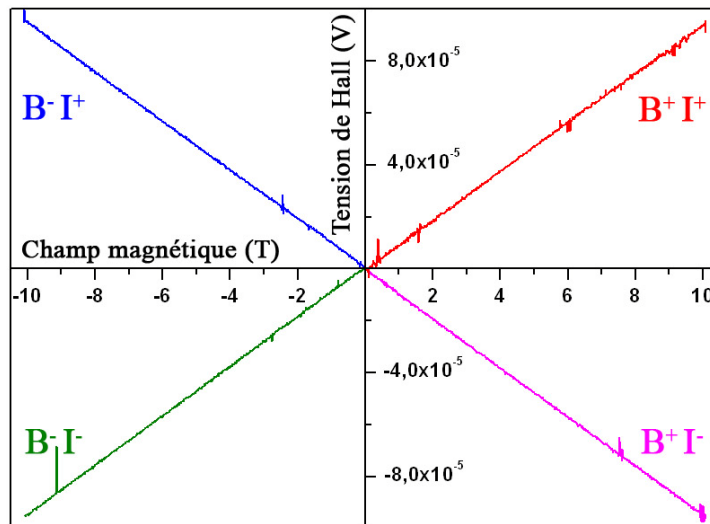


Figure 47 : Graphe représentant la tension de Hall en fonction du champ magnétique de l'échantillon 1 à 300K pour un courant de 10μA. Les quatre permutations de polarité champ/courant sont tracées.

On voit clairement sur la Figure 47 le comportement linéaire de la tension de Hall pour un champ magnétique variant de 0 à 10T. Compte tenu de la définition du coefficient de Hall :  $R_{Hs} = V_H/I.B$ , on n'observe pas de variation de  $R_{Hs}$ . Dans cette gamme de champ magnétique le facteur de scattering reste donc constant, et comme attendu ne peut être déterminé via une mesure de Hall à 10T.

Nous venons de présenter les deux méthodes de mesure directe du facteur de scattering, à très basse température et à très fort champ magnétique. Il existe toutefois deux autres méthodes de mesure dites « indirectes » de  $r$  que nous présentons dans les sections suivantes.

### IV.1.3.Mesure indirecte

La méthode de mesure indirecte consiste à déduire la valeur du facteur de scattering par une mesure de mobilité ou de dose active via une autre méthode que l'effet Hall. Les mesures de mobilité étant difficiles à réaliser, il est plus simple de déterminer le facteur de scattering par une mesure de dose active de dopant.

#### IV.1.3.1. Principe

Revenons à la définition du coefficient de Hall  $R_H$  et plus particulièrement, dans notre cas où l'épaisseur n'est pas connue, à celle du coefficient de Hall dit de « couche »  $R_{Hs}$  (cf. Chapitre III section III.3.3.3). On a :

$$R_{Hs} = -\frac{r}{eN_s}$$

Équation 37

De la même manière que l'on a défini la mobilité de Hall  $\mu_H$  (cf. chapitre II section II.2.3.3), on introduit une dose de Hall  $N_H$  telle que :

$$N_H = -\frac{1}{eR_{Hs}} \tag{Équation 38}$$

Ainsi on a :

$$N_s = rN_H \tag{Équation 39}$$

A partir de cette relation, une mesure directe de dose active associée à une mesure par effet Hall permet de remonter à la valeur du facteur de scattering. Nous avons eu l'opportunité de collaborer avec le laboratoire CNR-IMM de Catane où sont réalisées des mesures SCM, technique décrite dans le Chapitre III section III.3.1.

#### IV.1.3.2. Résultats

Sur la Figure 48 sont représentés les profils SIMS (ligne) et SCM (symboles) obtenus sur l'échantillon C.

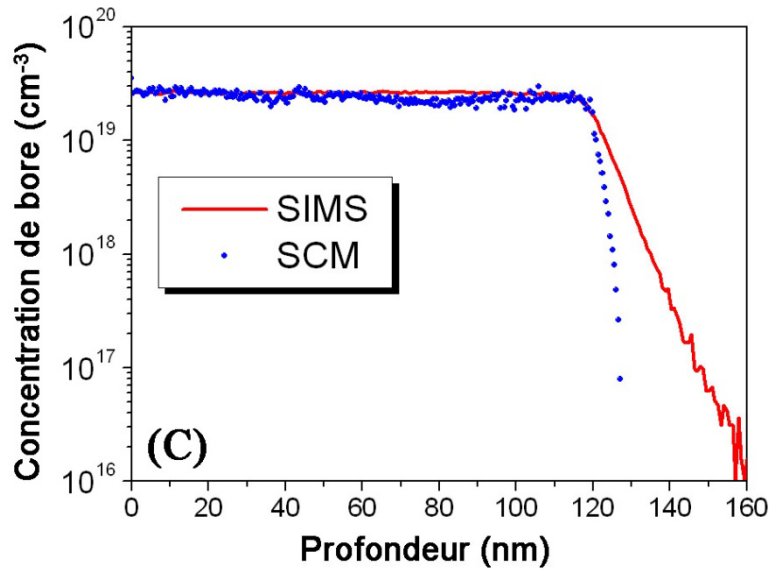


Figure 48 : Profils SIMS (ligne) et SCM (symboles) de l'échantillon C réalisé par épitaxie CVD. La superposition des profils SIMS et SCM, confirme que tous les atomes de bore introduits sont électriquement actifs.

Si l'on tient compte des erreurs expérimentales (~10% pour le SIMS et la SCM), le profil SCM, correspondant au profil de concentration de porteur, et le profil SIMS, qui correspond à la concentration chimique de dopants (actifs et inactifs), coïncident parfaitement, ce qui confirme que cet échantillon est totalement actif. La dose active de dopant est donnée par l'aire du profil SCM, qui correspond également ici à celle du profil SIMS. Les échantillons A et B étant également totalement actifs, on estime aussi leur dose active via l'aire de leurs pro-

files SIMS et par conséquent la valeur du facteur de scattering est également obtenue. Les profils SIMS obtenus pour les échantillons A et B sont visibles sur la Figure 49.

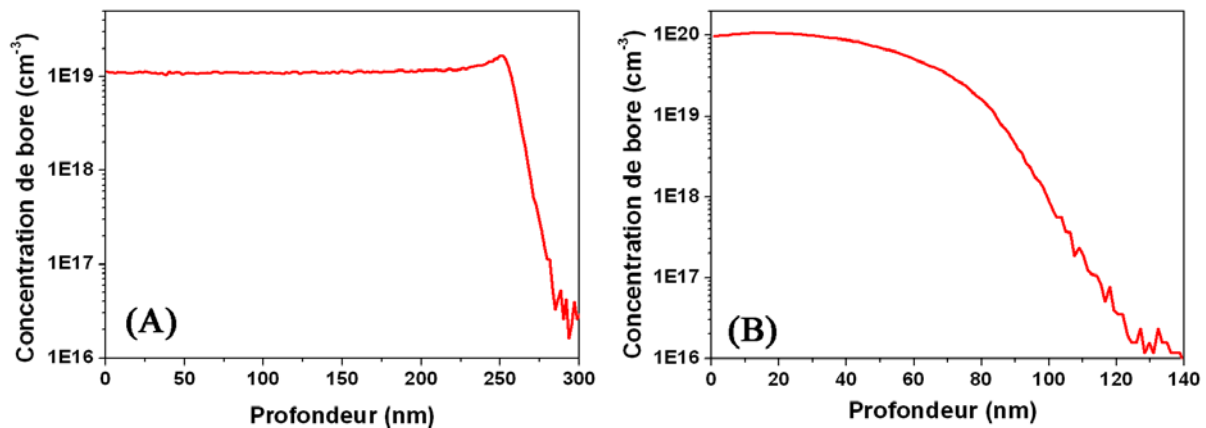


Figure 49 : Profils SIMS de bore obtenus pour les échantillons A et B. Pour l'échantillon A, on observe un dopage constant de  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  sur une profondeur de 250nm, et pour l'échantillon B, une concentration maximale de  $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  sur 100nm, l'allure arrondi du profil est due à la légère diffusion des dopants au cours du recuit spike.

Nous avons donc mesuré pour les trois échantillons de référence, leur dose de Hall ( $N_H$ ) et leur dose active (aire du SIMS  $N_{\text{SIMS}}$ ) respectives. Le rapport  $N_{\text{SIMS}}/N_H$  nous a permis d'évaluer la valeur du facteur de scattering pour ces trois échantillons. Les résultats obtenus sont regroupés dans le Tableau 3.

Echantillon	$N_H \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$N_{\text{SIMS}} \text{ (cm}^{-2}\text{)}$	$r$
A	$4,5 \times 10^{14}$	$3,2 \times 10^{14}$	$0,71 \pm 0,1$
B	$8,1 \times 10^{14}$	$6,2 \times 10^{14}$	$0,77 \pm 0,1$
C	$4,4 \times 10^{14}$	$3,2 \times 10^{14}$	$0,73 \pm 0,1$

Tableau 3 : Mesures par effet Hall (résistance carrée, dose et mobilité de Hall), et doses SIMS ( $N_{\text{SIMS}}$ ) des trois échantillons de référence réalisés par épitaxie CVD. La valeur moyenne du facteur de scattering obtenu est  $0,74 \pm 0,1$ .

Les valeurs des facteurs de scattering déterminées pour chacun de ces échantillons sont respectivement  $r=0,71 \pm 0,1$  pour l'échantillon A,  $r=0,77 \pm 0,1$  pour l'échantillon B et  $r=0,73 \pm 0,1$  pour l'échantillon C. Au final, la valeur moyenne du facteur de scattering obtenue pour ces trois échantillons est de  $r=0,74 \pm 0,1$ , valeur en parfait accord avec la littérature [3], comme vu précédemment. Ces résultats confirment également une nouvelle fois que, bien qu'ils soient dégénérés, ces échantillons ont un facteur de scattering  $r \neq 1$ .

Nous avons donc réussi via plusieurs méthodes à déterminer la valeur du facteur de scattering dans des échantillons référence, les valeurs trouvées sont en parfait accord avec

celles de la littérature. La méthode la plus simple et la plus rapide pour le déterminer consiste à évaluer la dose active de l'échantillon étudié via son profil SIMS et faire le rapport avec la dose de Hall mesurée pour ce même échantillon. Nous allons donc dans la section suivante appliquer cette méthode pour déterminer le facteur de scattering dans le cas de jonctions ultra-minces réalisées par implantation ionique d'une forte dose de bore et contenant une grande quantité de BICs.

## IV.2. MESURE DU FACTEUR DE SCATTERING EN PRESENCE DE BICs

Dans cette section, nous étudions le cas de jonctions ultra-minces réalisées par implantation ionique dans des conditions similaires à celles utilisées dans l'industrie pour la fabrication des transistors MOS. Nous allons grâce à la méthode décrite précédemment déterminer la valeur du facteur de scattering pour ce type d'échantillons et voir si la présence de BICs a un impact sur ce facteur.

### IV.2.1. Echantillons utilisés

Six échantillons ont été étudiés, implantés avec les mêmes conditions : une énergie de 500eV et une dose de  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  d'ions  $^{11}\text{B}^+$ , mais exposés à différents recuits. Trois de ces échantillons ont subi une préamorphisation par implantation d'une dose de  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  d'ions  $\text{Ge}^+$  à une énergie de 5keV pour l'un d'entre eux et 30keV pour les deux autres. Les trois échantillons non préamorphisés (échantillons 1 à 3 du Tableau 4) ont été respectivement soumis à des recuits spike à des températures de 1000, 1050 et 1100°C, quant aux trois autres échantillons (4 à 6 cf. Tableau 4) ils ont été recuits comme suit : échantillons 4 : spike à 1000°C ; échantillon 5 : triple recuit Flash 750/1300°C [8] et pour l'échantillon 6 : recuit laser à 1150°C (10 scans) suivi d'un recuit RTA à 800°C pendant 60s [9]. Les conditions expérimentales de fabrication de ces échantillons sont décrites en annexe III. La diversité de ces échantillons en termes de préamorphisation et de recuit, nous permet de généraliser nos résultats aux différents procédés de fabrication.

SIMS	Hall	SRP	SCM	Echantillon	Préamorphisation	Implantation B	Recuit
X	X	-	X	1	non	500eV $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$	Spike 1000°C
X	-	X	-	2	non	500eV $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$	Spike 1050°C
X	-	X	-	3	non	500eV $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$	Spike 1100°C
X	X	-	X	4	30keV $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$	500eV $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$	Spike 1000°C
X	X	-	-	5	30keV $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$	500eV $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$	3xFlash 750/1300°C
X	X	-	-	6	5keV $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$	500eV $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$	10 scan laser 1150°C + 800°C 60s

Tableau 4 : Détails des conditions de fabrication des six échantillons réalisés par implantation ionique et des mesures effectuées sur chacun d’eux.

Contrairement aux échantillons de référence étudiés précédemment, ces échantillons implantés avec de fortes doses de bore ne sont pas totalement actifs. Nous devons donc avant tout déterminer leur niveau maximal de concentration active ( $C_{el}$ ). Pour cela, nous avons obtenu le profil de dopants actifs par deux méthodes distinctes : la SCM, comme dans la section précédente, et la nano-SRP (Spreading Resistance Profiling).

#### IV.2.2. Résultats

Sur la Figure 50, les profils de concentration de bore obtenus par SIMS (lignes continues) pour les échantillons 1 à 4 (cf. Tableau 4), sont montrés. Indépendamment des températures de recuit ou des conditions d’implantation (l’échantillon 4 par exemple a subi une étape de préamorphisation préalablement à l’implantation de bore), tous ces profils présentent des caractéristiques communes. La Figure 50a représente les profils de concentration de bore avant et après recuit. Le profil après recuit présente un pic statique (correspondant à des atomes de bore immobiles), un épaulement (ou « kink », indiqué par une flèche et, une queue de diffusion. Le « kink » indique le niveau de concentration à partir duquel les atomes de bore précipitent et forment les BICs. Dans les échantillons présentés ici, il est à noter que cette concentration est proche de la solubilité limite du bore dans le silicium aux différentes tempé-



ratures de recuit utilisées. Les quatre échantillons présentent le même type de profil après recuit.

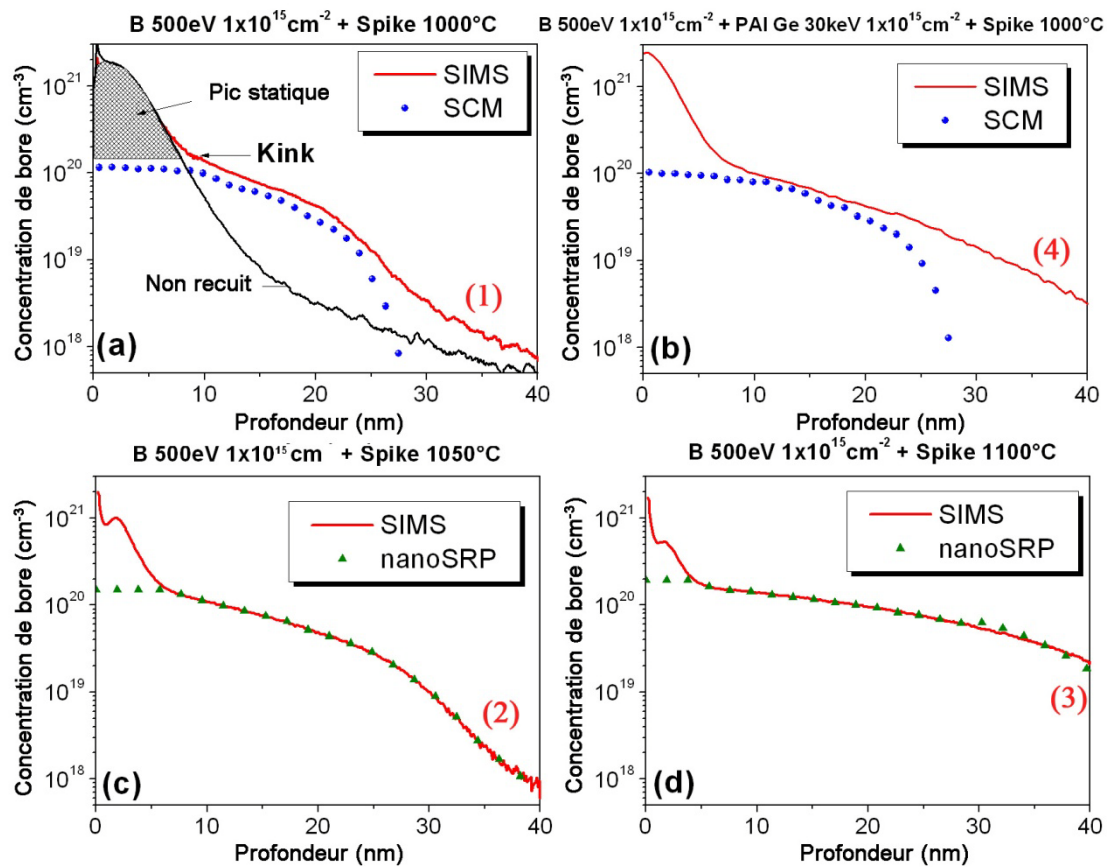


Figure 50 : Profils SIMS (lignes), SCM (cercles) et nano-SRP (triangles) d'échantillons implantés avec une dose de  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  de bore à une énergie de 500eV soumis à des recuits spike à différentes températures : 1000°C (a) et (b), 1050°C (c) et 1100°C (d).

L'écart entre les profils SIMS et SCM indique clairement que les BICs sont électriquement inactifs, comme en témoigne profil plat de concentration de porteurs (sur environ 10nm) situé en dessous du pic statique du profil SIMS. De plus, le niveau maximal de concentration électrique est très proche de la solubilité limite du bore aux températures de recuit d'activation correspondantes. Enfin, le profil de concentration de porteurs en dessous du niveau du « kink » qui suit le profil SIMS, indique que tous les atomes de bore de la queue de diffusion sont électriquement actifs. La désactivation des dopants que l'on observe au niveau des faibles concentrations (en dessous de  $10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ) est en réalité une conséquence des phénomènes de déplétion [10, 11] qui n'ont pas été corrigés ici.

Les profils de concentration SRP des porteurs présentés sur les Figure 50 (c) et (d) (triangles) ont été obtenus en utilisant la méthode définie par Casel et al. [12]. Cette méthode s'appuie sur un profil de dopant actifs pour calculer, via l'équation de Poisson, un profil SRP

expérimental (résistance en fonction de la profondeur) tout en tenant compte des phénomènes de déplétion [10, 11]. Lorsqu'un bon accord entre les profils calculés et mesurés est obtenu, le profil de dopant actif est validé. En suivant cette procédure, nous avons trouvé que le meilleur accord avec les courbes expérimentales de SRP est obtenu lorsque le niveau maximal de concentration de porteur correspond à la solubilité limite du bore à la température du recuit d'activation (respectivement 1050 et 1100°C pour les échantillons 2 et 3). En dessous de ce niveau, tous les dopants doivent être considérés comme électriquement actifs et les profils de concentration des porteurs suivent le profil SIMS.

En considérant les erreurs expérimentales associées à chacune des techniques utilisées pour analyser ces échantillons (SIMS, SCM et SRP), et en les assumant égales à 10%, on peut conclure que, pour des recuits à haute température ( $\geq$  à 1000°C), le niveau de concentration du « kink » sur le profil SIMS fournit une indication fiable sur le niveau de concentration maximum de bore électriquement actif, et que tous les atomes de bore qui ont diffusés, en dessous le niveau du « kink », sont électriquement actifs.

En se basant sur ces conclusions, il est désormais possible de calculer la dose active de n'importe quel échantillon implanté au bore, présentant un « kink » sur son profil SIMS, en calculant l'aire totale sous le niveau de concentration de ce « kink ». En couplant ce calcul avec des mesures par effet Hall, il est donc possible d'évaluer le facteur de scattering dans le cas d'échantillons contenant de fortes concentrations de BICs à partir de l'Équation 39.

Nous avons donc appliqué cette méthode aux quatre échantillons dont les profils sont montrés sur la Figure 51 (échantillons 1, 4, 5 et 6 du Tableau 4), parmi eux, les deux échantillons mesurés par SCM (Figure 50a et b), l'échantillon ayant subi un triple recuit Flash 750/1300°C (échantillon 5) et l'échantillon soumis à un recuit laser (échantillon 6). Pour chacun de ces échantillons, nous avons réalisé des mesures par effet Hall pour déterminer leur dose de Hall  $N_H$ , et avons évalué leur dose active à partir de leurs profils SIMS respectifs et du niveau de concentration du « kink » correspondants, comme montré sur la Figure 51 (a-d). Les valeurs trouvées sont reportées dans le Tableau 5.

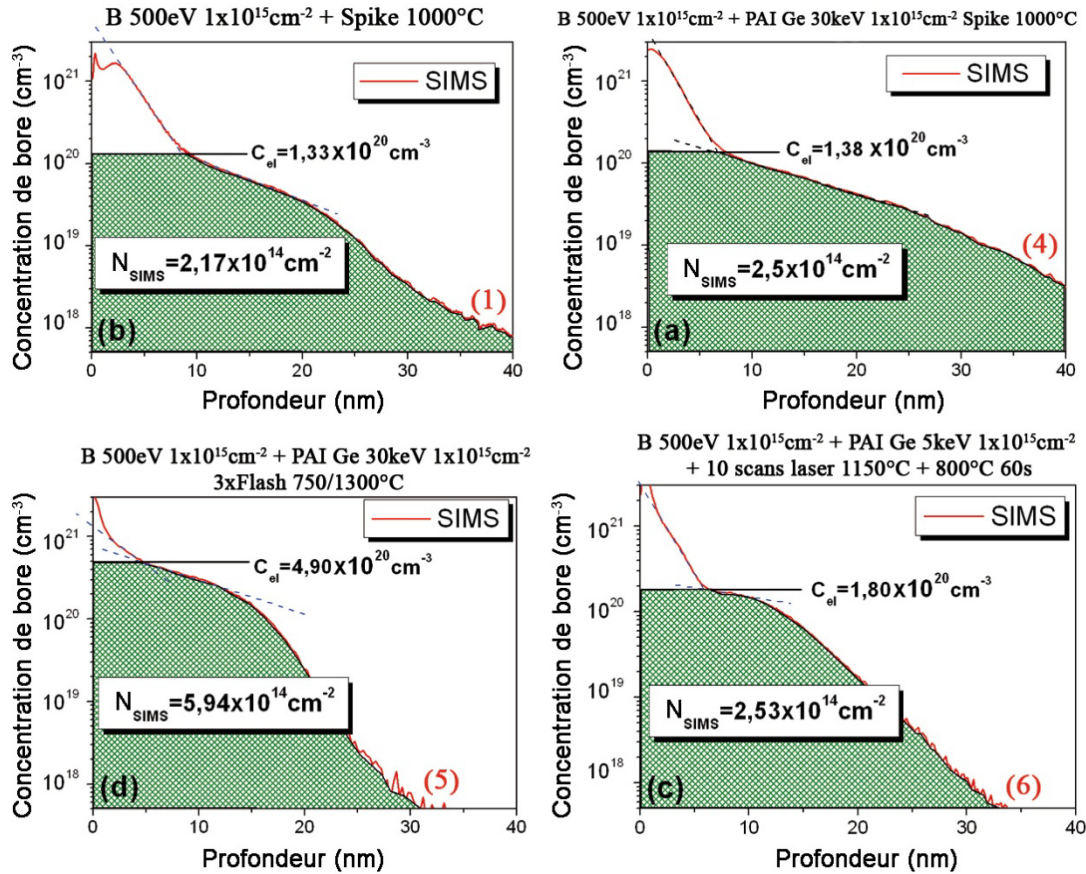


Figure 51 : Profils SIMS d'échantillons implantés avec une dose de 1x10<sup>15</sup> cm<sup>-2</sup> de bore à une énergie de 500eV avec différentes conditions de préamorphisation et de recuit. En assumant que le niveau de concentration du kink correspond au maximum de concentration de dopants actifs (C<sub>el</sub>), il est possible d'estimer la dose totale de dopants actifs notée N<sub>SIMS</sub> (aire du profil SIMS sous le niveau de C<sub>el</sub>).

Les valeurs calculées du facteur de scattering correspondantes sont reportés dans la dernière colonne. Les valeurs varient entre 0,93 ± 0,1 et 0,99 ± 0,1, et sont supérieures aux valeurs « standards » ; la valeur moyenne est 0,95 ± 0,1.

Echantillon	N <sub>H</sub> (cm <sup>-2</sup> )	N <sub>SIMS</sub> (cm <sup>-2</sup> )	r
1	2,33x10 <sup>14</sup>	2,17x10 <sup>14</sup>	0,93 ± 0,1
2	2,62x10 <sup>14</sup>	2,5x10 <sup>14</sup>	0,95 ± 0,1
3	6,22x10 <sup>14</sup>	5,94x10 <sup>14</sup>	0,95 ± 0,1
4	2,56x10 <sup>14</sup>	2,53x10 <sup>14</sup>	0,99 ± 0,1

Tableau 5 : Doses de Hall (N<sub>H</sub>), et doses SIMS (N<sub>SIMS</sub>) des quatre échantillons implantés avec une dose de 1x10<sup>15</sup> cm<sup>-2</sup> de bore à une énergie de 500eV et ayant subi différentes conditions de préamorphisation et de recuit. La valeur moyenne du facteur de scattering obtenu est 0,95 ± 0,1.

Ces résultats indiquent clairement que les fortes densités de BICs présentes dans les jonctions ultra-minces fortement dopées bore, ont un impact fort sur la valeur du facteur de scattering pour les trous. De plus, il est important de noter que la structure exacte des BICs n'est pas parfaitement connue, des travaux récents [13, 14] ont montré que pour parvenir à simuler correctement la diffusion et l'activation du bore dans ces jonctions, on doit considérer que les BICs existent dans deux états : neutre et chargé, la majorité d'entre eux étant chargés. Cependant, les mesures SCM que nous avons réalisés ne montre pas d'effet des BICs sur la mesure de capacité (profil SCM plat au niveau des BICs), ce qui laisse supposer qu'ils sont en majorité plutôt neutres. Des études complémentaires seraient intéressantes pour connaître leur état (neutre ou chargé). La valeur du facteur de scattering dans le cas des impuretés neutres et ionisées est connue grâce à des études théoriques [3] ; sa valeur est respectivement 1 et 1,93. Si l'on assume que les centres de scattering dus aux BICs neutres et chargés ont le même impact sur le facteur de scattering que les impuretés neutres ou ionisées, alors il est normal que la valeur moyenne de  $r$  soit supérieure à celle d'échantillons ne contenant pas de défauts, ce qui est tout à fait en accord avec les résultats de cette étude où nous trouvons  $r \sim 0,95$  en présence de BICs et  $r \sim 0,75$  sans BICs.

## CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord déterminé le facteur de scattering dans des échantillons de référence via plusieurs méthodes parmi lesquelles une seule a été retenue pour évaluer sa valeur dans le cas d'échantillons contenant de fortes concentrations de BICs. La procédure consiste à mesurer la dose active de dopants et la dose de Hall de l'échantillon, le rapport de ces deux doses donnant alors une estimation de ce facteur. Nous avons montré, dans le cas des échantillons implantés au bore contenant une forte concentration de BICs, que pour des températures de recuit importantes ( $\geq 1000^\circ\text{C}$ ), le niveau de concentration du « kink » observable sur le profil SIMS correspond au niveau de concentration maximum de bore actif. De plus, tous les atomes de bore ayant diffusés, en dessous du niveau du « kink », sont électriquement actifs. Ainsi, à partir du profil SIMS de tels échantillons et via notre modèle mathématique, nous avons pu déterminer out d'abord la dose active de dopants, puis en l'associant aux mesures par effet Hall, le facteur de scattering. Indépendamment du type d'implantation (avec ou sans préamorphisation) et du type de recuit (recuit Spike, Flash ou laser), la valeur du facteur de scattering pour de telles jonctions a été trouvée égale à  $0,95 \pm 0,1$  [15], soit supérieure à celle des échantillons de référence ne contenant pas de défaut. Cette augmentation de la valeur du facteur de scattering est en accord avec l'hypothèse selon laquelle les BICs introduisent des centres de scattering supplémentaires dans le matériau, se comportant de façon similaire aux centres de scattering associés aux impuretés (neutres ou chargées).

Ayant montré que les BICs constituent des centres de scattering supplémentaires influençant le facteur de scattering, nous allons étudier dans le chapitre suivant, l'impact que peuvent avoir ces défauts sur la mobilité de dérive des porteurs.

## REFERENCES DU CHAPITRE IV

1. Annual Book of ASTM Standard Electronics (II) F723-88 Am. Soc. Test. Mater., Philadelphia, Pennsylvania p.508.
2. Sasaki, Y., et al., *A new experimental determination of the relationship between the Hall mobility and the hole concentration in heavily doped p-type silicon*. Solid-State Electronics, 1988. **31**(1): p. 5-12.
3. Blood, *The Electrical Characterization of Semiconductors: Majority Carriers and Electron*. 1992: Academic, London.
4. Sze, S.M., *Resistivity and Hall Effect*, in *Physics of semiconductor devices 2nd Edition*, Wiley, Editor. 1981. p. 28-30.
5. Seeger, K., *Electrical conductivity and its temperature dependence*, in *Semiconductor Physics*, Springer, Editor. 2004. p. 48.
6. Szmulowicz, F., *Calculation of the mobility and the hall factor for doped p-type silicon*. Physical review B, 1986. **36**(6): p. 4031-4047.
7. Rode, D.L. and M.Wolfe, *Magnetic-Field Dependence of the Hall Factor for Isotropic Media*. J. Appl. Phys., 1983. **54**: p. 10-13.
8. Lerch, W., et al., *Advanced activation of ultra-shallow junctions using flash-assisted RTP*. Materials Science and Engineering: B, 2005. **124-125**: p. 24-31.
9. Sharp, J.A., et al., *Deactivation of ultrashallow boron implants in preamorphized silicon*. Applied Physics Letters, 2006. **89**(192105).
10. Giannazzo, F., et al., *High-resolution scanning capacitance microscopy by angle bevelling*. Materials Science in Semiconductor Processing, 2001. **4**(1-3): p. 77-80.
11. Hu, S.M., *Between carrier distributions and dopant atomic distribution in beveled silicon substrates*. J. Appl. Phys, 1982. **53**(3): p. 1499-1510.
12. Casel, A. and H. Jorke, *Comparison of carrier profiles from spreading resistance analysis and from model calculations for abrupt doping structures*. Appl. Phys. Lett, 1987. **50**(15): p. 989-991.
13. Pichler, P., *Intrinsic Point Defects, Impurities, and Their Diffusion in Silicon*. Intrinsic Point Defects, Impurities, and Their Diffusion in Silicon, 2004: p. 342.
14. Pichler, P., et al., *Diffusion and activation of dopants in silicon and advanced silicon-based materials*. Phys. Scr. , 2006: p. 89-96.
15. Severac, F., et al., *Impact of Boron-Interstitial Clusters on Hall scattering factor in high dose boron-implanted ultra-shallow junctions*. J. Appl. Phys, 2009. **105**(4) p. 043711-1-043711-6.



# Chapitre V

**[Rôle des défauts sur les propriétés électriques des jonctions ultra-minces]**



## Chapitre V : Rôle des défauts sur les propriétés électriques des jonctions ultra-minces



Nous avons montré dans le chapitre précédent l'impact d'une grande quantité de BICs sur le facteur de scattering et avons déterminé sa valeur dans le cas de jonctions réalisées par l'implantation d'une importante dose de bore. Dans ce chapitre, nous allons répondre à l'une des questions principales de ces travaux de recherche, à savoir le rôle que peuvent jouer les différents types de défaut cristallins, et en particulier les BICs, sur les paramètres électriques des jonctions ultra-minces. Dans la première partie (section V.1.1), nous allons présenter l'expérience mise en place pour mettre en évidence la dégradation de la mobilité de dérive des porteurs en présence de BICs. Ensuite (section V.1.2), une étude quantitative nous permet de suivre l'évolution de cette dégradation en fonction de la quantité de BICs. Enfin, dans une troisième et dernière partie (section V.2), nous nous intéresserons à l'influence sur l'activation du bore d'autres types de défauts comme les EOR.

### V.1. DEGRADATION DE LA MOBILITE DE DERIVE DES PORTEURS PAR LES BICS

Dans cette première section, nous présentons l'expérience mise en place pour mettre en évidence, via des mesures SIMS, effet Hall et l'utilisation de notre modèle mathématique, l'influence des BICs sur la dégradation de la mobilité de dérive des porteurs. Nous étudions tout d'abord des échantillons de référence entièrement actifs (section V.1.1.2), puis des structures partiellement actives contenant des BICs, à faible concentration (section V.1.1.3) et à forte concentration (section V.1.2).

#### V.1.1. Mise en évidence

##### V.1.1.1. Echantillons étudiés

Nous avons utilisé quatre échantillons dopés bore par épitaxie CVD. L'épaisseur des couches déposées est de 5, 10, 25 et 100nm, et les concentrations de bore sont respectivement  $5 \times 10^{20}$ ,  $4 \times 10^{20}$ ,  $1 \times 10^{20}$  et  $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ . Ces échantillons ont ensuite été recuits afin de suivre l'évolution de l'activation du bore après le dépôt : recuit spike à 1050°C et recuit Flash à 1300°C. Le Tableau 6 présente les références des échantillons étudiés et leurs caractéris-

tiques. Seul l'échantillon S10, qui correspond à l'échantillon de référence C du chapitre précédent, n'a pas été recuit après le dépôt sachant qu'il est déjà totalement actif. Tous les détails expérimentaux sur la fabrication de ces échantillons sont visibles en annexe III.

Echantillon	Épaisseur (nm)	Concentration de bore ( $\text{cm}^{-3}$ )	Recuit
S1	5	$5 \times 10^{20}$	Non
S2			Spike 1050°C
S3			Flash 1300°C
S4	10	$4 \times 10^{20}$	Non
S5			Spike 1050°C
S6			Flash 1300°C
S7	25	$1 \times 10^{20}$	Non
S8			Spike 1050°C
S9			Flash 1300°C
S10	100	$3 \times 10^{19}$	Non

Tableau 6 : Détails des conditions de fabrication des dix échantillons réalisés par CVD

Nous réalisons pour chacun des échantillons une mesure de la concentration de bore présente par SIMS ainsi qu'une mesure par effet Hall. Ensuite, nous appliquons le modèle mathématique que nous avons mis en place afin de retrouver par le calcul les valeurs des paramètres électriques mesurés par effet Hall, à savoir la résistance carrée  $R_S$ , la dose de dopant actif  $N_S$  et la mobilité de dérive des porteurs  $\mu_d$ .

#### V.1.1.2. Cas de structure entièrement active

L'échantillon S10 est une structure réalisée par épitaxie CVD de 100nm d'épaisseur dopée à une concentration d'environ  $3 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  de bore. Le profil SIMS obtenu sur cet échantillon est visible sur la Figure 52.

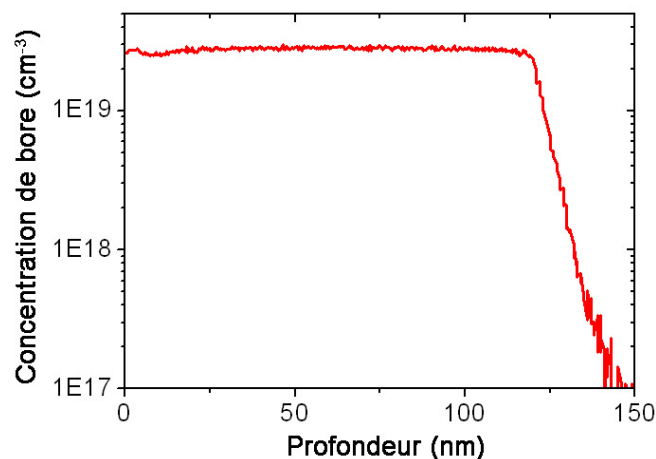


Figure 52 : Profil SIMS de bore mesuré sur l'échantillon S10.

Les mesures SCM de cet échantillon ont montré qu'il est totalement actif (cf. Chapitre IV – Figure 2). Les valeurs des paramètres mesurés par effet Hall et ceux calculés via notre modèle sont reportées dans le Tableau 7.

<b>Echantillon S10</b>	<b><math>R_s</math> (<math>\Omega/\square</math>)</b>	<b><math>N_s</math> (<math>\text{cm}^{-2}</math>)</b>	<b><math>\mu_d</math> (<math>\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}</math>)</b>
<b>Valeurs mesurées</b> <i>r = 0,75</i>	307	$3,3 \times 10^{14}$	61,5
<b>Valeurs calculées</b> <i><math>C_{el} = 3 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}</math> - <math>\alpha = 1</math></i>	305	$3,4 \times 10^{14}$	60,4

**Tableau 7 : Tableau regroupant les valeurs mesurées par effet Hall et les valeurs calculées via le modèle mathématique des paramètres électriques de l'échantillon de 100nm d'épaisseur.**

Compte tenu de la structure de l'échantillon et des conclusions de l'étude précédente, nous avons utilisé ici la valeur standard du facteur de scattering pour les trous à savoir  $r = 0,75$ . Le très bon accord entre les valeurs mesurées et les valeurs calculées valide notre modèle mathématique. De plus, la valeur appliquée au coefficient de mobilité soit  $\alpha = 1$ , coefficient introduit au Chapitre III section III.4.2., montre qu'il n'y a pas de dégradation de la mobilité.

#### V.1.1.3. Cas de structures partiellement actives

En ce qui concerne les échantillons S1 à S9, les concentrations de bore introduites sont beaucoup plus importantes, bien au delà des solubilités limites des dopants à la température de dépôt (700°C). Par exemple, le profil SIMS de bore obtenu sur l'échantillon S5 après le recuit Spike à 1050°C (cf. Figure 53) présente une partie immobile, et par conséquent un épaulement (ou « kink »). Ceci atteste, comme nous l'avons montré précédemment, de la présence de BICs.

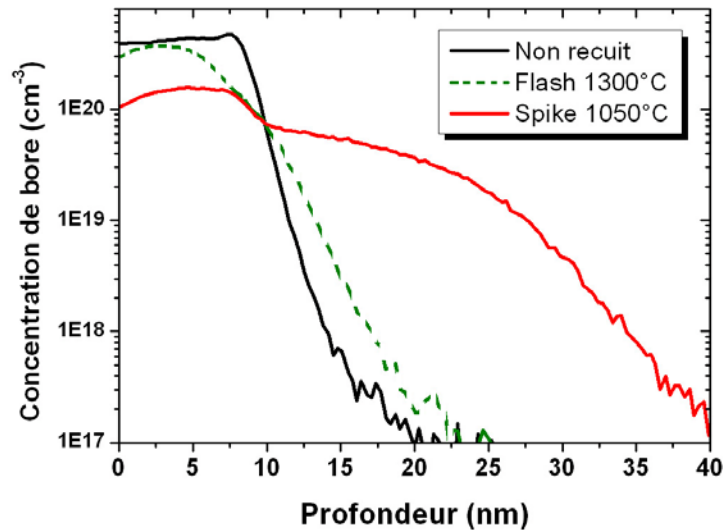


Figure 53 : Profil SIMS de bore mesuré sur l'échantillon de 10nm d'épaisseur réalisé par épitaxie CVD. Trois profils sont reportés : avant recuit, après recuit Flash 1300°C et Spike 1050°C. Une partie immobile apparaît après le recuit Spike.

Cet échantillon permet d'étudier l'impact des BICs sur la mobilité de dérive des porteurs. Selon le chapitre précédent, dans le cas d'échantillons implantés avec de fortes concentrations de bore et présentant une grande concentration de BICs, la valeur du facteur de scattering diffère de la valeur « standard », il est égal à  $r = 0,95$ . Mais nous ne sommes pas dans la même configuration car cet échantillon a été réalisé par épitaxie, et la concentration de BICs présente est bien moins élevée que celle des échantillons étudiés dans le chapitre IV. Sur la Figure 54 sont reportés les profils SIMS obtenus sur l'échantillon 4 du chapitre IV (cf. Tableau 4) et sur l'échantillon S5 (cf. Tableau 6). Les zones immobiles correspondant aux BICs sont hachurées. L'aire de ces zones renseigne sur la dose de bore contenue dans les BICs, cette dose est plus de dix fois plus importante dans l'échantillon implanté (échantillon 4 où l'on a mesuré  $r = 0,95$ ) que dans l'échantillon réalisé par CVD (échantillon S5). La valeur de  $r$  dans l'échantillon S5 a été déterminée selon la méthode du chapitre IV, c'est-à-dire en estimant la dose active à partir du profil SIMS et du niveau de concentration du « kink », et en faisant le rapport avec la dose de Hall mesurée. La valeur de  $r$  trouvée ( $r = 0,77$ ) reste dans les barres d'erreur de la valeur « standard » ( $r = 0,75 \pm 0,1$ ), nous utiliserons donc cette valeur « standard » pour nos mesures.

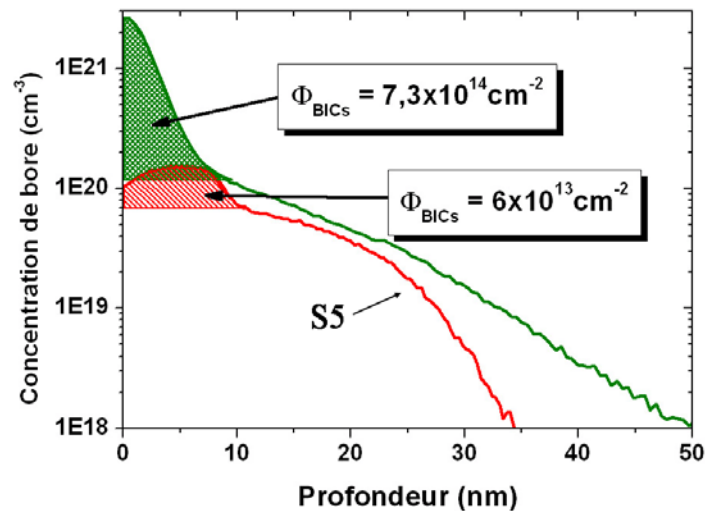


Figure 54 : Profils SIMS de bore de l'échantillon de 10nm soumis à un recuit Spike à 1050°C (courbe rouge) et de l'échantillon 4 du chapitre précédent (courbe verte). Les doses de BICs estimées sont représentées.

Nous mesurons donc cet échantillon par effet Hall et appliquons notre modèle mathématique. Les résultats obtenus pour l'échantillon S5 sont regroupés dans le Tableau 8. La première ligne regroupe les valeurs des trois paramètres mesurés par effet Hall ( $r = 0,75$ ) comme convenu précédemment. Par ailleurs, nous faisons l'hypothèse qu'il n'y a pas de dégradation de la mobilité, et fixons dans un premier temps la valeur de  $\alpha = 1$ .

La valeur de  $C_{el}$  déterminée pour retrouver par le calcul, via le modèle, la dose active mesurée, vaut :  $C_{el} = 6,6 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  (cf. Tableau 8 - colonne 1 - ligne 2). Le profil SIMS de cet échantillon (Figure 53 et Figure 54) montre que ce niveau de concentration concorde parfaitement avec le niveau de concentration du « kink » sur le profil, confirmant que tous les atomes de bore sous ce niveau sont électriquement actifs. Cependant, les valeurs des deux autres paramètres calculés, à savoir la résistance carrée (cf. Tableau 8 - colonne 2) et la mobilité de dérive (cf. Tableau 8 - colonne 4), ne correspondent pas à celles mesurées par effet Hall. La mobilité calculée à partir des valeurs « standards » est supérieure à celle mesurée. On émet alors l'hypothèse qu'une dégradation due à la présence de BICs, se produit. Nous allons donc maintenant utiliser le coefficient de mobilité  $\alpha$ . Comme expliqué dans le Chapitre III section III.4.2, ce coefficient modifie directement dans nos calculs les valeurs des mobilités analytiques de Masetti [1] et affecte seulement les valeurs calculées de résistance carrée et de mobilité de dérive.

Nous ajustons donc la valeur de  $\alpha$  jusqu'à retrouver la résistance carrée mesurée. Les résultats obtenus sont dans la troisième ligne du Tableau 8. Une valeur unique de  $\alpha = 0,88$

permet de retrouver non seulement la résistance carrée, mais également la mobilité de dérive mesurées.

Echantillon S5	$R_s$ ( $\Omega/\square$ )	$N_s$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	$\mu_d$ ( $\text{cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$ )
<b>Valeurs mesurées</b> $r = 0,75$	915	$1,4 \times 10^{14}$	50,3
<b>Valeurs calculées</b> $C_{el} = 6,6 \times 10^{19} \text{cm}^{-3} - \alpha = 1$	810	$1,4 \times 10^{14}$	57,3
<b>Valeurs calculées</b> $C_{el} = 6,6 \times 10^{19} \text{cm}^{-3} - \alpha = 0,88$	915	$1,4 \times 10^{14}$	50,7

Tableau 8 : Tableau regroupant les valeurs mesurées par effet Hall et les valeurs calculées via le modèle mathématique des paramètres électriques de l'échantillon de 10nm d'épaisseur soumis à un recuit Spike à 1050°C.

Le fait non seulement qu'une valeur unique du coefficient de mobilité permette de retrouver les deux valeurs  $R_s$  et  $\mu_d$  mesurées (confirmant aussi l'auto-consistance de notre méthode d'analyse) mais surtout que la valeur trouvée de  $\alpha$  soit inférieure à 1, vient confirmer notre hypothèse selon laquelle la mobilité de dérive des porteurs est dégradée en présence de BICs.

Afin de compléter cette étude et confirmer cette hypothèse, nous avons appliqué la même procédure à tous les échantillons présentés dans le Tableau 6. Pour chacun d'eux, nous avons évalué leur niveau d'activation (pourcentage entre la dose totale et la dose active), ainsi que le coefficient de mobilité  $\alpha$ . Les résultats sont reportés sur les Figure 55 (a) et (b). On observe que dans le cas des échantillons non-recuits (carrés dans la Figure 55), le pourcentage d'activation augmente avec les épaisseurs des couches. Lors de leur fabrication, les concentrations de dopants introduits sont plus importantes pour les couches de faibles épaisseurs, respectivement  $5 \times 10^{20}$ ,  $4 \times 10^{20}$ ,  $1 \times 10^{20}$  et  $3 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$  pour les couches de 5, 10, 25 et 100nm d'épaisseurs, et donc la quantité de BICs générée est aussi plus importante ce qui explique les niveaux d'activation plus faibles.

La comparaison entre les pourcentages d'activation (Figure 55 (a)) et les valeurs du coefficient de mobilité associées indiquent clairement que les échantillons qui ne sont pas totalement actifs, c'est-à-dire qui contiennent des BICs, présentent tous une dégradation de la mobilité des porteurs (soit  $\alpha < 1$ ). Il est intéressant de noter que les étapes de recuit (Spike ou Flash) améliorent l'activation des dopants de tous les échantillons étudiés ainsi que les mobi-

lités correspondantes (augmentation de  $\alpha$ ). Cependant, on n'arrive pas à une complète activation pour les échantillons contenant les plus grandes concentrations de BICs (échantillons d'épaisseur 5 et 10nm).

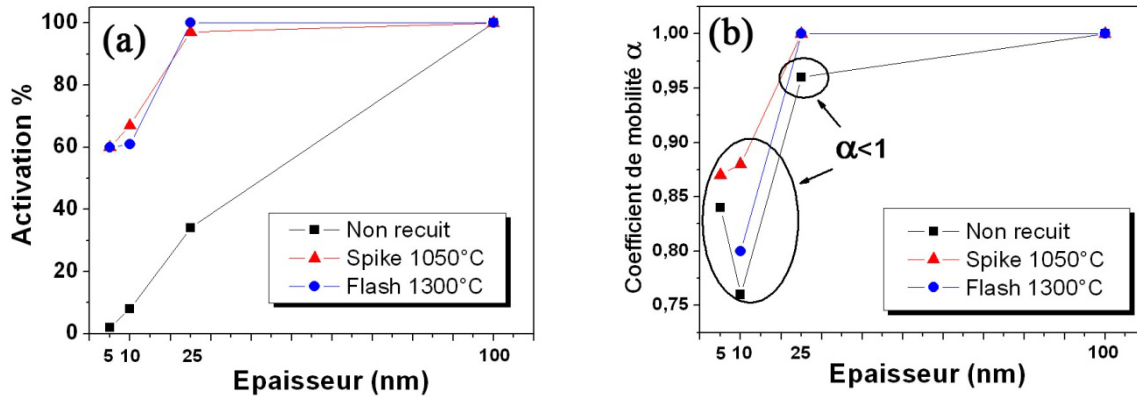


Figure 55 : Pourcentage d'activation et coefficient de mobilité déterminés en fonction des épaisseurs (5, 10, 25 et 100nm), des différents échantillons réalisés par CVD étudiés.

L'amélioration de la mobilité observée après recuits sur la Figure 55 (b) (augmentation de  $\alpha$ ) associée à l'augmentation du pourcentage d'activation des échantillons correspondants Figure 55 (a) est de manière évidente liée à la dissolution progressive des BICs au cours des recuits. Afin de vérifier cette hypothèse expérimentalement, nous avons effectué des mesures par effet Hall à 77K sur deux échantillons, l'un montrant une dégradation de mobilité l'autre non. A basse température, on diminue de manière significative les mécanismes de scattering dus aux vibrations du réseau (phonons) (cf. Chapitre II section II.1.3), une augmentation de la mobilité est donc attendue par rapport à celle à température ambiante. Nous avons sélectionné l'échantillon qui présente la plus forte dégradation de mobilité (valeur de  $\alpha$  la plus petite cf. Figure 55 (b)) soit l'échantillon S4 (cf. Tableau 6) d'épaisseur 10nm non recuit, et un échantillon qui ne présente pas de dégradation de mobilité, l'échantillon S10 (cf. Tableau 6) de 100nm non recuit. Les résultats de ces mesures sont représentés sur le graphe de la Figure 56.

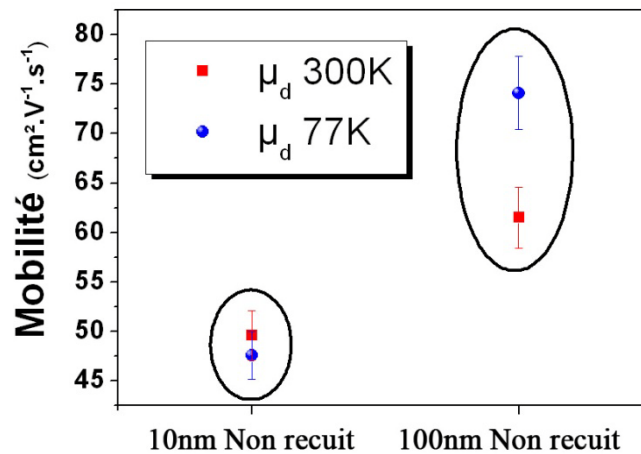


Figure 56 : Mobilités mesurées à 300K et à 77K pour les échantillons S4 (10nm d'épaisseur non recuit) et S10 (100nm d'épaisseur non recuit).

L'échantillon de 100nm, qui ne présente pas de dégradation de mobilité, montre comme attendu une mobilité plus importante à 77K qu'à 300K (augmentation de l'ordre de 20%). Alors que dans le cas de l'échantillon de 10nm, qui présente la plus forte dégradation de mobilité, aucune variation de mobilité n'est observable, ce, en tenant compte des barres d'erreur expérimentales. Ceci peut s'expliquer par la présence dans cet échantillon d'un centre de scattering supplémentaire, qui est indépendant de la température, et dont la contribution sur la mobilité totale est plus importante que celle associée aux vibrations du réseau. Nous pouvons par conséquent conclure que ce mécanisme est très probablement associé à la présence des BICs.

Nous avons donc pu mettre en évidence, grâce à cette série d'expériences, la dégradation de la mobilité de dérive des porteurs en présence de BICs [2]. Nous avons pu vérifier l'auto-consistance de notre modèle mathématique, et la pertinence du coefficient de mobilité  $\alpha$  que nous avons introduit. L'augmentation de l'activation associée à l'amélioration de la mobilité suite aux recuits (que ce soit des recuits Flash ou Spike), est liée de manière évidente à la dissolution progressive des BICs au cours de ces recuits. A noter que lorsque la concentration de BICs est relativement faible, comme pour cette expérience, la valeur du facteur de scattering reste inchangée. Afin de compléter cette étude, en ce plaçant dans le cas des jonctions ultra-minces dont les conditions de fabrication sont similaires à celles utilisées pour la fabrication des transistors MOS (implantation d'une très forte dose de bore dans un substrat préamorphisé), nous présentons dans la section suivante une nouvelle expérience. Dans celle-ci, tous les échantillons sont réalisés avec les mêmes conditions de fabrication, seuls les re-



cuits auxquels ils sont soumis varient, afin d'observer l'évolution de la mobilité en fonction de la dissolution progressive des BICs.

### V.1.2. Cas de jonctions réalisées par implantation

Dans cette section, le but est d'approfondir l'analyse et de quantifier la dégradation de la mobilité engendrée par la présence de BICs, mise en évidence précédemment. Pour cela, nous étudions une série de jonctions ultra-minces dont les conditions de fabrication se rapprochent le plus de celles utilisées lors de la fabrication des transistors MOS « ultimes ». Les conditions d'implantation et de préamorphisation sont identiques, seuls les recuits changent, de manière à faire évoluer la concentration de BICs en suivant leur dissolution.

#### V.1.2.1. Echantillons étudiés

Pour cette expérience, nous avons utilisé six échantillons, réalisés dans les mêmes conditions d'implantation : une dose de  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  d'ions  $^{11}\text{B}^+$  à faible énergie (500eV) et préalablement une préamorphisation par implantation d'une dose de  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  d'ions  $^{74}\text{Ge}^+$  à une énergie de 30keV. Les recuits appliqués sont les suivants : 750°C 15min, Spike 1000°C, Flash 1300°C, double Flash 1300°C et triple Flash 1300°C. Tous les détails expérimentaux sont visibles en annexe III.

#### V.1.2.2. Résultats et interprétation

- **Evolution du coefficient de mobilité  $\alpha$  avec la concentration de BICs**

Il s'agit d'abord d'évaluer la concentration de BICs présente dans chaque échantillon. Comme expliqué Chapitre I section I.3.3. et d'après les travaux de Boninelli et al. [3], leur dissolution est très lente au cours du recuit thermique. Leur taille diminue jusqu'à atteindre les limites de détection de la microscopie électronique en transmission et cette diminution s'avère plus rapide pour les hautes températures. Pour évaluer leur concentration, nous avons utilisé la méthode présentée au paragraphe V.1.1.3 (cf. Figure 54). Les profils SIMS obtenus sur tous les échantillons sont représentés sur la Figure 57, le profil de bore de l'échantillon non-recuit est aussi montré.

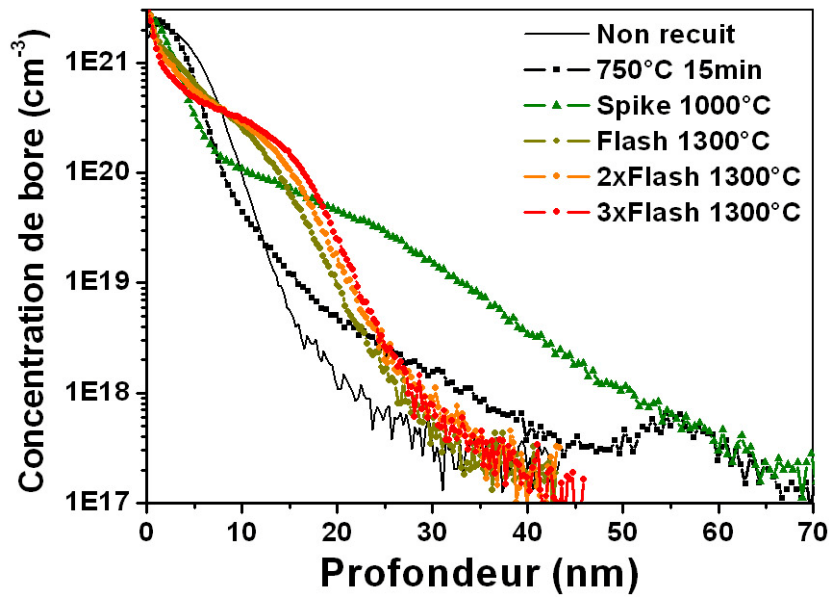


Figure 57 : Profils SIMS de bore des cinq échantillons étudiés, une dose de  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  de bore a été implantée avec une énergie de 500eV dans un substrat préamorphisé par implantation de  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  d'atomes de germanium à une énergie de 30keV. Les profils non recuit et après les différents recuits sont présentés.

La Figure 57 montre l'évolution des profils SIMS en fonction des différents recuits. Sur l'ensemble des profils de bore ayant subits des recuits Spike ou Flash, on observe un déplacement des profils après recuit vers l'intérieur et un pic statique. L'aire du pic statique (c'est-à-dire  $\Phi_{\text{BICs}}$ ) tend à diminuer lorsqu'on augmente la température ou le budget thermique (en multipliant le nombre de Flashes). La diminution de l'aire du pic statique est associée à la diminution du nombre de BICs.

Pour chacun de ces échantillons, nous avons effectué des mesures par effet Hall et avons appliqué notre modèle d'analyse mathématique afin de déterminer la concentration électrique maximum  $C_{el}$  et en déduire la dose de BICs  $\Phi_{\text{BICs}}$  ainsi que leurs coefficients de mobilité  $\alpha$  respectifs. Les valeurs déterminées de ces trois paramètres sont regroupées dans le Tableau 9.

Recuits	$C_{el} (cm^{-3})$	$\Phi_{\text{BICs}} (cm^{-2})$	$\alpha$
750°C 15min	$1,47 \times 10^{20}$	$8,8 \times 10^{14}$	0,58
Spike 1000°C	$1,80 \times 10^{20}$	$7,3 \times 10^{14}$	0,69
Flash 1300°C	$5,48 \times 10^{20}$	$4,1 \times 10^{14}$	0,78
2xFlash 1300°C	$5,25 \times 10^{20}$	$3,4 \times 10^{14}$	0,83
3xFlash 1300°C	$5,31 \times 10^{20}$	$2,5 \times 10^{14}$	0,86

Tableau 9 : Tableau regroupant les valeurs de concentration électriques maximales  $C_{el}$  et de doses de BICs déterminées pour chaque échantillon à partir de leurs profils SIMS, de mesures par effet Hall et du modèle mathématique.

On observe tout d'abord dans la colonne 2 du Tableau 9, une augmentation du niveau d'activation électrique avec la température de recuit. Ce niveau atteint son maximum pour le recuit Flash à 1300°C, qui correspond au niveau de solubilité limite du bore à cette température, et reste du même ordre de grandeur même lorsque le nombre de Flash augmente. Dans la colonne 3, la dose de BICs est en constante diminution au fur et à mesure que le budget thermique augmente. Enfin, la colonne 4 montre que les coefficients de mobilité calculés augmentent de façon inversement proportionnelle à la dose de BICs, ce qui correspond à une amélioration de la mobilité des porteurs de charge.

Toutefois, la détermination de ces paramètres implique des incertitudes de mesure importantes qui s'additionnent, en effet il y a tout d'abord une incertitude sur la mesure SIMS, puis une incertitude sur la mesure électrique par effet Hall. Ainsi, on peut estimer à 15% l'incertitude sur les valeurs de  $\Phi_{\text{BICs}}$  et  $\alpha$ . La représentation sous forme de graphe de l'évolution du coefficient de mobilité en fonction de la dose de BICs estimée est visible sur la Figure 58. Sur cette figure nous avons également inséré la valeur du coefficient de mobilité dans le cas d'échantillons exempts de tout défaut soit  $\alpha=1$  pour  $\Phi_{\text{BICs}}=0$ .

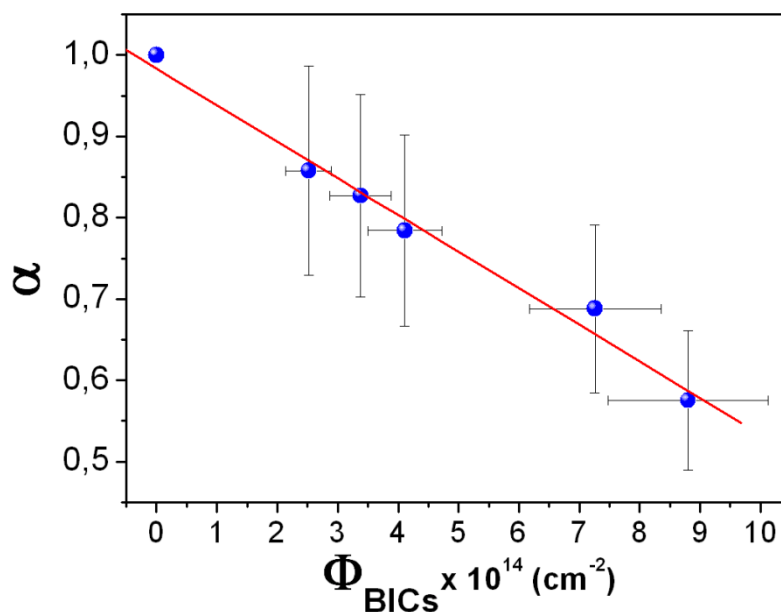


Figure 58 : Evolution du coefficient de mobilité  $\alpha$  en fonction de la dose de BICs estimée pour chacun des échantillons étudiés (donnée issues du Tableau 3). Une barre d'erreur relative à une incertitude de mesure de 15% est appliquée. La valeur du coefficient de mobilité dans le cas d'un échantillon sans défaut ( $\alpha=1$  pour  $\Phi_{\text{BICs}}=0$ ) est aussi insérée. La droite correspond à un fit linéaire.

Le graphe de la Figure 58 représentant l'évolution du coefficient de mobilité, c'est-à-dire du niveau de dégradation de la mobilité des porteurs, en fonction de la dose de BICs, montre clairement que la dissolution des BICs qui a lieu, au fur et à mesure des recuits, est

systématiquement accompagnée d'une augmentation du coefficient de mobilité, ce qui signifie que les mobilités mesurées se rapprochent des mobilités « standards » correspondantes aux échantillons sans défauts. Ceci nous permet de conclure sur le lien direct entre la quantité de BICs présente et la dégradation de mobilité.

Tout comme dans la section V.1.1.3, où des mesures effet Hall à basse température ont confirmé la présence d'un mécanisme de scattering directement lié au BICs, nous avons réalisés sur ces cinq échantillons, des mesures de mobilité en fonction de la température.

• **Evolution de la mobilité des porteurs en fonction de la température**

Une étude préalable [5] a été réalisée pour adapter notre système par effet Hall pour des mesures en fonction de la température. Les résultats sont présentés sur la Figure 59. Sur le graphe de gauche, nous avons ajouté nos mesures à celles issues de la littérature (cf. Chapitre II section II.1.4.2.) dans le cas de concentrations plus faibles entre  $10^{12}$  et  $10^{17}$   $\text{atm.cm}^{-2}$  et d'échantillons ne contenant pas de défauts cristallins. Le graphe de droite représente un agrandissement pour une meilleure visibilité.

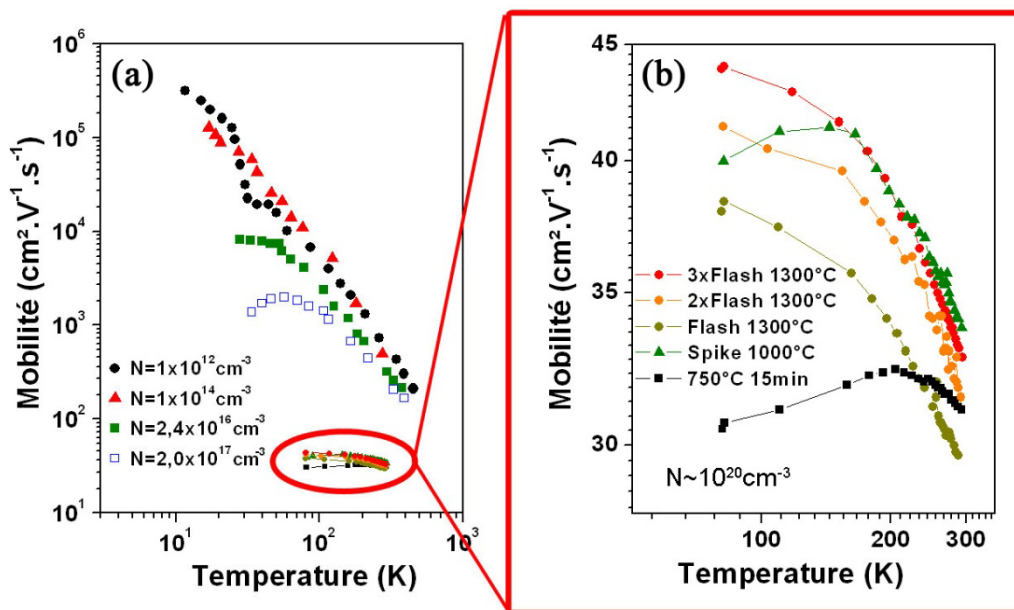


Figure 59 : Evolution de la mobilité en fonction de la température des cinq échantillons étudiés. Sur le graphe (a) sont reportées nos mesures et celles issues de la littérature pour des concentrations plus faibles (cf. Chapitre II section II.1.4.2.).

On observe aisément grâce à la Figure 59 (a) les conditions de faible niveau de mobilité de nos structures. En effet, les forts niveaux de concentration de dopant que nous utilisons pour les jonctions ultra-minces engendrent des mobilités de porteurs difficilement comparables à celles connues dans la littérature. Le profil apparaît relativement « plat » et la gamme de température dans laquelle nous nous trouvons ne nous permet pas de parvenir aux niveaux où la mobilité évolue en  $T^{-3/2}$  (c'est-à-dire lorsque  $\mu_d$  est limitée uniquement par les vibrations

du réseau cf. Chapitre II section II.1.4.2). Cependant, le zoom de la Figure 59 (b) montre que le comportement obtenu est similaire à celui observé pour des faibles valeurs de dopage. Les valeurs de mobilité à 300K de chaque échantillon sont différentes alors qu'ils contiennent le même nombre d'atome de bore. Ceci est lié à deux paramètres physiques : le niveau de concentration électrique maximum ( $C_{el}$ ), et la dose de BICs en présence ( $\Phi_{BICs}$ ). En effet, lorsqu'on augmente la température de recuit, on améliore l'activation des dopants, et le  $C_{el}$  augmente (cf. Tableau 9 colonne 2), la mobilité tend à diminuer (cf. Chapitre II section II.1.4.2). Mais, en même temps, plus la température de recuit est haute, plus les BICs sont dissous ( $\Phi_{BICs}$  diminue cf. Tableau 9 colonne 3), ce qui tend à faire augmenter la mobilité. Ce sont ces deux contributions simultanées de  $C_{el}$  et  $\Phi_{BICs}$  qui expliquent ces différentes valeurs de mobilité.

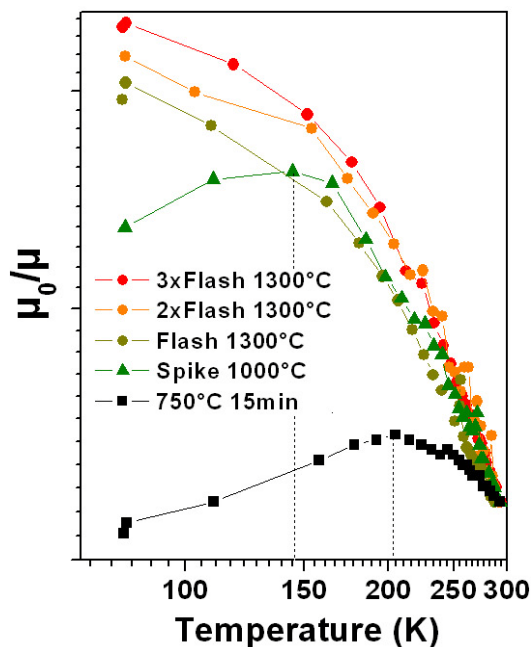


Figure 60 : Courbes normalisées de l'évolution de la mobilité en fonction de la température des cinq échantillons étudiés.

niveaux de dopage, lorsque l'augmentation de la mobilité associée à la diminution progressive des vibrations du réseau, devient négligeable comparée à la diminution imposée par les interactions avec les impuretés.

Lorsque la concentration de dopant augmente, les interactions avec les impuretés sont plus importantes, cet effet est de plus en plus visible comme on peut le voir sur la Figure 59 (a) : le niveau maximum de mobilité est plus rapidement atteint pour la plus forte concentration de dopant ( $N=2 \times 10^{17} \text{ cm}^{-3}$ ).

Si l'on s'intéresse au maximum de mobilité (marqué par des pointillés sur la Figure 60), on

Afin d'observer uniquement les variations de mobilité en fonction de la température de mesure et ainsi faciliter l'interprétation, nous avons normalisé les courbes par rapport à la valeur  $\mu_0$  mesurée à 300K sur l'échantillon recuit à 750°C 15min. Le résultat est visible sur la Figure 60. Il apparaît de façon dente que, par rapport à la valeur mesurée à la température ambiante, la mobilité augmente pour les cinq échantillons étudiés lorsque la température diminue, puis les courbes s'infléchissent, dans certains cas (pour les plus basses températures de recuit) on atteint un maximum de mobilité suivi d'une chute de cette mobilité à plus basse température. Ce même comportement est observé pour les faibles

s'aperçoit que plus la quantité de BICs est importante, plus la température pour laquelle on atteint ce maximum est élevée. Physiquement, cela signifie que les centres de scattering dus aux BICs se comportent comme on l'a supposé au Chapitre IV section VI.2.2.2., c'est-à-dire comme ceux dus aux impuretés. Dans le cas d'une concentration très importante de BICs (cf. Figure 60, échantillon recuit à 750°C 15min), l'influence du mécanisme de scattering qui leur est associé est plus importante que celui associé aux interactions avec les phonons, ainsi à basse température, comme observé dans l'étude de la section V.1.1.3, la mobilité à 77K est semblable à celle à 300K, on n'observe pas, comme on l'aurait attendu, d'augmentation.

Si l'on reprend la règle de Matthiessen présentée au Chapitre II section II.1.4.1, on peut donc dans le cas des jonctions ultra-minces fortement dopées bore ajouter un mécanisme de scattering supplémentaire lié aux BICs que l'on note  $1/\mu_{BICs}$ , la règle devient alors :

$$\frac{1}{\mu_d} = \frac{1}{\mu_{réseau}} + \frac{1}{\mu_{impuretés}} + \frac{1}{\mu_{BICs}} + \dots$$

Les interactions des porteurs avec les BICs étant supérieure à celles avec les impuretés, la mobilité totale est donc dominée par  $1/\mu_{BICs}$  aux basses températures. Au fur et à mesure de la dissolution des BICs, l'influence des interactions avec les phonons ( $1/\mu_{réseau}$ ) est de plus en plus grande et facilement observable (cf. Figure 60) : la chute de la mobilité lorsque la température s'élève (et donc que les vibrations du réseau augmentent) est d'autant plus importante.

Nous avons montré, par cette étude le lien direct qu'il existe entre « quantité de BICs » et « dégradation de la mobilité ». Grâce à l'utilisation d'une série d'échantillons réalisés avec les mêmes conditions d'implantation, mais soumis à des recuits différents, nous avons pu suivre la dissolution progressive des BICs et évaluer leur concentration. L'application à tous ces échantillons de notre modèle mathématique combiné à des mesures SIMS et par effet Hall, nous a permis d'évaluer et de suivre la dégradation de la mobilité (via le coefficient de mobilité  $\alpha$ ). Les mesures d'effet Hall en température sont un bon outil pour l'étude de l'impact des BICs sur la mobilité et on permet de confirmer l'hypothèse émise au Chapitre IV section VI.2.2.2 selon laquelle les BICs introduisent des centres de scattering supplémentaires qui agissent de manière similaire à ceux associés aux impuretés.

Après avoir étudié de manière détaillée l'influence de ces clusters de bore/interstitiels (BICs) sur l'activation et surtout sur la mobilité des porteurs, nous allons nous intéresser, dans la section suivante, à d'autres types de défauts : les défauts End Of Range (EOR).

## V.2. INFLUENCE DES DÉFAUTS EOR SUR L'ACTIVATION DU BORE

Comme nous l'avons montré dans le premier chapitre (section I.3.1.2), l'implantation ionique génère des défauts, en particulier lorsque l'énergie d'implantation est importante, comme lors de l'étape de préamorphisation. Il apparaît donc à l'interface cristal/amorphe une grande quantité de défaut étendus : les défauts End Of Range (EOR). Nous présentons dans cette section une étude sur l'influence de ces défauts EOR sur l'activation du bore.

### V.2.1. Échantillons étudiés

Pour cette expérience, nous avons utilisé l'échantillon de référence A du chapitre précédent (réalisé par CVD, 250nm d'épaisseur pour une concentration de bore de  $1,1 \times 10^{19} \text{cm}^{-3}$ ). Cet échantillon est découpé en trois parties : la première est conservée comme référence (échantillon 1), et nous avons généré des défauts EOR à deux profondeurs différentes dans les deux autres. Ces défauts ont été générés par implantation d'ions. Pour définir les conditions d'implantation, nous avons utilisé le logiciel de simulation LUPIN [15]. Ce dernier permet de déterminer l'épaisseur de la couche amorphe, et donc la profondeur à laquelle vont se situer les défauts EOR, en fonction de la dose et de l'énergie des ions implantés. L'épaisseur des échantillons étant d'environ 250nm, des défauts ont été générés à une profondeur de 100nm pour l'échantillon 2 et 170nm pour l'échantillon 3 ; les conditions d'implantation nécessaires sont respectivement une dose de  $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$  atomes de germanium à une énergie de 80keV, et une dose de  $2 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$  atomes de germanium à une énergie de 150keV. Ces implantations sont suivies d'un recuit à 600°C pendant 120s afin de recristalliser la couche endommagée par l'amorphisation, et rendre ainsi les mesures électriques possibles. Ces mécanismes sont bien connus et on déjà été abordés dans le Chapitre I section I.2.1.3.

### V.2.2. Résultats et interprétation

Des mesures SIMS nous ont permis d'obtenir le profil de concentration du bore dans les trois échantillons et d'observer l'impact de l'implantation de germanium.

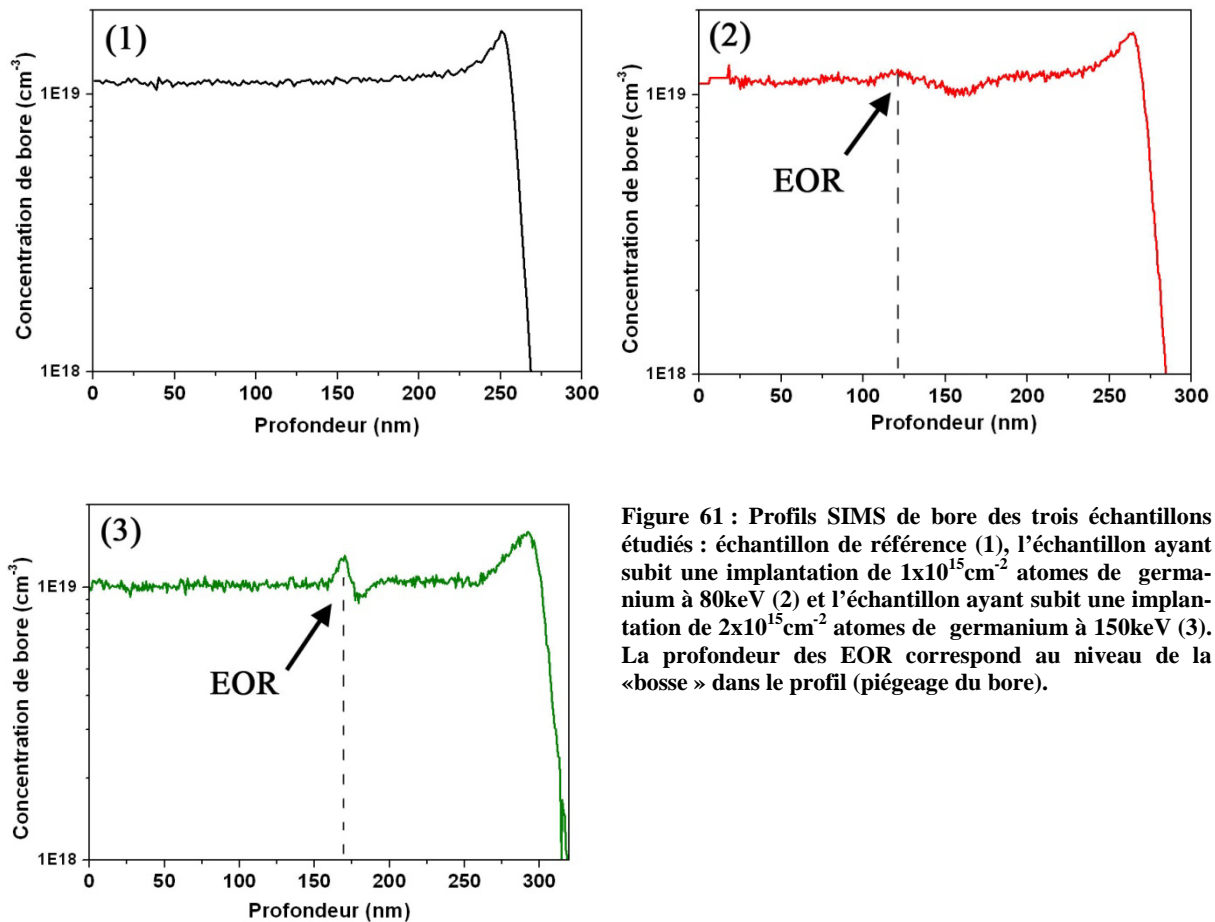


Figure 61 : Profils SIMS de bore des trois échantillons étudiés : échantillon de référence (1), l'échantillon ayant subi une implantation de  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  atomes de germanium à 80keV (2) et l'échantillon ayant subi une implantation de  $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  atomes de germanium à 150keV (3). La profondeur des EOR correspond au niveau de la «bosse» dans le profil (piégeage du bore).

La formation et l'évolution des défauts EOR a été largement étudiée [6-11,18], on peut facilement repérer leur position. En effet il se produit un « piégeage » des atomes dopants (dans notre cas pour les atomes de bore on parle de « *boron trapping* ») là où ils sont situés, ce qui engendre une « bosse » sur le profil SIMS de dopants. Le piégeage des atomes de bore par les défauts EOR est un mécanisme complexe, une étude récente [12] a permis de le modéliser pour une concentration de bore de  $1 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ , en l'associant avec un phénomène de capture et de libération d'atomes de bore au niveau des défauts de type  $\{311\}$  formés dans la région des EOR. Dans un autre rapport [13] de la même équipe, dans le cas d'une concentration de bore plus importante, de  $1 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$ , il a été montré que le bore était piégé non seulement par les défauts  $\{311\}$ , mais compte tenu de cette forte concentration, il pouvait interagir directement avec les atomes interstitiels de silicium former des BICs. Dans notre cas, nous sommes à une concentration intermédiaire, mais toutefois insuffisante pour empêcher la formation des défauts EOR. Les profils SIMS des trois échantillons étudiés, réalisés après les étapes d'implantation de bore et de recuit, sont visibles sur la Figure 61.

Tout d'abord, l'analyse des trois profils fait apparaître une légère différence d'épaisseur de couche dopée (en particulier l'échantillon 3). Ces trois échantillons provien-



nent de la même plaque de silicium mais ont été découpés à des endroits différents, cette différence provient donc d'une inhomogénéité de la plaque. Le pic que l'on observe en queue de profil s'explique par une accumulation de dopant qui se produisant au début du dépôt par épitaxie. Si l'on s'intéresse maintenant aux défauts EOR, ils sont situés aux profondeurs estimées via notre simulation (cf. section V.2.1). Sur les profils respectifs de ces échantillons (cf. Figure 61 (2) et (3)), on observe bien les pics dus aux EOR (repérés par une flèche) à ~120nm de la surface pour l'échantillon 2 et ~170nm pour l'échantillon 3. Le pic correspondant aux EOR de l'échantillon 3 est plus marqué compte tenu de l'énergie et de la dose implantée plus élevées et donc de la plus grande quantité de défauts en présence. La recristallisation des zones amorphes, déjà abordée au Chapitre I section I.2.1.3 (cf. réf. [14]), se fait à basse température (à partir de 550°C°). Ainsi le recuit à 600°C pendant 120s réalisé après l'implantation de germanium est suffisant pour restaurer la cristallinité des échantillons 2 et 3 et pour activer électriquement les dopants. Les résultats des mesures d'effet Hall, réalisées sur ces trois échantillons, sont regroupés dans le Tableau 10.

Echantillon	$R_S$ ( $\Omega/\square$ )	$\mu_d$ ( $\text{cm}^2/\text{V.s}$ )	$N_S$ ( $\text{cm}^{-2}$ )	$N_{\text{SIMS}}$ ( $\text{cm}^{-2}$ )
1	264	70,3	$3,36 \times 10^{14}$	$3,38 \times 10^{14}$
2	421	69,1	$2,15 \times 10^{14}$	$3,59 \times 10^{14}$
3	438	71,2	$2,0 \times 10^{14}$	$3,75 \times 10^{14}$

Tableau 10 : Tableau regroupant les valeurs des trois paramètres mesurés par effet Hall des trois échantillons étudiés.

Si l'on regarde la deuxième colonne du Tableau 10, on observe de manière évidente une augmentation de la résistance carré des échantillons contenant les défauts EOR, cette dernière est presque doublée. Comme on l'a vu auparavant, via la définition de la résistance carrée (cf. Chapitre I - équation 2), cette augmentation peut être due soit à une diminution de la mobilité des porteurs, soit de la dose active de dopant, soit de ces deux paramètres simultanément. Nous voyons une fois de plus ici, la grande utilité des mesures d'effet Hall qui nous donne une information sur ces deux paramètres. En effet, d'après les colonnes 3 et 4 du Tableau 10, on s'aperçoit que la valeur de mobilité ne change pas pour les trois échantillons, par contre une diminution de la dose active de dopants dans les échantillons contenant des défauts EOR est observée. De plus, les doses actives mesurées dans les échantillons contenant des défauts EOR sont inférieures aux doses totales des profils SIMS correspondants, ce qui signifie qu'une fraction d'atomes de bore est inactive dans ces échantillons. Nous avons d'abord émis

l'hypothèse que la zone des défauts EOR pouvait constituer une « barrière isolante » qui perturberait la mesure, ainsi seul le bore actif situé avant la zone des défauts (zone délimitée par des lignes pointillées sur les profils SIMS (2) et (3) de la Figure 61) serait « visible » par la mesure par effet Hall, expliquant cette diminution de dose. Mais cette hypothèse peut être écartée car d'une part, dans plusieurs travaux précédents [19-21], des diodes p<sup>+</sup>/n ont été caractérisées en présence de défauts EOR à différentes profondeurs, si une telle barrière isolante était présente, les mesures de courants de fuite n'auraient pas été possibles. D'autre part, l'aire du profil SIMS calculée en deçà de la zone des défauts est systématiquement inférieure à la dose active mesurée par effet Hall, ce qui signifie que des atomes de bore situés au-delà de la zone des EOR sont actifs. Nous sommes donc en présence d'une grande quantité d'atomes de bore inactifs dans les deux échantillons contenant les EOR mais nous ne connaissons pas leur distribution en profondeur. Comme dans l'étude présentée dans le chapitre précédent, où l'on a pu observer les zones inactives des profils SIMS contenant des BICs, nous avons donc fait recours à des mesures SCM pour visualiser la distribution en profondeur des atomes de bore inactifs. Ces mesures ont été effectuées par Filippo Giannazzo au CNR-IMM à Catane pour les trois échantillons, les profils SCM mesurés sont visibles sur la Figure 62.

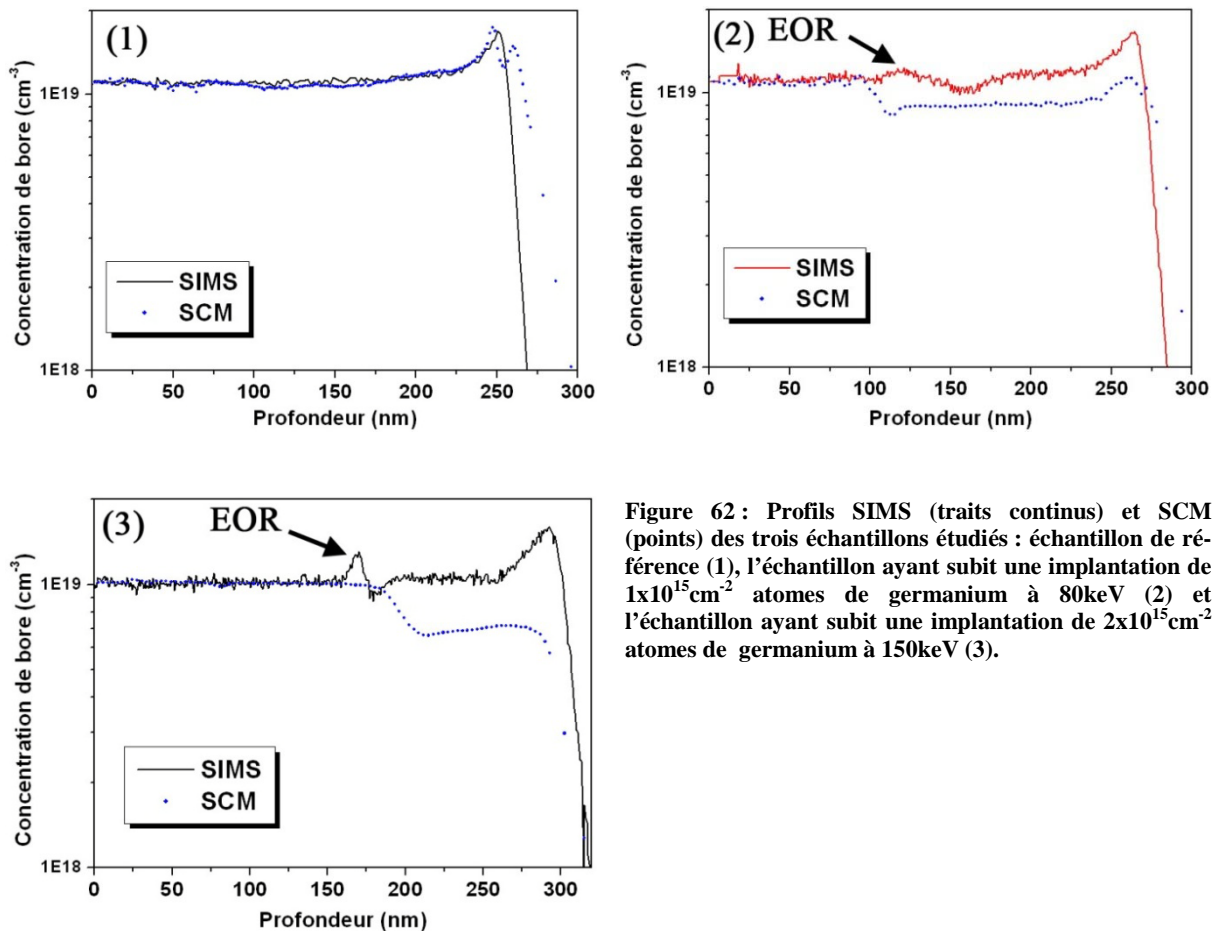


Figure 62 : Profils SIMS (traits continus) et SCM (points) des trois échantillons étudiés : échantillon de référence (1), l'échantillon ayant subi une implantation de  $1 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  atomes de germanium à 80keV (2) et l'échantillon ayant subi une implantation de  $2 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  atomes de germanium à 150keV (3).

En ce qui concerne l'échantillon 1, de référence, on observe comme attendu sur la Figure 62 (1) la concordance entre les profils SIMS et SCM. Ceci signifie que l'échantillon est totalement actif comme déjà montré en appliquant le modèle mathématique. Pour l'échantillon 2, dont les profils SIMS et SCM sont visibles sur la Figure 62 (2), les deux profils se superposent à partir de la surface, jusqu'à la zone des EOR, signifiant que tous les atomes de bore situés dans cette région sont électriquement actifs. Ensuite, à partir de la zone des EOR et jusqu'à la fin du profil, on observe un profil SCM plat, mais à un niveau de concentration inférieur à la celle donnée par le SIMS. C'est donc dans cette zone que se situent les atomes de bore non actifs à l'origine de la différence de dose de dopants actifs mesurée par effet Hall entre les deux échantillons (1) et (2) (cf. Tableau 10). Les conclusions sont les mêmes pour l'échantillon 3, dont les profils SIMS et SCM sont visibles sur la Figure 62 (3) à savoir les deux profils se superposent de la surface à la région des EOR, et au delà, un profil plat de dopant actif, tout comme pour l'échantillon 2, mais à un niveau de concentration inférieur à celui donné par le SIMS. A noter que la désactivation semble plus importante dans l'échantillon 3 car le niveau de concentration du « plateau » mesuré par SCM au delà des EOR est inférieur à celui mesuré sur l'échantillon 2.

Pour apporter une explication à ce phénomène, nous devons revenir aux mécanismes d'évolution des défauts abordés au Chapitre I section I.3.4.2. La création de défauts EOR suite à une implantation amorphisante, comme c'est le cas ici, s'accompagnent d'une grande quantité d'atomes de silicium interstitiels (sursaturation). Au cours du recuit, ces atomes interstitiels, vont d'un côté se recombinaison rapidement vers la surface (cf. Figure 63 (1)), et de l'autre diffuser très rapidement dans le matériau (cf. Figure 63 (2)).

On peut faire l'hypothèse que dans notre cas, l'important flux d'interstitiels qui a diffusé en profondeur dans le matériau à partir de la zone des EOR a interagi avec les atomes de bore situés au delà des défauts pour former des BICs. En effet, bien que la concentration de bore soit inférieure à la valeur de la solubilité limite à la température de recuit, il a déjà été montré que la formation de BICs suite à une injection d'interstitiels par la surface est possible, même pour des concentrations inférieures à  $1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$  [16]. En revanche, dans le silicium préamorphisé, la formation de BICs se produit pour des concentrations supérieures à environ  $2 \times 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  [17], soit au delà de celles de nos échantillons, ce qui explique l'activation totale observée entre la surface et les défauts EOR. La quantité d'interstitiels de silicium engendrée augmente avec l'énergie et la dose d'ions implantés, ceci expliquerai le fait que la désactiva-

tion observée pour l'échantillon 3 est plus importante que celle de l'échantillon 2 (où la dose et l'énergie de germanium implanté est moins importante).

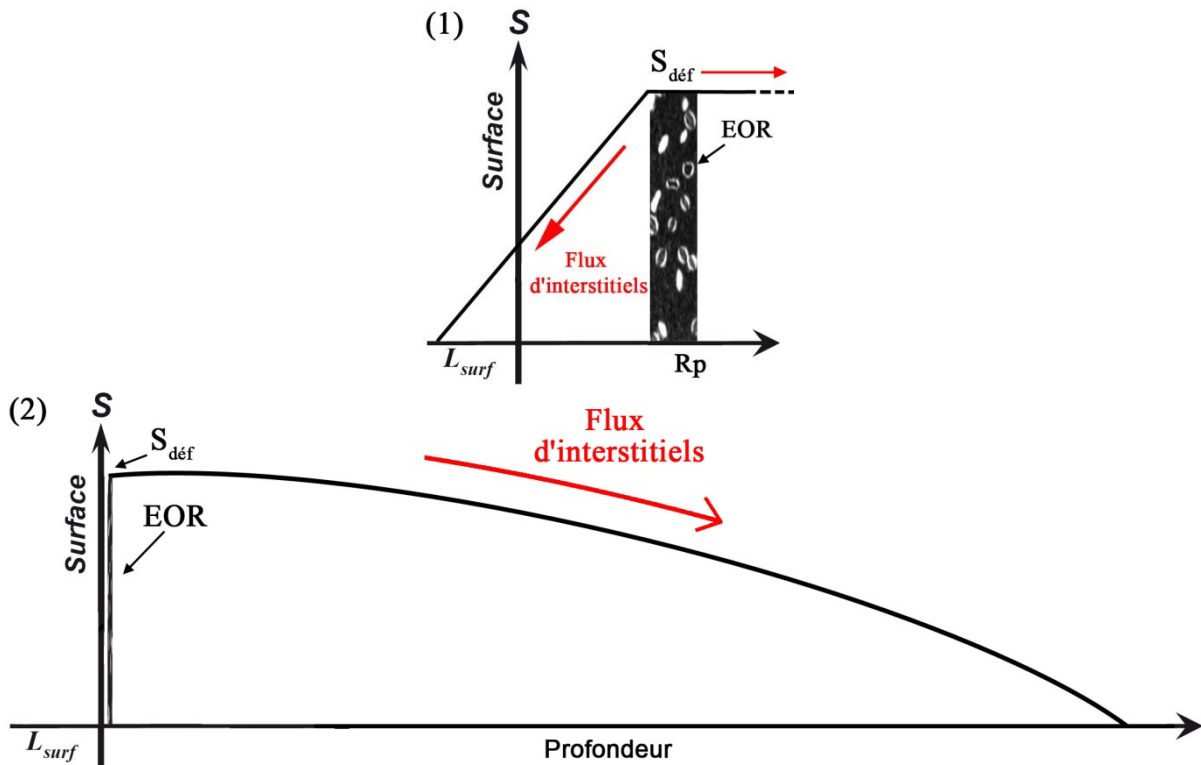


Figure 63 : Evolution de la sursaturation d'atomes de Si interstitiels en équilibre avec une population de défauts. Les interstitiels de silicium viennent se recombinaient très rapidement en surface (1), mais ils diffusent aussi très rapidement. Sur le schéma (2), on a simplement élargie l'échelle du schéma (1) pour observer l'évolution de la sursaturation S en profondeur.

Nos résultats montrent que les défauts EOR n'affectent l'activation des atomes de bore que de manière indirecte, c'est-à-dire par la sursaturation d'atomes interstitiels de silicium qu'ils génèrent. De plus, ils n'agissent pas comme une barrière résistive pour le courant et n'affectent donc pas la fiabilité des mesures.

Nous avons montré dans cette étude l'effet des défauts EOR sur l'activation du bore. La génération de ces défauts par implantation ionique engendre une grande quantité d'atomes de silicium interstitiels, au cours du recuit de recristallisation, ces atomes interstitiels vont, d'un côté se recombinaient vers la surface, de l'autre diffuser profondément dans le matériau. Ceci génère un flux d'atomes interstitiels plus ou moins important et ces atomes de silicium peuvent interagir avec les atomes de bore pour former des BICs, engendrant une diminution de la dose de dopant actifs. Une série de recuits supplémentaires permettrait, si cette hypothèse est juste, de réactiver la totalité des atomes de bore.

## CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons tout d'abord mis en évidence la dégradation de la mobilité des porteurs par les BICs, ceci dans un premier temps grâce à l'application de notre modèle mathématique sur des échantillons avec ou sans BICs et à l'utilisation du coefficient de mobilité  $\alpha$  que nous avons mis en place. Dans un deuxième temps nous avons confirmé cette dégradation de manière expérimentale grâce à des mesures d'effet Hall à basse température. La deuxième partie de cette section constitue une étude plus approfondie et quantitative de cette dégradation de mobilité par les BICs, dans le cas de jonctions ultraminces réalisées dans des conditions de fabrication proches de celles utilisées par l'industrie pour les MOS « ultimes ». Nous avons suivi l'évolution du coefficient de mobilité en fonction de la quantité de BICs présente, et grâce à des mesures de mobilité en température, nous avons pu mettre en évidence un mécanisme de scattering additionnel, directement lié à la présence de BICs et responsable de la dégradation de mobilité. Dans la deuxième section de ce chapitre, nous avons présenté une étude sur l'impact des défauts EOR sur l'activation du bore. La désactivation observée grâce aux mesures d'effet Hall dans les échantillons contenant des défauts EOR a été confirmée par des mesures SCM qui ont permis de montrer que les atomes de bore désactivés se situaient uniquement au delà de la zone des défauts. Une hypothèse a été émise selon laquelle le flux d'atomes de silicium interstitiels générés par l'implantation et le recuit, viendrait interagir avec les atomes de bore pour former des BICs, les rendant ainsi électriquement inactifs.

Dans le chapitre suivant, nous présentons deux expériences utilisant des nouveaux matériaux qui sont déjà utilisés dans l'industrie des semi-conducteurs pour remplacer le silicium, dans le but d'améliorer les performances des composants électroniques : le SOI (Silicon On Insulator) et le SiGe (alliages silicium germanium).

## REFERENCES DU CHAPITRE V

1. Masetti, G., M. Severi, and S. Solmi, *Modeling of Carrier Mobility Against Carrier Concentration in Arsenic-, Phosphorus-, and Boron-doped Silicon*. IEEE Transactions on electron devices, 1983. **30**(17): p. 764-769.
2. Severac, F., et al., *Evidence of the carrier mobility degradation in highly B-doped ultra-shallow junctions by Hall effect measurements*. Materials Science and Engineering B, 2008. **154-155**: p. 225-228.
3. Boninelli, S., et al., *Evolution of boron-interstitial clusters in crystalline Si studied by transmission electron microscopy*. Applied Physics Letters, 2007. **91**(3): p. 031905-3.
4. Cristiano, F., et al., *Defects evolution and dopant activation anomalies in ion implanted silicon*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 2006. **253**(1-2): p. 68-79.
5. Boucher, J., *Caractérisation par effet Hall : adaptation d'un banc pour des mesures en fonction de la température*. 2007, Université Paul Sabatier.
6. Bonafos, C., et al., *Transient enhanced diffusion of boron in presence of end-of-range defects*. Journal of Applied Physics, 1997. **82**(6): p. 2855-2861.
7. Claverie, A., et al., *Interactions between Dopants and End-of-Range Defects in Silicon*. Solid State Phenomena, 1996. **47-48**: p. 195-204.
8. Claverie, A., et al., *Extended defects in shallow implants*. Applied Physics A: Materials Science & Processing, 2003. **76**(7): p. 1025-1033.
9. Cristiano, F., et al., *Ion beam induced defects in crystalline silicon*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 2004. **216**: p. 46-56.
10. de Mauduit, B., et al., *Identification of EOR defects due to the regrowth of amorphous layers created by ion bombardment*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms, 1994. **84**(2): p. 190-194.
11. Xia, J., et al., *Boron segregation to extended defects induced by self-ion implantation into silicon*. Journal of Applied Physics, 1999. **85**(11): p. 7597-7603.
12. Bazizi, E.M., et al., *Modelling of Boron Trapping at End-of-Range defects in pre-amorphized ultra-shallow junctions*. Materials Science and Engineering: B, 2008. **154-155**: p. 275-278.
13. Fazzini, P.F., et al., *Report on developed models for the B trapping at EOR defects and F effect on EOR defect evolution*. 2007, ATOMICS Project no. 027152.
14. O'Mara, W.C., R.B. Herring, and L.P. Hunt *Handbook of Semiconductor Silicon Technology*. 1990, Noyes Publications: New Jersey.

15. Vieu, C, A. Claverie, J. Faure and J. Beauvillain., Nucl. Instrum. Methods B, 28, 229 (1987)
16. Cowern, N. and C.S. Rafferty, *Enhanced Diffusion in Silicon Processing*. MRS Bulletin, 2000. **25**: p. 39.
17. Landi, E., S. Guimaraes, and S. Solmi, *Influence of nucleation on the kinetics of boron precipitation in silicon*. Applied Physics A: Materials Science & Processing, 1987. **44**(2): p. 135-141.
18. C. Bergaud, D. Mathiot, L. Lâanab, A. Claverie and A. Martinez, Proceedings of IIT 94. Catania (1994) p. 756.
19. Landi, E. and S. Solmi, *Electrical characterization of p+/n shallow junctions obtained by boron implantation into preamorphized silicon*. Solid-State Electronics, 1986. **29**(11): p. 1181-1187.
20. Alquier, D., *Influence of Depth Position of End-of-Range Defects on Current-Voltage and Noise Characteristics of Shallow (pf ln) Junctions*. Jpn. J. Appl. Phys., 1997. **Vol. 36**: p. 1999-2003.
21. Minondo, M, Boussey, J, Kamarinos, G. *The impact of the substrate preamorphisation on the electrical performances of p+/n silicon junction diode*. Microelectronics and Reliability, 1997. **37**(1) : p53-60.

# Chapitre VI

**[Utilisation nouveaux matériaux SOI et SiGe : applications et perspectives]**



## Chapitre VI : Utilisation de nouveaux matériaux SOI et SiGe : applications et perspectives



Nous avons montré tout au long de cette thèse que les différents défauts cristallins engendrés par les méthodes de fabrication des jonctions ultra-minces avaient un impact très important sur leurs paramètres électriques. Bien qu'on arrive à optimiser les conditions de fabrication pour limiter le nombre de ces défauts (recuit millisecondes, implantation à très basse énergie), ces derniers sont toujours présents et dégradent les caractéristiques des jonctions. Pour des raisons économiques évidentes, la tendance des industries des semi-conducteurs est de conserver au maximum les procédés de fabrication standard, ainsi des solutions alternatives sont aujourd'hui utilisées pour améliorer les performances, parmi lesquelles l'utilisation de nouveaux matériaux à la place du silicium massif. Dans ce chapitre, nous présentons deux expériences réalisées sur deux de ces matériaux : la première porte sur l'activation du bore et la dissolution des EOR dans du silicium sur isolant (SOI), et la seconde sur l'évolution des paramètres électriques de jonctions réalisées dans du SiGe pour différents pourcentages de germanium.

### VI.1. DIFFUSION ET ACTIVATION DU BORE DANS LE SOI : EFFET DE L'OXYDE ENTERRE SUR LA DISSOLUTION DES EOR

Dans cette section, nous présentons une expérience mise en place pour étudier l'effet de la couche d'oxyde enterrée, que l'on trouve dans le SOI, sur la diffusion et l'activation du bore. Nous verrons que cette couche a un effet direct sur la dissolution des défauts EOR, et donc des conséquences sur les paramètres électriques des jonctions.

#### VI.1.1. Technologie silicium sur isolant (SOI) : présentation

La technologie silicium sur isolant (« silicon on insulator » : SOI) a été inventée dans les années 1960-1970 pour satisfaire la demande de circuits intégrés durcis aux irradiations ionisantes. Le premier matériau, le silicium sur saphir (SOS), a été suivi par une variété de structures SOI. Leur dénominateur commun est d'offrir, grâce à un oxyde enterré, une parfaite isolation diélectrique entre la couche active des circuits et le substrat de silicium massif. De nombreux procédés technologiques de fabrication de SOI ont été mis au point. Dans la réf-

rence [1], une étude sur les différentes méthodes de fabrication et les propriétés physiques du SOI est développée. C'est en 1995 que Michel Bruel du CEA a mis au point la technologie SmartCut™ [2], développée conjointement avec la société SOITEC. Ce procédé est basé sur une implantation ionique d'hydrogène et sur le collage moléculaire, cette technologie permet l'élaboration d'une couche fine monocristalline de silicium sur une plaque support de silicium via un film d'oxyde SiO<sub>2</sub>. Le procédé SmartCut™ est devenu un standard de l'industrie et 90% des substrats SOI du marché sont réalisés avec cette méthode.

### VI.1.2. Expérience mise en place

Afin de voir l'influence de la couche d'oxyde enterrée sur la l'activation des dopants, nous avons réalisés des jonctions ultra-minces avec les mêmes conditions de préamorphisation et d'implantation, dans trois substrats différents. Le premier est une plaque de silicium massif et nous servira de référence, le deuxième une plaque de SOI dont la couche enterrée d'oxyde est à une profondeur de 110nm, et le troisième une plaque SOI dont la couche enterrée d'oxyde est à une profondeur de 70nm. Les conditions de préamorphisation étant une implantation de  $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$  atomes de germanium à 35keV, les défauts EOR se situeront à une profondeur d'environ 50-60nm (d'après simulation avec le logiciel LUPIN).

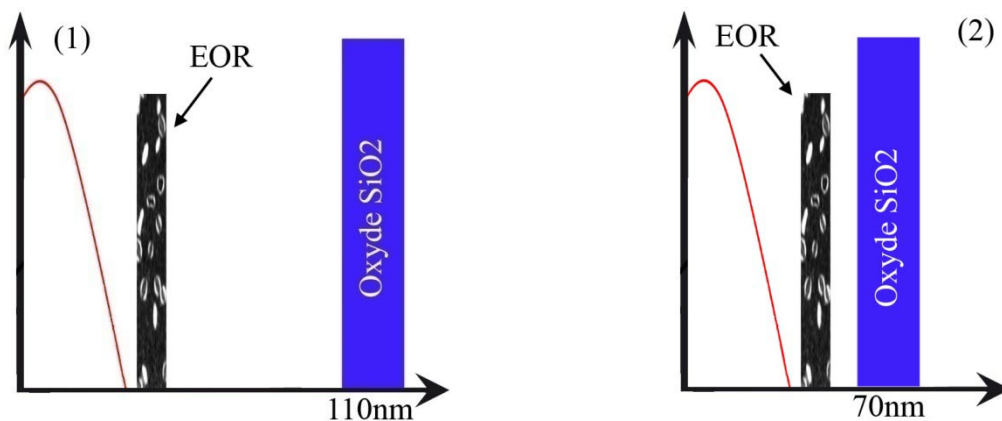


Figure 64 : Représentation schématique des structures SOI utilisées, la couche d'oxyde enterrée est située à 110nm de profondeur pour la première structure (1) et 70nm pour l'autre (2). Les défauts EOR restant à la même profondeur, on pourra voir l'influence de l'oxyde sur ces derniers au cours du recuit.

Comme schématisé sur la Figure 64, nous avons dans les deux structures SOI la couche d'oxyde enterrée située à une distance plus ou moins grande des défauts EOR. L'implantation de bore dans les trois structures (Si – SiO<sub>2</sub> 110nm – SiO<sub>2</sub> 70nm) est de  $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$  atomes à une énergie de 500eV. Ensuite, les trois plaques sont découpées chacune en six morceaux qui sont soumis à un recuit à 800°C pendant des temps différents : 3s, 10s, 30s, 100s, 300s et 1000s de manière à observer l'évolution de la diffusion du bore et des paramètres électriques au fur et à mesure du recuit. La totalité des échantillons a été caractérisée

par SIMS et par effet Hall, tous les détails expérimentaux de cette étude sont visibles en annexe III.

### VI.1.3. Résultats et interprétation

#### VI.1.3.1. Evolution des paramètres électriques

Tous ces échantillons ont été mesurés par effet Hall, les résultats des mesures sont regroupés dans les trois graphes de la Figure 65.

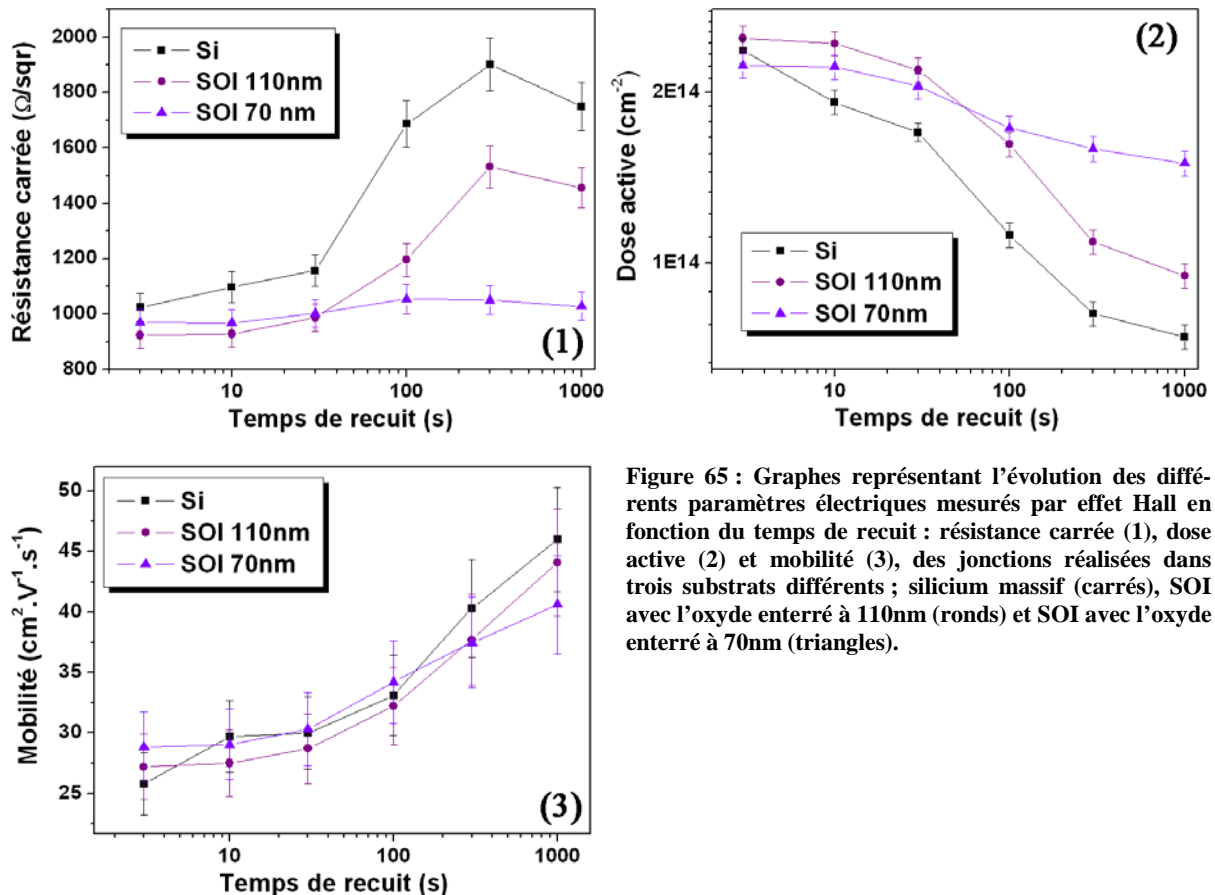


Figure 65 : Graphes représentant l'évolution des différents paramètres électriques mesurés par effet Hall en fonction du temps de recuit : résistance carrée (1), dose active (2) et mobilité (3), des jonctions réalisées dans trois substrats différents ; silicium massif (carrés), SOI avec l'oxyde enterré à 110nm (ronds) et SOI avec l'oxyde enterré à 70nm (triangles).

Si l'on regarde tout d'abord l'évolution de la résistance carrée en fonction du temps de recuit, Figure 65 (1), on peut observer dans le cas du silicium le phénomène de désactivation/réactivation que nous avons décrit dans le chapitre I section I.3.4.2. Mis en évidence par Pawlak et al. en 2004 [3] puis étudié en détail de manière expérimentale [3-5] et théorique [6, 7], l'origine de ce phénomène est le flux d'atomes interstitiels de silicium qui en allant se recombinaison vers la surface, interagissent avec les atomes de bore en substitution pour former des BICs, ce qui engendre une désactivation des dopants et donc une augmentation de la résistance carrée mesurée (cf. Figure 65 (1) carrés). Ensuite, au fur et à mesure du recuit, les BICs commencent à se dissoudre et on assiste à une réactivation des dopants et donc une diminution de la résistance carrée. Nos mesures par effet Hall confirment ici la présence de ce phé-

nomène, sur la Figure 65 (2) (carrés) on observe bien la diminution de la dose active de dopants au fur et à mesure du recuit, puis celle-ci se stabilise au bout d'un certain temps de recuit (ici 300s – 1000s) lorsque la dissolution des BICs se produit [13]. Des temps de recuit beaucoup plus long seraient nécessaires pour observer la remontée de la dose active. Au niveau de la mobilité, Figure 65 (3) (carrés), celle-ci augmente au fur et à mesure du recuit de la même manière que la dose active diminue, en accord avec ce que nous avons déjà vu dans le chapitre II section II.1.4.2. Si l'on s'intéresse maintenant au cas du substrat de SOI dont la couche d'oxyde enterrée est située à 110nm de profondeur (motifs ronds sur les trois graphes de la Figure 65), on observe tout d'abord le même comportement de la résistance carrée (Figure 65 (1)) que dans le cas du silicium massif, avec le phénomène de désactivation/réactivation. Mais dans ce cas, les valeurs de résistance carrée sont plus faibles, ce qui laisse supposer une meilleure activation des dopants. Ceci est confirmé par la Figure 65 (2), on l'on peut voir le même comportement de l'évolution de la dose active que pour le silicium, mais avec des niveaux plus élevés. La mobilité quant à elle, Figure 65 (3), évolue de la même manière que dans le silicium. Ce phénomène peut être expliqué en considérant que dans le SOI, les interstitiels issus des EOR viennent se recombinaient vers la couche d'oxyde enterrée comme ils le font vers la surface. En effet, si tel est le cas, alors le flux d'interstitiels vers la surface est moins important, donc la quantité de bore désactivée doit être plus faible, comme on l'observe sur la Figure 65 (2). Cependant, dans ce cas de figure où la couche d'oxyde enterrée est située à 110nm de profondeur, les défauts EOR sont situés plus proches de la surface que de l'oxyde (cf. Figure 64 (1)), ils vont donc plus facilement se recombinaient vers la surface que vers l'oxyde.

Pour vérifier cette hypothèse, regardons maintenant l'évolution des paramètres électriques dans le cas du substrat de SOI donc la couche d'oxyde enterrée est située à 70nm de profondeur (cf. Figure 65 (triangles)), donc très proche des défauts EOR (cf. Figure 64 (2)). Suivons tout d'abord l'évolution de la résistance carrée en fonction du temps de recuit, Figure 65 (1), on observe de manière évidente la suppression quasi totale du phénomène de désactivation/réactivation. En effet, la résistance carrée augmente puis diminue légèrement au cours du recuit, mais de manière beaucoup moins marquée que dans les deux cas précédents. L'évolution de la dose active, Figure 65 (2), confirme ceci, l'écart entre la dose mesurée à 3s de recuit et à 1000s est bien moins important pour le substrat SOI 70nm que pour les autres.

Une observation importante concerne l'évolution de la mobilité des porteurs (cf. Figure 65 (3)) : si l'on tient compte des erreurs de mesure, on s'aperçoit que celle-ci évolue de manière quasi identique dans les trois substrats, or si on regarde l'évolution de la dose active,

Figure 65 (2), et compte tenu que les conditions de fabrication sont les mêmes pour les trois échantillons, on s'attendrait plutôt à des écarts dans les valeurs de mobilités compte tenu l'écart important entre les niveaux d'activation, en particulier pour les longs temps de recuits (300s – 1000s). Par exemple, pour un temps de recuit de 1000s, l'activation des dopants dans l'échantillon SOI 70nm est bien plus importante et donc la mobilité mesurée devrait être bien plus faible que celle mesurée dans les autres substrats (cf. évolution de la mobilité en fonction de la concentration chapitre II section II.1.4.2.). Pour expliquer cette contradiction, il faut considérer que, comparé au cas d'un substrat de silicium massif, la diminution du flux d'interstitiel vers la surface dans un substrat de SOI a pour conséquence de former une quantité moins importante de BICs. Ceci est responsable de deux effets concurrents : d'une part la concentration maximale de dopants actifs augmente par rapport au silicium massif, ce qui induit une diminution de la mobilité des porteurs. D'autre part, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la diminution de la concentration de BICs réduit leur impact sur la mobilité des porteurs, c'est-à-dire que le coefficient de mobilité  $\alpha$  augmente par rapport au silicium massif. L'application de notre modèle mathématique nous permettra donc de vérifier si ces deux effets se compensent, et de voir comment évolue la mobilité totale des porteurs dans les deux types de matériaux.

Nous avons donc déterminé le coefficient de mobilité  $\alpha$  pour ces deux substrats : si les valeurs de ce dernier sont plus importantes dans le SOI que dans le silicium, cela signifiera qu'on a bien atténué la dégradation de la mobilité en diminuant la quantité de BICs grâce à l'oxyde enterré. Les valeurs de  $\alpha$  calculées pour ces échantillons sont regroupées sous forme de graphe dans la Figure 66.

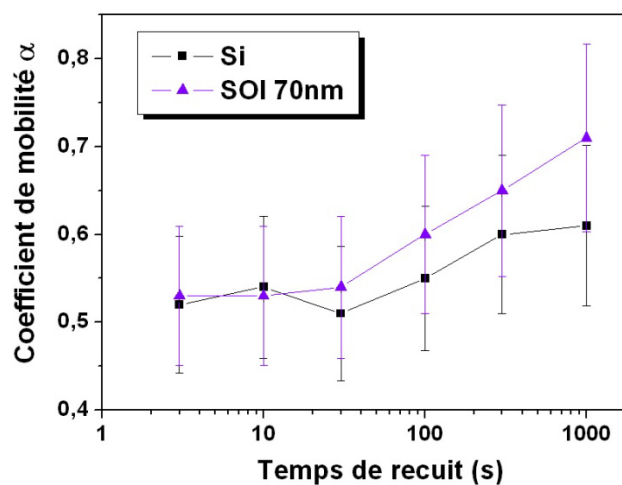


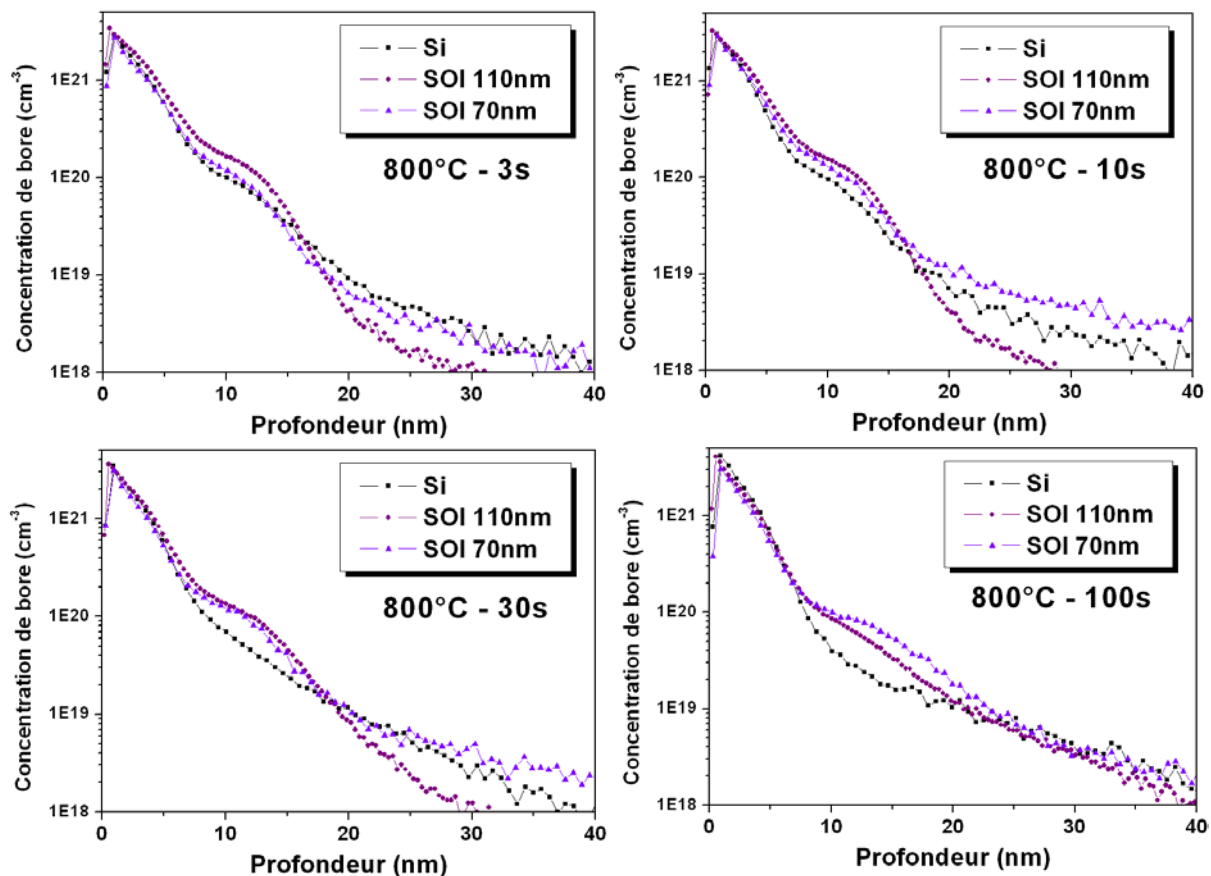
Figure 66 : Graphe représentant l'évolution du coefficient de mobilité  $\alpha$  en fonction du temps de recuit, pour les échantillons réalisés dans le silicium massif, et dans du SOI dont la couche d'oxyde enterrée est située à 70nm de profondeur proche des défauts EOR.

Effectivement, si l'on regarde l'évolution du coefficient de mobilité dans le silicium massif et dans le SOI 70nm, on s'aperçoit que celui-ci est supérieur dans le SOI 70nm, et cette différence est d'autant plus importante que les temps de recuit sont longs.

L'hypothèse de la recombinaison des interstitiels vers la couche d'oxyde enterrée avait déjà été avancée dans des travaux récents [8, 9] du même type, à la différence qu'au lieu de changer la profondeur de la couche d'oxyde, c'est la position des EOR par rapport à l'oxyde qui variait (en changeant les conditions de préamorphisation). Cependant, dans ces articles, l'étude se limitait à l'activation et la diffusion du bore, nos travaux ont permis en plus de conclure sur l'amélioration de la mobilité des porteurs.

### VI.1.3.2. Evolution de la diffusion du bore

Nous nous sommes également intéressés à l'évolution de la diffusion du bore dans ces échantillons, les profils SIMS de bore mesurés sont visibles sur la Figure 67. Pour chaque temps de recuit, les profils mesurés dans les trois substrats sont représentés sur un même graphe. A noter le décalage dans les profils concernant le substrat SOI 110nm, ceci provient du fait que la mesure n'a pas pu être effectuée en même temps que les deux autres compte tenu du nombre d'échantillons mais cela n'empêche en rien la comparaison de la forme des profils.



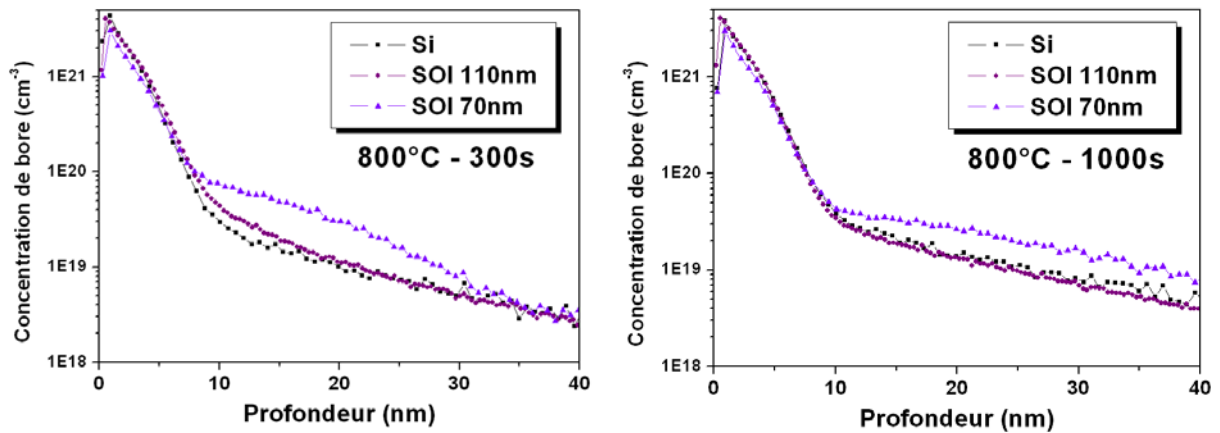


Figure 67 : Profils SIMS de bore mesurés dans tous les échantillons étudiés : substrat de silicium (triangles), SOI avec l'oxyde enterré à 110nm (ronds) et SOI avec l'oxyde enterré à 70nm (triangles). Les profils des trois substrats sont représentés sur un même graphe pour chaque temps de recuit.

Analysons la Figure 67 : tout d'abord, pour les temps de recuit très courts (3s et 10s), les profils de bore évoluent de la même manière dans les trois substrats, ceci est en accord avec nos mesures électriques où les niveaux d'activation mesurés pour les recuits courts sont très proches. Lorsqu'on augmente le temps de recuit (30 et 100s), l'influence de la couche d'oxyde enterrée commence à être observable, en effet, le niveau du « kink » du profil de bore dans le silicium s'abaisse fortement en raison de la formation d'une grande quantité de BICs, il en est de même dans le substrat de SOI 110nm mais de manière moins importante, alors que celui du substrat SOI 70nm ne bouge pas. Le niveau du « kink » dans le profil étant caractéristique du niveau d'activation des dopants comme nous l'avons montré dans le chapitre IV, la diminution observée est en parfait accord avec la désactivation des dopants plus ou moins importante mesurée électriquement. Enfin, pour des temps de recuit importants (300 et 1000s), le profil de bore dans le substrat SOI 110nm tend à se rapprocher du profil dans le silicium massif contrairement à celui du SOI 70nm dont le niveau du « kink » reste beaucoup plus élevé. Lorsque la quantité d'interstitiels est moins importante, comme c'est le cas pour les longs temps de recuit, dans le cas du substrat SOI 110nm, la surface étant plus proche des EOR que l'oxyde, son influence domine et le bore diffuse alors de la même manière que dans le silicium massif. Dans le cas du substrat SOI 70nm, l'influence de l'oxyde est beaucoup plus importante, le niveau d'activation (du « kink ») reste élevé, et la quantité de BICs formés moindre, en accord avec ce que l'on a observé pour les paramètres électriques.

Nous avons mis en évidence dans cette étude l'avantage considérable de l'utilisation de substrats SOI. Les atomes interstitiels de silicium générés lors de l'étape de préamorphisation se recombinaient avec l'oxyde enterré du SOI de la même manière qu'avec la surface, limitant ainsi leur flux vers la surface, responsable de la formation de BICs et de la désactivation

des dopants. L'influence de l'oxyde est d'autant plus importante que celui est proche des défauts EOR et notre étude a permis de mettre en évidence non seulement la suppression du phénomène de désactivation/réactivation, mais aussi l'amélioration de la mobilité due à la diminution de la quantité de BICs formés.

Une solution alternative pour limiter la dégradation des paramètres électriques des jonctions ultra-minces que nous avons étudiée dans le chapitre précédent consiste donc à l'utilisation de nouveaux matériaux tels que le SOI. D'un point de vue industriel le SOI a le gros avantage d'être compatible avec les procédés de fabrication standard. Une autre approche pour l'amélioration des paramètres électriques est l'utilisation de matériaux dont les propriétés électriques sont plus intéressantes que le silicium. Actuellement, c'est l'utilisation d'alliages silicium/germanium (SiGe) voire de germanium pur qui est privilégiée. Nous présentons dans la section suivante une étude préliminaire des paramètres électriques de jonctions réalisées dans des substrats SiGe avec différents pourcentages de germanium, très peu d'études électriques ont été réalisées à ce jour en utilisant de tels substrats.

## VI.2. EVOLUTION DES PARAMETRES ELECTRIQUES DE JONCTIONS REALISEES DANS DES SUBSTRATS $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$

Dans cette section, une étude sur les paramètres électriques de jonctions a été réalisée dans des substrats de silicium et d'alliages silicium/germanium à différents pourcentages de germanium.

### VI.2.1. Les alliages $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$ : présentation

Comme on peut le voir dans le Tableau 11, le germanium présente des propriétés plus intéressantes que le silicium comme par exemple un gap plus faible et surtout des mobilités bien plus élevées. Ces deux éléments sont tous deux issus de la colonne IV du tableau périodique des éléments et cristallisent suivant une structure diamant. Ils sont intégralement solubles l'un dans l'autre, ce qui rend possible la formation d'alliages de type  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  ( $0 \leq x \leq 1$ ) cristallisant suivant la même structure tout en restant extrêmement stables en température (pas de formation de précipités ni de changement de phase au cours de traitements thermiques). De cette manière, on essaye d'introduire le germanium dans les technologies CMOS afin de repousser les barrières technologiques que rencontrent aujourd'hui les dispositifs silicium.



	Silicium	Germanium
Paramètre de maille (nm)	0,5431	0,56575
Densité (atomes.cm <sup>-3</sup> )	5x10 <sup>22</sup>	4,42x10 <sup>22</sup>
Rayon atomique (Å)	0,117	0,122
Structure cristalline	Diamant (CFC)	Diamant (CFC)
Gap indirect (eV)	1,1	0,66
Mobilité des électrons (cm <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )	1500	3900
Mobilité des trous (cm <sup>2</sup> .V <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )	450	1900

Tableau 11 : Principales propriétés structurales et électriques du Silicium et du Germanium à température ambiante. Les deux espèces atomiques présentent un désaccord de maille de l'ordre de 4,17 %.

La fabrication de tels alliages, est rendue possible par des procédés de dépôt sur un substrat monocristallin (le plus souvent du silicium (001)). Plusieurs techniques de déposition existent, mais les deux principalement utilisées sont aujourd'hui l'épitaxie par jet moléculaire (MBE ou « Molecular Beam Epitaxy ») et les dépôts en phase vapeur (CVD). Les étapes de dépôt restent cependant des opérations complexes car le désaccord de maille entre ces deux matériaux engendre un certain nombre de déformations lors de la croissance à l'origine de dislocations dans le matériau. Ces dislocations perturbent la conduction électrique du matériau et le rendent donc inexploitable d'un point de vue industriel. Pour remédier à ce problème, on augmente progressivement le taux de germanium au cours du dépôt avant d'atteindre la concentration souhaitée, ainsi la relaxation se fait sur plusieurs micromètres assurant une bonne qualité cristalline des couches superficielles dans lesquelles les dispositifs sont fabriqués [10].

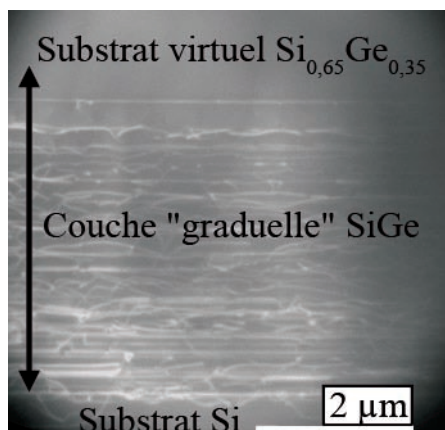


Figure 68 : Image TEM en « cross-section » (cliché CEMES, champ sombre faisceau faible, WBDF) d'un substrat virtuel  $\text{Si}_{0,65}\text{Ge}_{0,35}$  fabriqué par « Reduced Pressure CVD » au CEA-LETI. L'accommodation du désaccord de maille entre le substrat Silicium et le substrat virtuel est réalisée à travers une couche graduelle SiGe à teneur linéaire en Germanium sur plusieurs micromètres, afin de contenir les dislocations (traits blancs) dans cette couche. Le substrat virtuel est libre de dislocations et est complètement relaxé puisque la relaxation de la contrainte a été effectuée progressivement dans le graduel SiGe.

Comme le montre la Figure 68, qui représente une image TEM en « cross-section » d'un substrat virtuel  $\text{Si}_{0,65}\text{Ge}_{0,35}$  réalisé par CVD au CEA-LETI, l'accommodation du désaccord de maille entre le substrat silicium et le substrat virtuel est réalisée à travers une couche

graduée SiGe, sur plusieurs micromètres, afin de contenir les dislocations (traits blancs) dans cette couche. Le substrat virtuel obtenu en surface est libre de dislocations et est complètement relaxé puisque la relaxation de la contrainte a été effectuée progressivement dans le graduel SiGe.

Ce sont de tels substrats virtuels dont nous disposons, réalisés par Jean-Michel Hartmann au CEA-LETI, avec de teneurs en germanium de 20 – 30 – 40 et 50%. Nous avons réalisés des jonctions PN dans ces substrats que nous avons ensuite caractérisées par SIMS et effet Hall, afin d'étudier l'influence de la quantité de germanium sur les paramètres électriques.

### VI.2.2. Expérience mise en place

Les jonctions PN de cette expérience préliminaire ont toutes été réalisées dans notre laboratoire. Ne disposant pas d'appareillage permettant l'implantation ionique à basse énergie (500eV pour réaliser des jonctions ultra-minces « standard »), ce sont des jonctions plus « profondes » (~200nm) que nous étudions. Nous avons choisi d'implanter deux doses différentes de bore afin d'observer l'influence de la concentration de dopant. Après avoir réalisé des simulations à l'aide du logiciel Synopsys-Sentaurus, les conditions d'implantations et de recuit que nous avons choisies sont les suivantes : implantation d'une dose de  $1 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$  à 20keV de phosphore suivie d'un recuit à 1000°C pendant 15min pour obtenir la partie dopée N de la jonction ; et implantation à une énergie de 15keV de deux doses de bore, une série à  $1 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$  et l'autre à  $3 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ , suivie d'un recuit à 1000°C pendant 15min. Tous les détails expérimentaux sont visibles en annexe III.

Echantillon	Matériau	Implantation 1	Recuit 1	Implantation 2	Recuit 2
1	Si	P - $1 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ - 20keV	1000°C 15mn	B - $1 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ - 15keV	1000°C
2				B - $3 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ - 15keV	15mn
3	$\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$	P - $1 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ - 20keV	1000°C 15mn	B - $1 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ - 15keV	1000°C
4				B - $3 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ - 15keV	15mn
5	$\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$	P - $1 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ - 20keV	1000°C 15mn	B - $1 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ - 15keV	1000°C
6				B - $3 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ - 15keV	15mn
7	$\text{Si}_{0,6}\text{Ge}_{0,4}$	P - $1 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ - 20keV	1000°C 15mn	B - $1 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ - 15keV	1000°C
8				B - $3 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ - 15keV	15mn
9	$\text{Si}_{0,5}\text{Ge}_{0,5}$	P - $1 \times 10^{12} \text{cm}^{-2}$ - 20keV	1000°C 15mn	B - $1 \times 10^{14} \text{cm}^{-2}$ - 15keV	1000°C
10				B - $3 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$ - 15keV	15mn

Tableau 12 : Conditions de fabrication des jonctions étudiées, au final nous avons dix jonctions PN réalisées dans cinq matériaux différents : Si –  $\text{Si}_{0,8}\text{Ge}_{0,2}$  -  $\text{Si}_{0,7}\text{Ge}_{0,3}$  -  $\text{Si}_{0,6}\text{Ge}_{0,4}$  -  $\text{Si}_{0,5}\text{Ge}_{0,5}$ , avec pour chacun deux doses de bore implantées.

Nous disposons donc pour notre étude de deux séries de jonctions PN réalisées dans cinq matériaux différents : Si – Si<sub>0,8</sub>Ge<sub>0,2</sub> - Si<sub>0,7</sub>Ge<sub>0,3</sub> - Si<sub>0,6</sub>Ge<sub>0,4</sub> - Si<sub>0,5</sub>Ge<sub>0,5</sub>. La première série est composée de cinq jonctions contenant une faible dose de bore implantée ( $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ), l'autre avec une dose de bore implantée plus importante ( $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ). Nous pourrions grâce à des mesures SIMS et effet Hall, suivre l'évolution de la diffusion du bore et des paramètres électriques en fonction de la quantité de germanium présente dans le substrat et de la concentration de bore.

### VI.2.3. Résultats et interprétation

Le profil de bore de ces jonctions a tout d'abord été mesuré par SIMS, les profils obtenus sont visibles sur la Figure 69. Comme nous l'avons expliqué dans le chapitre III section III.1, la calibration en concentration des profils SIMS nécessite des échantillons de référence, que l'on trouve facilement dans le cas du silicium, cependant, nous ne disposons pas encore de telles références pour les échantillons SiGe. Les profils que nous présentons sont tous calibrés en concentration avec une référence silicium, ce qui peut entraîner de légères déviations, le facteur de sensibilité RSF étant différent dans le Si et le Ge. Cependant, la calibration en profondeur ne pose pas de problèmes car on mesure le cratère du SIMS pour chaque échantillon et on calcule la vitesse d'érosion grâce à la durée de l'analyse.

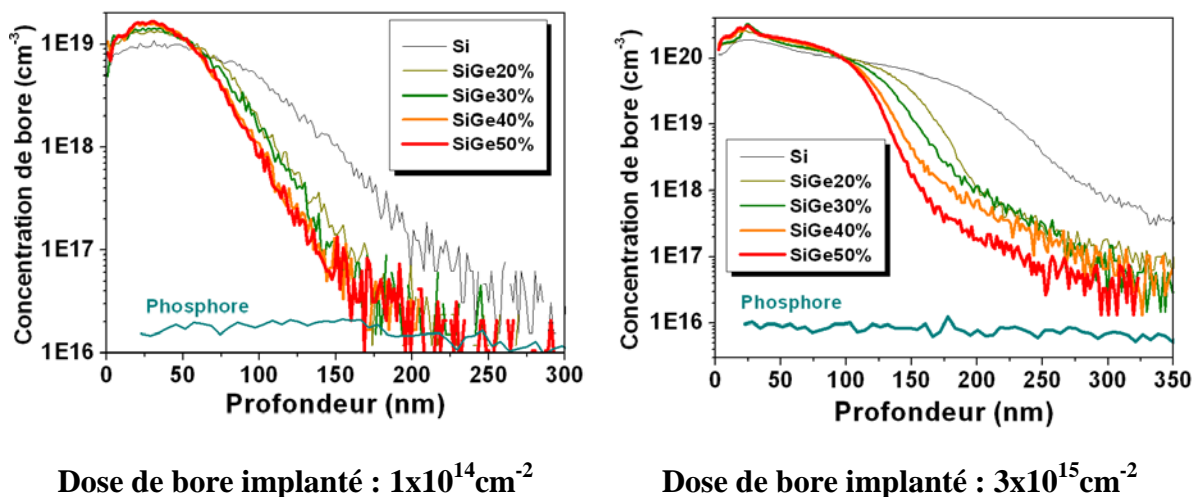


Figure 69 : Profils SIMS de bore mesurés dans les dix échantillons réalisées : jonctions réalisées avec une dose de bore implantée de  $1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$  (graphe de gauche) et de  $3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$  (graphe de droite). Le pourcentage indiqué dans la légende correspond à celui du germanium présent dans l'alliage.

Si l'on regarde les profils SIMS mesurés sur la Figure 69, on observe tout d'abord des différences au niveau de la diffusion du bore dans les différents substrats. En effet, plus le pourcentage de germanium est important dans le substrat, moins le bore diffuse en profondeur. Cet effet a déjà été observé [11], cependant, ce comportement semble unique au Bore, la

diffusion des autres dopants usuels dans le SiGe semblant augmenter avec la teneur en germanium [12]. Compte tenu de la diffusion moins importante, on observe également une augmentation de la concentration maximale de bore quand le pourcentage de germanium augmente. Une autre observation importante est, dans le cas des fortes doses de bore implanté (cf. Figure 69 graphe de droite), l'apparition d'un pic statique, associé, comme dans le silicium, à la formation d'agglomérats de bore.

Concernant les mesures électriques, les résultats obtenus via les mesures par effet Hall sont regroupés sous forme de graphe dans la Figure 70. A noter qu'il n'y a quasiment aucune étude sur le facteur de scattering dans le SiGe, d'autant plus que le fait d'avoir un alliage de deux matériaux engendre un mécanisme de scattering supplémentaire (« alloy scattering ») qui peut éventuellement modifier sa valeur. Nous présentons donc ici des mesures « brutes » d'effet Hall, non corrigées par le facteur de scattering, ce sont donc des doses et des mobilités de Hall. Quantitativement, les valeurs peuvent différer des valeurs vraies, mais on peut tout de même suivre les variations de manière qualitative. Les valeurs de résistance carrée quant à elles ne sont bien entendu pas affectées car elle ne dépendent pas de la valeur de  $r$ .

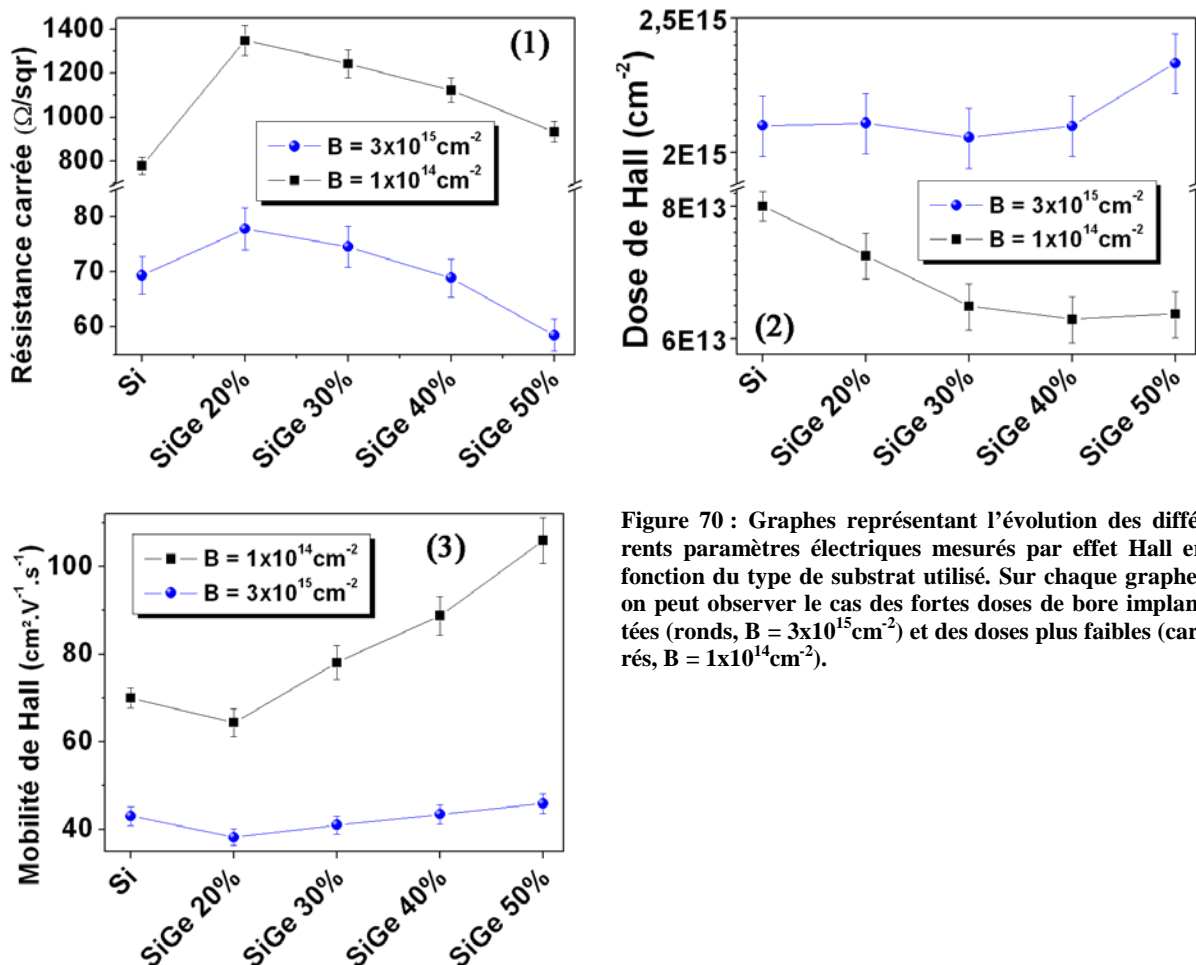


Figure 70 : Graphes représentant l'évolution des différents paramètres électriques mesurés par effet Hall en fonction du type de substrat utilisé. Sur chaque graphes on peut observer le cas des fortes doses de bore implantées (ronds,  $B = 3 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ ) et des doses plus faibles (carrés,  $B = 1 \times 10^{14} \text{ cm}^{-2}$ ).

Observons tout d'abord le comportement de la résistance carrée (cf. Figure 70 (1)), pour les deux niveaux de concentration de bore, l'allure des courbes est similaire, la résistance carrée tend à diminuer lorsque le pourcentage de germanium présent dans le substrat augmente, cet effet est d'autant plus net que la concentration de bore présente est faible. Cependant, pour les faibles doses de bore (carrés), on remarque un écart important entre la résistance carrée mesurée dans le silicium et celle mesurés dans le SiGe. Cet écart est difficilement explicable, d'autant plus qu'il est moins visible pour les doses plus importantes de bore. Toutefois, la diminution de la résistance carrée observée dans les autres échantillons lorsque le pourcentage de germanium augmente peut être due soit à une augmentation de la dose active de dopant, soit de la mobilité des porteurs.

Les mesures de dose active sont présentées sous forme de graphe sur la Figure 70 (2). On observe que la dose de dopants actifs, en tenant compte des barres d'erreurs, reste quasiment constante quel que soit le pourcentage de germanium présent dans le substrat et ce pour les deux doses de bore implantées. La diminution de résistance carrée observée provient donc principalement d'une augmentation de la mobilité des porteurs comme on peut le voir sur la Figure 70 (3). Plus le pourcentage de germanium est important dans le substrat, plus la mobilité des porteurs est importante. Cette augmentation est moins importante pour les forts dopages de bore, les centres de scattering dus aux impuretés prédominent certainement à ce niveau de concentration, rendant moindre l'effet du germanium.

Nous avons pu observer grâce à cette expérience préliminaire l'évolution des paramètres électriques de jonctions PN réalisées dans des substrats  $\text{Si}_{1-x}\text{Ge}_x$  pour différents pourcentages de germanium. Très peu d'études de ce type ont été réalisées à ce jour, nous avons observé l'effet bénéfique du germanium du point de vu de la mobilité des porteurs. En effet, les fortes mobilités du germanium ont un impact sur les mobilités totales des alliages mesurées, car lorsqu'on augmente le taux de germanium dans le substrat, on voit la mobilité augmenter. Cependant, lorsqu'on augmente le dopage, les fortes concentrations d'impuretés viennent limiter l'effet du germanium. Pour compléter cette étude il serait intéressant d'étudier des substrats avec des pourcentages encore plus importants de germanium ainsi que le germanium pur. Un autre mécanisme de scattering vient toutefois limiter la mobilité dans le SiGe, il s'agit des centres de scattering dues à alliage des deux matériaux (« alloy scattering »).

## CONCLUSION

Dans ce chapitre, nous avons étudié deux types de nouveaux matériaux qui offrent des solutions pour limiter la dégradation des paramètres électriques des jonctions ultra-minces mis en évidence dans les chapitres précédents. Tout d'abord l'utilisation de substrats silicium sur isolant (SOI) permet de limiter la formation de BICs grâce à la couche d'oxyde enterrée où les interstitiels de silicium vont se recombinaer. Ceci va d'une part supprimer le phénomène de désactivation des dopants et d'autre part limiter la dégradation de la mobilité des porteurs. L'utilisation d'alliages silicium/germanium a également été étudiée de façon préliminaire, de tels alliages permettent de profiter des propriétés intéressantes du germanium, en particulier de ses fortes mobilités. Nous avons montré qu'effectivement, l'augmentation du pourcentage de germanium dans les substrats SiGe permettait une amélioration de la mobilité des porteurs. Cependant une étude sur le facteur de scattering dans ces alliages semble nécessaire. De nouveaux types de substrats sont à l'étude combinant à la fois les avantages du SOI et du germanium : il s'agit du GeOI pour Germanium On Insulator.

## REFERENCES DU CHAPITRE VI

1. Celler, G.K. and S. Cristoloveanu, *Frontiers of silicon-on-insulator*. Journal of Applied Physics, 2003. **93**(9): p. 4955-4978.
2. Bruel, M., *Silicon on insulator material technology*. Electronics Letters, 1995. **31**(14): p. 1201-1202.
3. Pawlak, B.J., et al., *Evidence on the mechanism of boron deactivation in Ge-preamorphized ultrashallow junctions*. Applied Physics Letters, 2004. **84**(12): p. 2055-2057.
4. Colombeau, B., et al., *Current Understanding and Modeling of B Diffusion and Activation Anomalies in Preamorphized Ultra-Shallow Junctions*. MRS Proceedings, 2004. **810**(C3.6): p. 91.
5. Jin, J.-Y., et al., *Study of reverse annealing behaviors of p[<sup>sup</sup> +]/n ultrashallow junction formed using solid phase epitaxial annealing*. J. Vac. Sci. Technol. B, 2002. **20**(1): p. 422-426.
6. Aboy, M., et al., *Atomistic modeling of deactivation and reactivation mechanisms in high-concentration boron profiles*. Applied Physics Letters, 2003. **83**(20): p. 4166-4168.
7. Mattoni, A. and L. Colombo, *Boron ripening during solid-phase epitaxy of amorphous silicon*. Physical Review B, 2004. **69**(4): p. 045204.
8. Hamilton, J.J., *Diffusion and activation of ultrashallow B implants in silicon on insulator: End-of-range defect dissolution and the buried Si/SiO<sub>2</sub> interface*. Applied Physics Letters, 2006. **89**.
9. Hamilton, J.J., *Boron deactivation in preamorphized silicon on insulator: Efficiency of the buried oxide as an interstitial sink*. Applied Physics Letters, 2007. **91**: p. 092122-1.
10. Lee, M.L., et al., *Strained Si, SiGe, and Ge channels for high-mobility metal-oxide-semiconductor field-effect transistors*. Journal of Applied Physics, 2005. **97**(1): p. 011101-28.
11. P. Kuo, et al. *Boron diffusion in Si and Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>*. in MRS. 1995: Mat. Res. Soc. Symp. Proc.
12. Laitinen, P., *Self- and impurity diffusion in intrinsic relaxed Silicon-Germanium*. 2004, Université de Jyväskylä.
13. Cristiano, F., et al., *Thermal stability of boron electrical activation in preamorphised ultra-shallow junctions*. Materials Science and Engineering B, 2004. **114-115**: p. 174-179.

# [Conclusion générale]



## CONCLUSION GENERALE

L'objectif principal de ces travaux de thèse était d'étudier l'impact des défauts cristallins sur les paramètres électriques des jonctions ultra-minces  $p^+/n$  dopées au bore utilisées pour la fabrication des transistors MOS de taille « ultime ». En particulier, nous nous sommes intéressés au rôle des clusters bore/interstitiels, ou BICs, présents en grande concentration dans ces jonctions fortement dopées, sur l'activation et la mobilité du bore. Un travail fondamental sur ces phénomènes était nécessaire car l'interaction défauts/activation restait très peu étudiée jusqu'à ce jour.

Dans la première partie de ce manuscrit, nous avons présenté un état de l'art sur les jonctions ultra-minces, leur nécessité pour la miniaturisation des transistors MOS, leurs techniques de fabrication, mais aussi les différents problèmes associés à ces techniques et plus particulièrement la formation des défauts cristallins liés à l'implantation ionique des dopants. Nous avons décrit les différents types de défauts et leur mécanisme d'évolution, ainsi que ce que l'on connaissait de leur influence sur les paramètres électriques : courants de fuite, phénomène de désactivation/réactivation des dopants. Enfin, ayant observé que dans plusieurs travaux récents sur des jonctions ultra-minces  $p^+/n$ , les valeurs de mobilité mesurées étaient systématiquement inférieures aux valeurs « théoriques » correspondantes, nous avons émis l'hypothèse que les BICs pouvaient être à l'origine de cette différence.

Le deuxième chapitre de cette thèse porte sur l'aspect théorique de ces travaux. Dans un premier temps, nous avons défini la notion de mobilité en revenant sur le mouvement des porteurs de charges dans un matériau et en décrivant les différents mécanismes de scattering qui le régissent. Nous avons présenté le comportement général de la mobilité en fonction de la température et de la concentration de dopants, puis nous avons décrit un phénomène physique largement utilisé dans ces travaux : l'effet Hall. Cet effet est basé sur l'apparition d'une tension transverse dans un barreau semi-conducteur traversé par un courant et plongé dans un champ magnétique. A partir de la mesure de cette tension, on peut remonter à la dose active de dopants du matériau étudié, et, combinée à une mesure de résistivité, à la mobilité des porteurs de charges de ce matériau. C'est cette technique que nous avons principalement utilisé pour suivre l'évolution des paramètres électriques des jonctions ultra-minces en présence ou non de défauts cristallins. Nous avons également montré que les mesures par effet Hall, pour être justes, nécessitaient la connaissance d'un facteur de correction important : le facteur de scattering, noté  $r$ .

La troisième partie de cette thèse présente les différents procédés de caractérisation que nous avons utilisés tout au long de ces travaux de recherche. Nous avons en effet combiné plusieurs techniques d'analyse : **chimique** (par spectrométrie de masse à ionisation secondaire, SIMS) ; **structurale** (par microscopie électronique en transmission) ; **électrique** (par des mesures de scanning capacitance microscopy, SCM, des mesures par la technique des quatre pointes et des mesures par effet Hall via la méthode Van Der Pauw) ; et **mathématique** (nous avons mis en place un modèle d'analyse mathématique permettant à partir de mesures SIMS et des valeurs théoriques de mobilité, de calculer les valeurs des paramètres mesurés par effet Hall).

La valeur du facteur de scattering, nécessaire pour les mesures par effet Hall, est bien connue dans le cas du bore. Cependant, elle a été déterminée dans le cas d'échantillons ne contenant pas de défauts cristallins (substrats massifs ou échantillons soumis à de très longs recuits pour dissoudre les défauts). Les jonctions ultra-minces contiennent une très grande quantité de BICs qui peuvent jouer le rôle de centre de scattering. Le facteur de scattering dépendant de ces centres, sa détermination dans notre cas particulier devenait primordiale. Nous avons présenté dans le quatrième chapitre les diverses méthodes de mesure testées. En utilisant notre modèle mathématique, nous avons déterminé sa valeur pour nos jonctions ultra-minces très fortement dopées. Nous avons trouvé qu'il vaut  $r = 0,95 \pm 0,1$  lorsque de grandes quantités de BICs sont présentes, alors que sa valeur « standard » dans les échantillons exempts de défauts, est de  $r = 0,75 \pm 0,1$ . Ce résultat est essentiel car ce facteur intervient dans les paramètres obtenus par effet Hall. Cette étude nous a permis également de mettre en évidence que le niveau de concentration du « kink » observable sur les profils SIMS correspond au niveau de concentration maximum de bore implanté actif et que tous les atomes de bore qui ont diffusés, en dessous du niveau du « kink », sont électriquement actifs.

Dans le cinquième chapitre de cette thèse, nous présentons une étude approfondie sur l'impact des défauts cristallins sur les paramètres électriques des jonctions ultra-minces. La première partie concerne l'impact des BICs sur la mobilité des porteurs, nous avons dans un premier temps, en étudiant des échantillons réalisés par épitaxie, mis en évidence la dégradation de la mobilité par les BICs, et ce, en introduisant le coefficient de mobilité  $\alpha$ , qui rend compte de l'écart entre les valeurs mesurées de mobilités et les valeurs « standards » attendues. Des mesures à basse température nous ont permis de rendre compte expérimentalement de cette dégradation de mobilité et d'associer les BICs à des centres de scattering supplémentaires dont le comportement est similaire à ceux des impuretés. Nous avons ensuite effectué

une étude quantitative, en nous appuyant sur des jonctions implantées identiques à celles utilisées dans l'industrie pour la fabrication des MOS, pour faire le lien direct entre le niveau de dégradation de la mobilité et la quantité de BICs présente. Dans la deuxième section de ce chapitre, nous avons présenté une étude sur l'impact des défauts EOR sur l'activation du bore. La désactivation observée grâce aux mesures par effet Hall dans les échantillons contenant des défauts EOR a été confirmée par des mesures SCM. Ces mesures ont permis de montrer que les atomes de bore désactivés se situaient uniquement au delà de la zone des défauts. L'ensemble de ces résultats indique que le flux d'atomes de silicium interstitiels générés par l'implantation et le recuit, est à l'origine de cette désactivation.

Dans la dernière partie de ce manuscrit, nous avons étudié deux types de matériaux innovants qui offrent des solutions pour limiter la dégradation des paramètres électriques des jonctions ultra-minces mis en évidence dans les chapitres précédents. L'utilisation de substrats silicium sur isolant (SOI) permet de limiter la formation de BICs grâce à la couche d'oxyde enterrée où les interstitiels de silicium vont se recombinaer. Ceci va d'une part supprimer le phénomène de désactivation des dopants et d'autre part limiter la dégradation de la mobilité des porteurs. Les alliages silicium/germanium quant à eux permettent de tirer profit des propriétés intéressantes du germanium, en particulier ses fortes mobilités. Quoique ces résultats soient préliminaires, nous avons montré que l'augmentation du pourcentage de germanium dans les substrats SiGe permettait effectivement une amélioration de la mobilité des porteurs.

En perspective, l'utilisation de substrats combinant à la fois les avantages du SOI et du germanium tels que le GeOI pour Germanium On Insulator, semble une des meilleures solutions envisageable pour limiter la dégradation des paramètres électriques des jonctions ultra-minces par les défauts cristallins tout en conservant la plupart des procédés de fabrication standard. Cependant, de nouveaux phénomènes peuvent intervenir et des études fondamentales doivent être envisagées.

La méthode d'analyse mathématique que nous avons développée, combinée aux mesures SIMS et d'effet Hall présente le gros avantage de pouvoir s'adapter à tous les types de matériau.

# [Annexe I]

## ANNEXE I : Fabrication des structures Van Der Pauw

### I.1. Fabrication des croix de Hall par photolithographie

Les motifs de type Van Der Pauw en forme de croix de Hall (cf. Figure 42) utilisés au cours de ces travaux de thèse pour les mesures par effet Hall sont réalisés au sein de la salle blanche du LAAS. Les dimensions de la croix et des contacts respectent les proportions mentionnées dans la littérature [1-4] notamment en terme de longueur et largeur de “bras” de la croix. Nous avons ainsi dessiné les deux niveaux de masque nécessaires à l’aide du logiciel CleWin et les avons fait fabriquer au sein même de la salle blanche. Le processus de fabrication mis en place au début de ces travaux de thèse se décompose en deux étapes principales : la réalisation dans un premier temps du motif par gravure puis celle des contacts électriques.

#### I.1.1. Réalisation du motif par gravure

Nous procédons tout d’abord au clivage de l’échantillon à étudier en un carré de dimension 1 x 1 cm environ à l’aide d’une pointe de diamant. Afin que les lignes de courant restent confinées dans le motif de Van Der Pauw au cours de la mesure, nous devons isoler la

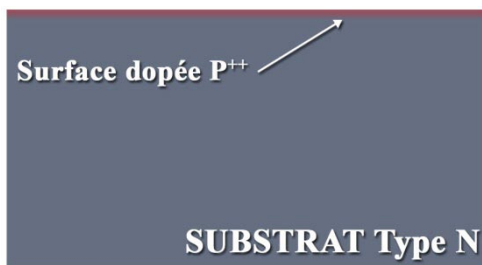


Figure 72 : Schéma de l’échantillon à analyser si les contacts sont pris en surface, le courant ne circulera que dans la couche  $p^{++}$  grâce à la jonction formée.

partie conductrice. Si l’on prend les contacts électriques à la surface de la jonction  $p^+/n$  réalisée, le courant circulera uniquement au travers de la fine couche dopée (cf. Figure 72). Ainsi pour que courant circule uniquement au travers d’une géométrie voulue, il faut graver notre motif sur toute l’épaisseur de l’échantillon (l’épaisseur d’un wafer est proche de  $500\mu\text{m}$ ) mais une gravure allant au-delà de la zone dopée est suffisante. Sachant que la zone active ne fait que quelques dizaines voir centaines de nanomètres d’épaisseur au maximum, nous avons choisi de limiter la profondeur de gravure à  $2\mu\text{m}$ , épaisseur largement suffisante.

L’échantillon de  $1\text{cm}^2$  est tout d’abord nettoyé successivement au trichloréthylène pour supprimer toute trace de résidu organique, puis à l’acétone afin de dissoudre d’éventuels résidus de résine et enfin à l’éthanol faciliter un sé-

partie conductrice. Si l’on prend les contacts électriques à la surface de la jonction  $p^+/n$  réalisée, le courant circulera uniquement au travers de la fine couche dopée (cf. Figure 72). Ainsi pour que courant circule uniquement au travers d’une géométrie voulue, il faut graver notre motif

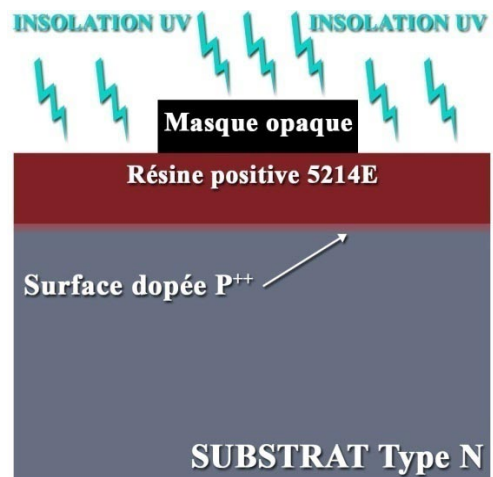


Figure 71 : Après avoir été déposée, la résine est insolée sous UV au travers d’un masque opaque.

chage sans trace de l'échantillon. Ce dernier est ensuite disposé sur une tournette afin d'y déposer une épaisseur de  $1,5\mu\text{m}$  de résine photosensible positive de type 5214E. Les paramètres à appliquer à la tournette sont une de accélération  $5000\text{ tr}\cdot\text{min}^{-2}$ , une vitesse de  $5000\text{ tr}/\text{min}$  et une durée de 30s. La résine ainsi déposée doit être durcie par un recuit sur plaque chauffante d'une minute à  $115^\circ\text{C}$ . La résine photosensible réagit à une exposition aux ultra-violet (UV), après exposition, une résine positive est soluble dans un développeur, au contraire une résine négative ne pourra être dissoute par ce même développeur. Ainsi, en protégeant des UV à l'aide d'un masque opaque certaines parties de la surface de l'échantillon, on peut conserver ou libérer la résine. Notre premier niveau de masque représentant la croix de Hall de la Figure 42 est mis en place dans un aligneur de type Karl Süss MJB3 que nous utilisons pour réaliser l'insolation (cf. Figure 71). Après une exposition de 6,7s, l'échantillon est développé grâce à une immersion de 30s dans un mélange composé de 50% d'eau et 50% d'AZ Developper. Comme il s'agit de résine positive, la partie protégée reste en place et on obtient ainsi la croix de Hall dessinée en résine, le reste de la surface de l'échantillon réapparaît.

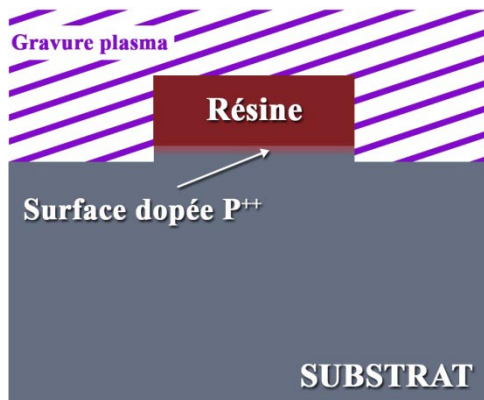


Figure 73 : Lors de la gravure plasma, seules les zones de l'échantillon non protégées par la résine sont attaquées.

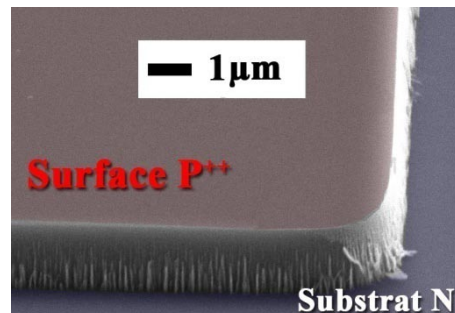


Figure 74 : Image réalisée au MEB de l'échantillon après gravure. Les  $2\mu\text{m}$  de gravure permettent d'isoler la surface active du substrat

Ainsi, lorsque nous gravons l'échantillon par gravure plasma (cf. Figure 73) la couche dopée située dans les zones protégées par la résine n'est pas attaquée. Une fois la résine dissoute par nettoyage à l'acétone la croix de Hall apparaît gravée dans le silicium.

### I.1.2. Réalisation des contacts électriques

La deuxième partie du procédé consiste à réaliser quatre contacts métalliques aux extrémités des quatre branches de la croix. Comme pour la gravure, nous procédons par photolithographie. Dans cette étape, la résine que nous utilisons est négative de type 5214E, nous en

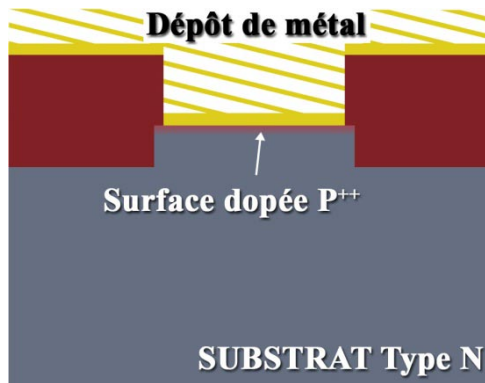


Figure 75 : Schéma de l'échantillon au cours de l'étape de métallisation après ouverture des fenêtres de contact dans la résine.

déposons  $1\mu\text{m}$  sur l'échantillon, toujours à la tournette dont les paramètres sont : accélération  $4000\text{ tr}\cdot\text{min}^{-2}$ , vitesse  $5000\text{ tr}/\text{min}$  et durée  $30\text{s}$ . Un recuit de  $105^\circ\text{C}$  d'une minute est effectué avant une première insolation (sur le même appareillage que pour l'étape de gravure) de  $2\text{s}$ . La résine utilisée est réversible (positive ou négative), pour la rendre négative l'insolation doit être suivie d'un recuit d'inversion de  $35\text{s}$  à  $105^\circ\text{C}$ . Une deuxième insolation de  $7\text{s}$  pour durcir la résine, cette fois-ci sans masque est réalisée

avant de procéder au développement comme décrit précédemment. Le masque utilisé correspond à des carrés de la taille des contacts souhaités disposés sur les extrémités de la croix. La résine étant négative, la partie exposée aux UV reste en place après développement, on ouvre ainsi des « fenêtres » dans la couche de résine déposée qui laissent apparaître la surface de l'échantillon. Une couche de  $100\text{\AA}$  de titane suivie d'une couche de  $500\text{\AA}$  d'or est ensuite déposée par évaporation sur la totalité de l'échantillon (cf. Figure 75). Le titane sert de couche d'accroche pour l'or sur le silicium et joue aussi le rôle de barrière de diffusion. En effet, si l'or diffuse la faible épaisseur de la jonction conduirait à des court-circuits.

Une dernière étape dite de « lift-off » consiste à dissoudre à l'acétone et dans un bain d'ultrason la résine restante sous la couche de métal. L'or accroché au titane sur la surface de l'échantillon reste en place alors que le métal déposé sur la résine est ôté, seules les zones de contact recouvertes de métal restent en place.

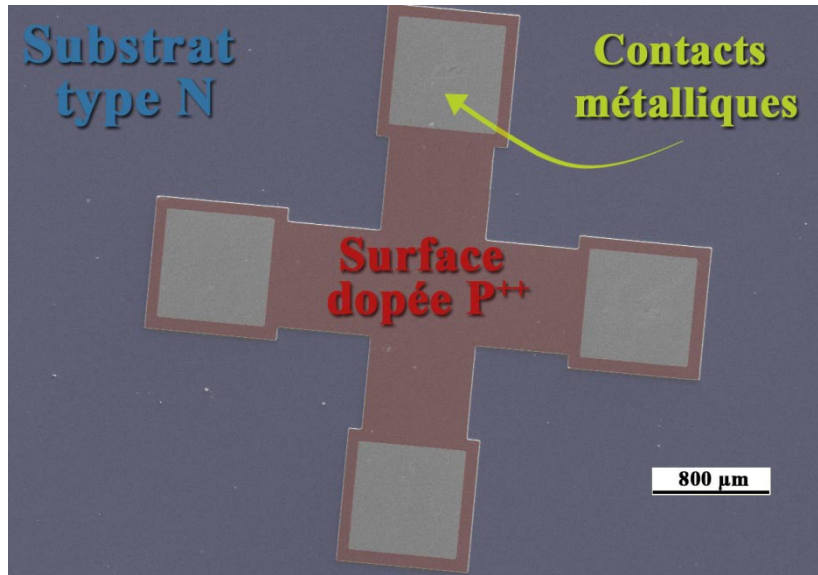


Figure 76 : Image MEB de la structure Van Der Pauw en fin de processus, on distingue la zone active (en rouge) isolée du substrat (en bleu) grâce à la gravure, ainsi que les contacts métallique aux extrémités de la croix.

Nous avons pu ainsi définir une géométrie de type Van Der Pauw en forme de croix sur l'échantillon à étudier telle qu'elle est représentée sur la Figure 76. Il suffit de la positionner sur le support en téflon de l'appareillage et de disposer les pointes sur les contacts métalliques à l'aide des micromanipulateurs. Comme on peut le voir sur la Figure 76 lors de la mesure le courant ne circulera que dans la zone dopée délimitée par la croix de Hall isolée du substrat.



Figure 77 : Banc de mesure HL 5500 PC utilisé pour les mesures par effet Hall



## I.2. Structure de caractérisation

En plus du masque présenté précédemment pour la réalisation de la croix de Hall, nous avons développé un autre masque contenant plusieurs motifs. Une image TEM de cette « structure de caractérisation » est visible sur la Figure 78. Différents types de motif Van Der Pauw, carré (1), croix (2), des motifs de types barreau de Hall (3) ont été indispensables pour les mesures à fort champ magnétique et à très basses températures, des diodes de type méso (4) permettant des mesures de courants de fuite, et des motifs TLM (5) qui permettent des mesures de résistance de contact, les motifs (6) sont des mires d'alignement nécessaires pour la photolithographie.

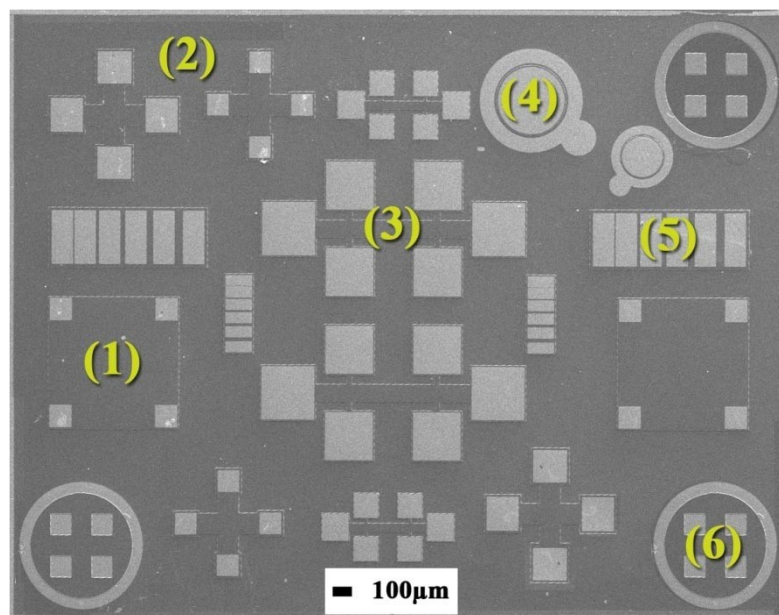


Figure 78 : Image TEM de la structure de caractérisation réalisée.

Cette « structure de caractérisation » est très intéressante car elle permet d'obtenir différentes informations sur un même échantillon de petite taille et ayant subi le procédé photolithographique décrit précédemment.

1. Chwang, R., *Contact Size Effects on the van der Pauw Method for Resistivity and Hall Coefficient Measurement*. Solid-State Electronics, 1974.
2. David, J.M., *A numerical analysis of various cross sheet test structures*. Solid-State Electronics, 1976. **20**: p. 539-543.
3. DeMey, *Influence of sample geometry on Hall mobility measurements*. Arch. Electron. Uebertragungstech, 1973. **27**: p. 309-313.

4. Koon, D.W., *Effects of macroscopic inhomogeneities on resistive and Hall measurements on crosses, cloverleaves, and bars*. Rev. Sci. Instrum., 1996. **67**: p. 4282-4285.



# [Annexe II]

## ANNEXE II : Mesures à fort champ magnétique/très basse température

### II.1. Dispositif expérimental

Ce dispositif présenté ici a été mis en place par le laboratoire GES à Montpellier avec qui nous avons collaboré pour ces mesures.

#### II.1.1. Le champ magnétique

Le fort champ magnétique est créé par une bobine supraconductrice parcourue par un courant de grande intensité (plusieurs dizaines d'ampères « 70A »). Elle est placée dans un cryostat, fonctionnant aux alentours de 4,2K et produit un champ magnétique avoisinant les 10 Teslas.

#### II.1.2. Le cryostat

Le cryostat permet de maintenir une température très basse dans une zone d'expérimentation thermique isolée de l'extérieur. Il est formé d'un grand réservoir contenant

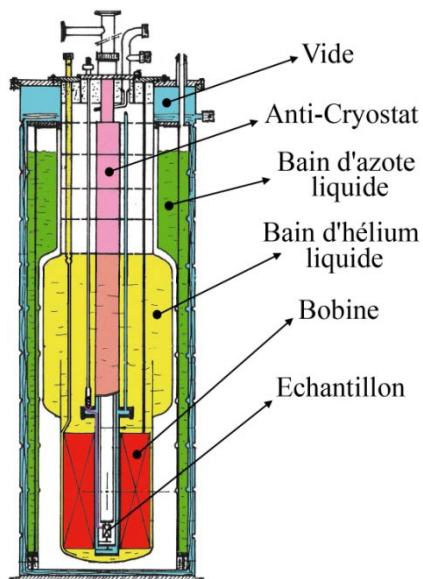


Figure 79 : Schéma de la vue en coupe du cryostat utilisé pour les mesures.

de l'azote liquide (77K) situé entre l'air ambiant (300K) et l'hélium liquide (4,2K) servant d'écran thermique pour réduire le phénomène de rayonnement et éviter de consommer trop d'hélium. Pour éviter les phénomènes de conduction et de convection, on entoure le réservoir cryogénique d'un vide aussi poussé que possible ( $3,5 \cdot 10^{-6}$  mbar) entre l'air libre et l'azote ainsi qu'entre l'« anti-cryostat » ou (VTI=Variable Température Insert) et l'hélium liquide. Pour réaliser des mesures entre 200-300K, il suffit de maintenir le vide dans l'anti-cryostat et régler le chauffage de l'échantillon placé sur une canne porte-échantillon. Pour réaliser des mesures à 4,2 K, le plus simple est de

casser le vide entre le bain d'hélium et l'espace échantillon.

#### II.1.3. La canne porte échantillon

Elle est composée de deux parties principales, la première immergée contient l'échantillon et est placée dans le cryostat, elle positionne l'échantillon au centre de l'enroulement de la bobine où le champ magnétique est maximum et surtout le plus homo-

gène. La deuxième contient un boîtier équipée de bornes de connections pour les différents fils reliant les différents pattes des puces, et un connecteur pour connecter la canne au contrôleur pour mesurer la température de l'échantillon grâce à 2 capteurs et maintenir une température constante entre 200K et 300K.

#### II.1.4. L'échantillon

La réalisation de mesures par effet Hall via ce système nécessite une géométrie en barreau (cf. Chapitre III – Figure 39) et la mise en boîtier de l'échantillon à analyser. Nous avons donc conçu un nouveau masque de photolithographie possédant les dimensions appropriées (masque présenté en annexe I section I.2), le procédé de fabrication étant le même que celui utilisé pour les motifs Van Der Pauw décrit en Annexe I. Le dispositif final monté sur boîtier est visible sur la Figure 80, on distingue bien les deux barreaux de Hall au centre de l'image connectés au boîtier via des micro-fils.

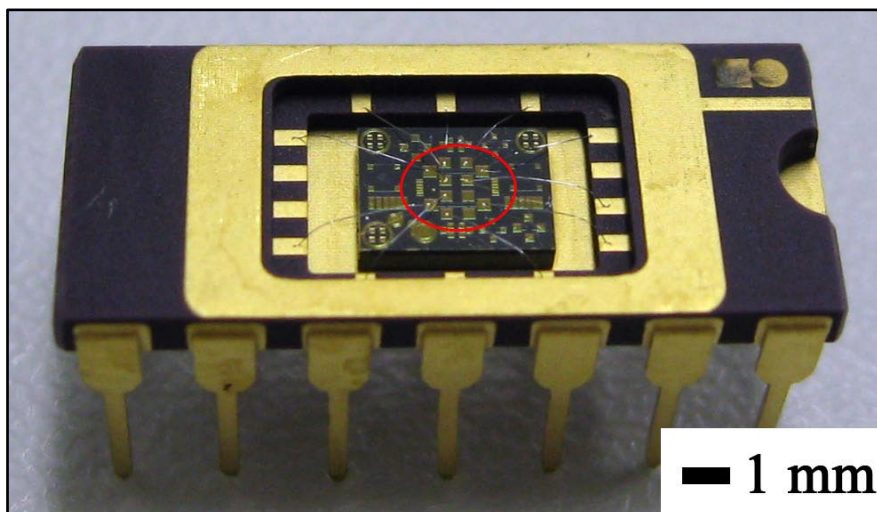


Figure 80 : Photo de la structure de caractérisation que nous avons développée, montée sur boîtier pour les mesures d'effet Hall à très basses température au laboratoire GES. Les deux barreaux de Hall au centre de l'image sont connectés par microsoudures aux pattes du boîtier.

## II.2.Principe de la mesure

La puce (cf. Figure 80) est disposée sur l'extrémité de la canne porte échantillon au centre de la bobine supraconductrice. La bobine, refroidie à la température de l'hélium liquide 4,2K, est branchée à un générateur qui permet d'injecter un courant de grande intensité (plusieurs dizaines d'ampères). Il fournit une tension, image du courant, qui permet ainsi de mesurer le champ magnétique appliqué. Un premier multimètre est utilisé pour mesurer le champ magnétique grâce à la tension fournie par le générateur de courant de la bobine. Les mesures d'effet

Hall sont réalisées en utilisant une source de courant. Elle permet d'injecter un courant constant entre les deux contacts 1 et 2 du barreau de Hall (cf. Figure 39), un second multimètre est utilisé pour mesurer la tension longitudinale entre les contacts 3 et 4 (afin d'évaluer la résistivité), et un troisième pour mesurer la tension transversale ou tension de Hall entre les contacts 4 et 6. L'ensemble de ces instruments est piloté par ordinateur, à l'aide d'une carte GPIB (IEEE 488) National instruments et de programmes développés sous HP-Vee.

# [Annexe III]



## ANNEXE III : Détails expérimentaux

### III.1. Détails expérimentaux du chapitre IV

#### III.1.1.1. Préparation des échantillons

Les trois échantillons (A, B et C) ont été réalisés par chemical vapor deposition (CVD) sur des plaques de 200mm de silicium de type n, de faible résistivité (6-24  $\Omega$ .cm) et d'orientation (100), à l'aide d'un système ASM Epsilon 2000. Les conditions d'épitaxie sont les suivantes : température de dépôt 700°C sous une pression de 80 Torr avec comme gaz porteur du H<sub>2</sub>. Les épaisseurs des couches déposées sont 100, 250 et 100nm et les concentrations de bore sont respectivement  $3 \times 10^{19}$ ,  $1,1 \times 10^{19}$  et  $1 \times 10^{20}$  cm<sup>-3</sup>.

Les structures implantées, ont été réalisées avec les mêmes conditions à une énergie de 500eV et une dose de  $1 \times 10^{15}$  cm<sup>-2</sup> d'ions <sup>11</sup>B<sup>+</sup>, mais exposés à différents recuits. Trois de ces échantillons ont subi une préamorphisation par implantation d'une dose de  $1 \times 10^{15}$  cm<sup>-2</sup> d'ions Ge<sup>+</sup> à une énergie de 5keV pour l'un d'entre eux et 30keV pour les deux autres. Toutes les implantations ont été réalisées dans un implanteur Applied Materials Quantum, pour le Ge des angles de tilt de 7°, et de twist de 22° et 0° tilt et twist pour le B ont été choisis, les plaques ont préalablement été nettoyées chimiquement.

Les recuits spike ont été réalisés par la société Mattson à l'aide d'un four Mattson 3000 Plus RTP équipé d'un contrôleur de température optimisé pour les recuits spike et d'un système de rotation des plaques. Le processus de recuit comprend une pré-stabilisation à 650°C, dont la vitesse de montée en température est de 50K/s, suivie du recuit spike dont la vitesse de montée en température est de 250K/s. Le recuit laser a été réalisé quant à lui sans phase de fusion du matériau (non-melt) à l'aide d'un système équipé d'une diode laser à balayage où trois « bandes » de la plaque ont été recuites à une température de 1150°C. Enfin les recuits Flash ont été effectués à l'aide du système Mattson Millios fRTP™ sous flux d'azote. D'une température intermédiaire de 750°C, les plaques ont été exposées à un flash d'une température de 1300°C [1].

#### III.1.1.2. Processus de caractérisation

Les analyses SIMS que nous présentons ont été réalisées dans un système CA-MECA IMS 7F avec un faisceau d'ions primaires d'ions O<sub>2</sub><sup>+</sup> à basse énergie (500eV) pour la détection des atomes de bore. Les mesures par effet Hall ont été réalisées au LAAS-CNRS sur notre système de mesure par effet Hall HL5500PC de la société Accent par la technique Van Der Pauw sur des structures en croix «Grecque» comme présenté dans le Chapitre III section

III.3.3. Les mesures nano-SRP ont été effectuées à l'institut Dresden Fresenius en Allemagne sur un système SSM2000 NanoSRP, l'angle du biseau réalisé sur les échantillons est de  $4^\circ$  et l'espacement entre les pointes de  $30\mu\text{m}$ . Les mesures SCM, quant à elles, ont été faites au CNR-IMM à Catane sur un système DI3100 Veeco avec un nanoscope V Electronics. La pointe utilisée pour le balayage est en diamant recouvert d'une couche de silicium dopé. Les échantillons étudiés ont été biseautés d'un angle de  $5,44^\circ$  de manière à obtenir la résolution nanométrique nécessaire. La conversion des données SCM en profil de concentration de porteurs a été faite selon la procédure décrite dans la référence [2], où les différentes sources d'erreur sur la profondeur et la concentration de porteurs sont discutées. En particulier, que ce soit pour les mesures SRP ou SCM, l'erreur sur la concentration de porteurs dépend de la position et augmente avec le dopage, en raison des phénomènes de déplétion [3, 4]. Ainsi, pour les mesures SCM que nous présentons, on considère une erreur de 10% sur les concentrations de porteurs pour les forts dopages (supérieurs à  $10^{19}\text{cm}^{-3}$ ).

### III.2. Détails expérimentaux du chapitre V section V.1.1

Pour cette expérience, nous avons utilisé quatre échantillons dopés bore par épitaxie CVD sur des plaques de silicium d'orientation (100) de 200mm de type n et de faible résistivité ( $6\text{--}24\ \Omega/\text{cm}$ ). Les conditions d'épitaxie sont les mêmes que pour l'expérience du chapitre précédent, soit une température de  $700^\circ\text{C}$ , une pression de 80 Torr et l'utilisation de  $\text{H}_2$  comme gaz porteur. L'appareillage utilisé est un système d'épitaxie CVD Epsilon 2000 à pression réduite pour plaquette unique. L'épaisseur des couches déposées est de 5, 10, 25 et 100nm, et les concentrations de bore correspondantes sont respectivement  $5 \times 10^{20}$ ,  $4 \times 10^{20}$ ,  $1 \times 10^{20}$  et  $3 \times 10^{19}\text{cm}^{-3}$ . Deux morceaux par plaque ont été recuits afin de suivre l'évolution de l'activation du bore après le dépôt : un morceau soumis à un recuit spike à  $1050^\circ\text{C}$  et le second à un recuit Flash à  $1300^\circ\text{C}$ . Le recuit spike a été réalisé par la société Mattson sur un appareillage Mattson 3000 plus RTP, sous flux d'azote, équipé d'un contrôleur de température et d'un système de rotation de la plaque. Le processus de recuit comprend une pré-stabilisation à  $650^\circ\text{C}$ , dont la vitesse de montée en température est de  $50\text{K/s}$ , suivie par le recuit spike dont la vitesse de montée en température est de  $250\text{K/s}$ . Les recuits Flash ont été effectués dans un système Mattson Millios fRTP™ sous flux d'azote. A partir d'une température intermédiaire de  $750^\circ\text{C}$ , les plaques ont été exposées à un flash d'une température de  $1300^\circ\text{C}$  [1]. Les analyses SIMS que nous présentons ont été réalisées sur un système CAMECA IMS 7F avec un faisceau d'ions primaires d'ions  $\text{O}_2^+$  à basse énergie ( $500\text{eV}$ ) pour la détection des atomes de bore. Les mesures par effet Hall ont été réalisées au LAAS-CNRS sur

notre système de mesure par effet Hall HL5500PC de la société Accent par la technique Van Der Pauw [5] sur des structures en croix «Grecque» comme présenté dans le Chapitre III section III.3.3. Les mesures à basse température ont également été effectuées sur notre système de mesure. En effet, ce dernier est équipé d'un récipient externe raccordé à la pièce en téflon sur laquelle est posé notre échantillon durant nos mesures. On verse dans ce récipient de l'azote liquide qui vient remplir la pièce en téflon et immerger l'échantillon au cours de la mesure. Ceci permet ainsi une mesure d'effet Hall à la température de l'azote liquide soit environ 77K.

### III.3. Détails expérimentaux du chapitre V section V.1.2

Pour cette expérience, nous avons utilisé six plaques de silicium d'orientation (100) de 200mm de type n et de faible résistivité (1-20  $\Omega/\text{cm}$ ). Toutes les plaques ont été implantées avec une dose de  $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$  d'ions  $^{11}\text{B}^+$  à faible énergie (500eV). Préalablement à l'implantation de bore, les plaques ont été préamorphisées par implantation d'une dose de  $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$  d'ions  $^{74}\text{Ge}^+$  à une énergie de 30keV. Toutes les implantations ont été réalisées dans un implantateur Applied Materials Quantum, pour le germanium des angles de tilt de  $7^\circ$ , et de twist de  $22^\circ$  et  $0^\circ$  tilt et twist pour le bore ont été choisis, les plaques ont préalablement été nettoyées chimiquement. Le recuit à  $750^\circ\text{C}$  pendant 15min a été réalisé au LAAS sous ambiance d'azote pour éviter toute oxydation. Le recuit spike a été réalisé par la société Mattson, sous flux d'azote, à l'aide d'un four Mattson 3000 Plus RTP équipé d'un contrôleur de température optimisé pour les recuits spike et d'un système de rotation des plaques. Le processus de recuit comprend une pré-stabilisation à  $650^\circ\text{C}$ , dont la vitesse de montée en température est de 50K/s, suivie du recuit spike dont la vitesse de montée en température est de 250K/s. Les recuits Flash ont été effectués à l'aide du système Mattson Millios fRTP™. A partir d'une température intermédiaire de  $750^\circ\text{C}$ , les plaques ont été exposées à un flash d'une température de  $1300^\circ\text{C}$  [1]. Les analyses SIMS que nous présentons ont été réalisées en Allemagne par la société FEI sur un système FEI SIMS 4600 quadrupole depth profile avec un faisceau d'ions primaires d'ions  $\text{O}_2^+$  à basse énergie (500eV) pour la détection des atomes de bore. Les mesures par effet Hall ont été réalisées au LAAS-CNRS sur notre système de mesure par effet Hall HL5500PC de la société Accent par la technique Van Der Pauw [5] sur des structures en croix «Grecque» comme présenté dans le Chapitre III section III.3.3. Le facteur de scattering utilisé pour ces mesures a été choisi égal à  $r = 0,95$  conformément à nos travaux réalisés dans le chapitre IV [6]. Nous présentons également des mesures par effet Hall sur une gamme de températures variant de 77K à 300K. Une étude préalable a été réalisée [7] pour adapter notre

banc pour ce type de mesure. Les analyses TEM présentées ont été réalisées au CEMES sur un microscope JEOL 2010 en mode « champ sombre »

#### III.4. Détails expérimentaux du chapitre VI section VI.1

Pour cette expérience trois substrats ont été utilisés, le premier est une plaque de silicium massif d'orientation (100) de 200mm de type n et de faible résistivité (1-20  $\Omega/\text{cm}$ ). Les deux autres des plaques SOI de 200mm, l'une avec la couche d'oxyde enterré à 110nm et l'autre à 70nm. . L'implantation de bore dans les trois plaques est de  $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$  atomes à une énergie de 500eV, une préamorphisation a été préalablement effectuée par une implantation de  $1 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$  atomes de germanium à 35keV. Les défauts EOR se situent à une profondeur d'environ 50nm. Les implantations ont été réalisées dans un implantateur Applied Materials Quantum. Pour le germanium des angles de tilt de  $7^\circ$ , et de twist de  $22^\circ$  et  $0^\circ$  tilt et twist pour le bore ont été choisis, les plaques ont préalablement été nettoyées chimiquement. Le recuit a été réalisé par la société MATTSON dans un four RTA sous flux d'azote. Les analyses SIMS ont été réalisées sur un système CAMECA IMS 7F avec un faisceau d'ions primaires d'ions  $\text{O}_2^+$  a basse énergie (500eV) pour la détection des atomes de bore. Les mesures par effet Hall ont été réalisées au LAAS-CNRS sur notre système de mesure HL5500PC de la société Accent par la technique Van Der Pauw [5] sur des structures en croix «Grecque» comme présenté dans le Chapitre III section III.3.3. Le facteur de scattering a été choisi égal à 0,95 d'après nos travaux du chapitre IV.

#### III.5. Détails expérimentaux du chapitre VI section VI.2

Pour cette expérience cinq substrats ont été utilisés, le premier est une plaque de silicium massif d'orientation (100) de 200mm de type n et de faible résistivité (1-20  $\Omega/\text{cm}$ ), les quatre autres des plaques SiGe réalisées au CEA-LETI avec différentes teneur en germanium. Les implantations ont été réalisées au LAAS-CNRS à l'aide d'un implantateur AXCELLIS (EATON) type NOVA 4206. Les recuits ont tous été réalisés au LAAS-CNRS dans des fours classiques sous flux d'azote. Les analyses SIMS ont été réalisées par Clause ARMAND à l'INSA TOULOUSE dans un système CAMECA IMS 7F avec un faisceau d'ions primaires d'ions  $\text{O}_2^+$  a basse énergie (500eV) pour la détection des atomes de bore. Les mesures par effet Hall ont été réalisées au LAAS-CNRS sur notre système de mesure HL5500PC de la société Accent par la technique Van Der Pauw [5] sur des structures en croix «Grecque» comme présenté dans le Chapitre III section III.3.3.

1. Lerch, W., et al., *Advanced activation of ultra-shallow junctions using flash-assisted RTP*. Materials Science and Engineering: B, 2005. **124-125**: p. 24-31.
2. Giannazzo, F., D. Goghero, and V. Raineri, *Experimental aspects and modeling for quantitative measurements in scanning capacitance microscopy*. J. Vac. Sci. Technol. B, 2004. **22**(5): p. 2391-2397.
3. Giannazzo, F., et al., *High-resolution scanning capacitance microscopy by angle bevelling*. Materials Science in Semiconductor Processing, 2001. **4**(1-3): p. 77-80.
4. Hu, S.M., *Between carrier distributions and dopant atomic distribution in beveled silicon substrates*. J. Appl. Phys, 1982. **53**(3): p. 1499-1510.
5. VanDerPauw, L.J., *A Method of Measuring the Resistivity and Hall Coefficient on Lamellae of Arbitrary Shape*. Philips Tech. Rev., 1958. **20**: p. 220-224.
6. Severac, F., et al., *Impact of boron-interstitial clusters on Hall scattering factor in high-dose boron-implanted ultrashallow junctions*. Journal of Applied Physics, 2009. **105**(4): p. 043711-6.
7. Boucher, J., *Caractérisation par effet Hall : adaptation d'un banc pour des mesures en fonction de la température*. 2007, Université Paul Sabatier.

**[Production scientifique]**

## PRODUCTION SCIENTIFIQUE

### Publications

**F. Severac**, F.Cristiano, E.Bedel-Pereira, P. F. Fazzini, W. Lerch, S. Paul, X. Hebras and G. Filippo, *Impact of Boron-Interstitial Clusters on Hall scattering factor in high dose boron-implanted ultra-shallow junctions.*, **Journal of Applied Physics**, 105 (4) (2009) p. 043711-1-043711-6

**F. Severac**, F.Cristiano, E.Bedel-Pereira, W. Lerch, S. Paul and Kheyrandish.H, *Evidence of the carrier mobility degradation in highly B-doped ultra-shallow junctions by Hall effect measurements*, **Materials Science and Engineering B**, 154-155 (2008), pp. 225-228.

### Contributions

W. Lerch, S. Paul, J. Niess, S. McCoy, J. Gelpey, F. Cristiano, **F. Severac**, P. Pichler, A. Martinez, H. Kheyrandish and D. Bolze, *Advanced activation using various thermal budget regimes such as flash, multiple flashes and flash spike annealing*, **Materials Science and Engineering B**, 154-155 (2008), pp. 3-13.

C. Steen, A. Martinez-Limia, P. Pichler, H. Ryssel, S. Paul, W. Lerch, L. Pei, G. Duscher, **F. Severac**, F. Cristiano and W. Windl, *Distribution and segregation of arsenic at the SiO<sub>2</sub>/Si interface*, **Journal of Applied Physics**, 104 (2008), pp. 023518-11.

L. Pei, G. Duscher, C. Steen, P. Pichler, H. Ryssel, E. Napolitani, D. De Salvador, A. M. Piro, A. Terrasi, **F. Severac**, F. Cristiano, K. Ravichandran, N. Gupta and W. Windl, *Detailed arsenic concentration profiles at Si/SiO<sub>2</sub> interfaces*, **Journal of Applied Physics**, 104 (2008), pp. 043507-11.

S. Paul, W. Lerch, J. Chan, S. McCoy, J. Gelpey, F. Cristiano, **F. Severac**, P. F. Fazzini and D. Bolze, *Optimum activation and diffusion with a combination of spike and flash annealing*, **J. Vac. Sci. Technol. B**, 26 (2008), pp. 293-297.

F. Cristiano, Y. Lamrani, **F. Severac**, M. Gavelle, S. Boninelli, N. Cherkashin, O. Marcelot, A. Claverie, W. Lerch, S. Paul and N. Cowern, *Defects evolution and dopant activation anomalies in ion implanted silicon*, **Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms**, 253 (2006), pp. 68-79.

W. Lerch, S. Paul, J. Niess, S. McCoy, T. Selinger, J. Gelpey, F. Cristiano, **F. Severac**, M. Gavelle, S. Boninelli, P. Pichler and D. Bolze, *Advanced activation of ultra-shallow junctions using flash-assisted RTP*, **Materials Science and Engineering: B**, 124-125 (2005), pp. 24-31.

A. Claverie, F Cristiano, M Gavelle, **F Sévérac**, F Cayrel, D Alquier, W Lerch, S Paul, L Rubin, V Raineri, F Giannazzo, H Jaouen, A Pakfar, A Halimaoui, C Armand8, N. Cherkashim and O. Marcelot, *Strengths and Limitations of the Vacancy Engineering Approach for the Control of Dopant Diffusion and Activation in Silicon*, **European Materials Research Society (EMRS) - Du 26 au 30 Mai 2008 à STRASBOURG**

W. Lerch, S. Paul, J. Niess, J. Chan, S. McCoy, J. Gelpey, F. Cristiano, **F. Severac**, P. F. Fazzini, D. Bolze, P. Pichler, A. Martinez, A. Mineji and S. Shishiguchi, *Experimental and theoretical results of dopant activation by a combination of spike and flash annealing*, **Junction Technology, 2007 International Workshop**, 2007, pp. 129-134.

W. Lerch, S. Paul, J. Niess, S. McCoy, J. Gelpey, D. Bolze, W. F. Cristiano, **F. Severac**, P. F. Fazzini, A. Martinez and P. Pichler, *Advanced Activation and Deactivation of Arsenic-Implanted Ultra-Shallow Junctions using Flash and Spike + Flash Annealing*, **Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2007. RTP 2007**. 15th International Conference pp. 191-196.

## **Conférences & Workshop**

**F. Severac**, F.Cristiano, E.Bedel-Pereira, W. Lerch, S. Paul and Kheyrandish.H, *Evidence of the carrier mobility degradation in highly B-doped ultra-shallow junctions by Hall effect measurements*, **European Materials Research Society (EMRS)** - Du 26 au 30 Mai 2008 à STRASBOURG

**F. Severac**, F.Cristiano and E.Bedel-Pereira, *Activation électrique et mobilité des porteurs en présence de défauts d'implantation dans les jonctions ultra-minces*, **Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique, JNRDM**, du 14 au 16 Mai 2008 à BORDEAUX.

**F. Severac**, F.Cristiano and E.Bedel-Pereira, *Jonctions ultra-minces pour MOS "ultimes": caractérisation électrique pour l'étude des anomalies d'activation des dopants*, **Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microélectronique, JNRDM**, du 14 au 16 Mai 2007 à LILLE.

**F. Severac**, E.Bedel-Pereira and F.Cristiano, *Jonctions ultra-minces pour MOS "ultimes": caractérisation électrique pour l'étude des anomalies d'activation des dopants*, **Journées Nationales du GDR Nanoélectronique**, du 19 au 20 Octobre 2006 à GRENOBLE.



**AUTEUR** : Fabrice SEVERAC

**TITRE** : Jonctions ultra-minces p<sup>+</sup>/n pour MOS “ultimes”: étude de l’impact des défauts cristallins sur la mobilité et l’activation du bore.

**DIRECTEURS DE THESE** : Fuccio CRISTIANO / Eléna BEDEL-PEREIRA

**LIEU ET DATE DE SOUTENANCE** : Le 24 Avril 2009 en salle de conférence du LAAS

---

—

La réalisation des transistors MOS de taille “ultime” nécessite la fabrication de jonctions *source* et *drain* ultra-minces (quelques dizaines de nanomètres), abruptes et fortement dopées. L’optimisation du procédé de fabrication de ces jonctions nécessite la compréhension des phénomènes physiques qui interviennent lors des différentes étapes de fabrication, en particulier l’impact des défauts cristallins sur leurs paramètres électriques. Dans ce travail, nous avons étudié l’impact des précipités de bore (BICs, *Boron-Interstitial Clusters*) mais aussi des défauts EOR (*End-Of-Range*), sur la mobilité des porteurs et l’activation des dopants (principalement le bore dans le silicium). Tout d’abord, nous avons développé un modèle d’analyse mathématique basé sur le profil de concentration des dopants mesuré par SIMS et sur les valeurs « standards » de mobilité des porteurs. Ce modèle permet de déterminer par le calcul les trois paramètres électriques mesurés par effet Hall : la résistance carrée, la dose active de dopants et la mobilité des porteurs. A partir de l’utilisation de ce modèle, nous démontrons qu’en présence de BICs, il s’avère nécessaire de modifier la valeur d’un facteur correctif, le facteur de scattering, essentiel pour les mesures par effet Hall, et nous déterminons sa valeur. Nous mettons ensuite en évidence la dégradation de la mobilité des porteurs par les BICs, puis étudions de manière plus quantitative l’évolution de cette dégradation en fonction de la quantité de BICs. Par la suite, une étude sur l’activation du bore en présence de défauts EOR est menée. Enfin, nous élargissons notre étude sur ces mêmes paramètres électriques au cas de nouveaux matériaux tels que le SOI (Silicon-On-Insulator) ou le SiGe (alliage silicium/germanium), matériaux utilisés pour les dernières générations de transistors.

---

## **MOTS-CLES**

Jonctions ultra-minces, Implantation ionique, Défauts cristallins, BICs, EOR, Bore, Effet Hall, Facteur de scattering, Mobilité des porteurs, Dose active, SIMS, Silicium sur Isolant (SOI), alliages silicium/germanium (SiGe)

---

**DISCIPLINE ADMINISTRATIVE** : Nano-Physique

**TITLE:** P<sup>+</sup>/N ultra-shallow junctions for “ultimate” MOS: study of the impact of crystalline defects on boron carrier mobility and activation.

---

–

To continue the scaling down of CMOS devices, high doped ultra-shallow source/drain junctions must be fabricated. The optimization of the fabrication process of these junctions needs the understanding of the physical phenomena occurring during the various fabrication steps, particularly the crystalline defects' impact on their electrical parameters. In this work, we investigated the impact of Boron-Interstitial Clusters (BICs) and End-Of-Range (EOR) defects on dopant carrier mobility and activation (mainly boron in silicon). Firstly, we developed an analysis model based on the dopant concentration profile measured by SIMS and “standard” values of carrier mobilities. This model allows to determine the three electrical parameters measured by Hall effect: sheet resistance, dopant active dose and carrier mobility. Thanks to this model, we demonstrate that in presence of BICs, the Hall scattering factor, a corrective factor essential for Hall effect measurements, is modified and we determine its new value. Next, we highlight the carrier mobility degradation by the BICs, and we study it more quantitatively as a function of BICs concentration. Then, a study of boron activation in presence of EOR defects is done. Finally, we considered the case of new materials, such as Silicon-On-Insulator (SOI) and silicon/germanium alloys (Si<sub>1-x</sub>Ge<sub>x</sub>), currently used for the latest transistors generations.

---

–

## **KEYWORDS**

Ultra-shallow junctions, Ion implantation, Crystalline defects, BICs, EOR, Boron, Hall effect, Hall scattering factor, Carrier mobility, Active dose, SIMS, Silicon On Insulator , Silicon/Germanium.