

N° d'ordre :

**École Doctorale Mathématiques, Sciences de
l'Information et de l'Ingénieur**

ULP – INSA – ENGEES

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Louis Pasteur – Strasbourg I
Discipline : Électronique, Électrotechnique et Automatique
(spécialité : Microélectronique)

par

Nathalie CAGNAT (DROGUE)

**Implantation ionique et jonctions ultrafines :
Caractérisation, ingénierie des défauts et application aux
technologies 65 et 45 nm**

Soutenue publiquement le 15 avril 2008

Membres du jury

Président : M. Daniel Barbier, Professeur, INL/INSA Lyon
Rapporteur interne : M. Jean-Jacques Grob, DR-CNRS, InESS Strasbourg
Rapporteur externe : M. Daniel Alquier, Professeur, LMP Tour
Examineur : M. Fuccio Cristiano, CR-CNRS, LAAS Toulouse
Examineur : M. Emmanuel Josse, Docteur, STMicroelectronics Crolles
Directeur de thèse : M. Daniel Mathiot, Professeur, InESS Strasbourg
Invité : M. Cyrille Laviron, Ingénieur, CEA-LETI Grenoble

InESS

UMR 7163

Thèse CIFRE en collaboration avec STMicroelectronics (Crolles)

« Il faut toujours viser la lune, car même en cas d'échec, on atterrit dans les étoiles. »
Oscar Wilde

REMERCIEMENTS

Je tiens à remercier toutes les personnes qui ont fait que ma vie en 2008, tant professionnelle que personnelle, ne ressemble en rien à celle de 2005. J'ai puisé la réussite de ces trois années en chacun de vous.

Les dirigeants de STMicroelectronics et de l'Alliance Crolles2, et notamment Kathy Barla en tant que manager de l'organisation Front-End R&D, qui m'ont accueillie et qui m'ont permis de travailler dans d'excellentes conditions matérielles. Je ressors mûrie d'une expérience dans un grand groupe. J'aurai beaucoup appris du contexte de l'Alliance avec NXP et Freescale.

Daniel Mathiot, mon directeur de thèse, que je ne remercierai jamais assez. Si loin et pourtant si accessible, si haut et pourtant si disponible, si fort et pourtant si pédagogue. A chaque contact, sa réactivité m'a sidérée. Grâce à toutes ses qualités, les 550 km qui séparent Grenoble de Strasbourg n'ont pas été un obstacle. Chacune de nos entrevues m'ont rapprochée de la Science qu'il est si facile de perdre de vue au milieu des contraintes industrielles. Il a donné de l'ampleur à mes travaux en soulignant leur intérêt pour la communauté scientifique et en me montrant ce qui devait être publié. Il leur a donné de la profondeur en m'indiquant toujours les bases scientifiques sur lesquelles je pouvais appuyer mes théories (m'orientant vers la référence adéquate puisée dans sa mémoire). Je n'ai aucune idée de ce que me réserve mon avenir professionnel mais si j'ai à gravir les échelons des responsabilités j'espère arriver, comme lui, à ne jamais oublier la science fondamentale et surtout parvenir à communiquer mon savoir avec autant de pédagogie.

Cyrille Laviron, mon tuteur de thèse à STMicroelectronics, sans qui ce travail n'aurait jamais été ce qu'il est. Je lui suis reconnaissante de m'avoir impliqué dans des sujets passionnants et d'avoir défendu mes intérêts tout au long de cette thèse. Il m'a également été d'un grand secours dès que j'étais bloquée, trouvant toujours les mots justes, la personne appropriée, la méthodologie adéquate pour m'en sortir. Merci également pour les volants échangés qui m'ont permis de maintenir un bon équilibre entre mon corps et mon esprit. Je prendrai exemple sur son omniscience, son omniprésence et son effacement.

Le jury, pour avoir examiné mon travail avec attention et pour leurs remarques si constructives. J'espère que le manuscrit final correspond à leurs attentes. Merci également pour les paroles rassurantes avant la soutenance et les retours si positifs après.

Laurent Frioulaud, mon manager en 1ère et en 3ème année de thèse, pour son écoute et sa sympathie. Même si ses changements d'étiquette ont rendu nos rapports distendus, c'est toujours avec intérêt qu'il a suivi mes travaux.

Chris Rando, mon manager en 2ème année de thèse. Même si son séjour fut court, et dans un contexte tumultueux avant son retour aux USA, je garderai longtemps le souvenir de ce manager profondément humain. C'est avec émotion que je me remémore son humour, son écoute attentive et son intégrité.

Pierre Morin qui, le tout premier, m'a fait confiance en me prenant en stage de fin d'études. Evoluer dans ses pas pendant 7 mois m'a montré comment me comporter dans une telle organisation. Je garderai en mémoire son franc-parler cru, son accessibilité malgré son niveau technique et ses coups de gueule lors de la rédaction de mon rapport (sévères mais justes...).

Gilbert Vincent, le responsable de mon master, une main tendue après deux ans de recherche d'emploi. Je lui attribue la réussite de cette première expérience professionnelle.

Pier-Francesco Fazzini et Fuccio Cristiano, pour leur accueil chaleureux à Toulouse. Merci d'avoir consacré autant de temps pour nous montrer votre savoir-faire. J'aurai aimé que notre collaboration intervienne plus tôt dans le déroulement de ma thèse afin qu'elle soit plus fructueuse.

Nicolas Emonet et plus tard Anissa Lagha-Emonet pour les pauses, les fous rires et les ragots partagés. Vous avez été une bouffée d'oxygène quotidienne qui m'a bien manqué pendant la période difficile de la rédaction.

Tous les membres des équipes TT, TCAD et II, les permanents comme ceux de passage, qui m'ont accueilli si chaleureusement. J'avais une vision austère du monde de l'industrie qui a totalement changé à votre contact. Dire du mal est un tel plaisir avec vous. De cette ambiance, professionnelle mais détendue, je garderai longtemps en tête les gâteaux, les soirées poker et les « pétages de plomb du vendredi ».

Nicolas Auriac, pour les services rendus et les tranches de rigolades. Sa capacité à toujours tout tirer vers le bas (... ou le haut, ça dépend si on parle de la chemise ou du pantalon) est étonnante. Il poursuit sa carrière dans un pays paradisiaque où « bitte » est une expression de politesse.

Julie Bougeon, le sens du service à l'état pur. Je lui exprime toute ma gratitude pour m'avoir toujours aidé promptement, consciencieusement et dans la bonne humeur. J'ai adoré voir la vie par tes yeux.

Jérôme Bienacel, le créatif du groupe. Bon nombre de gobelets, de trombones, d'aimants, de stylos, de papiers et j'en passe, ont été victimes de son art brut, sans oublier ses célèbres « bourloutes ». Merci de m'avoir montré le chemin de la thèse lorsque j'étais en stage et le chemin du gymnase (avec Nico) pour jouer au bad.

Guillaume Chabanne, l'indomptable... Yeehaa ! Tout est dit.

Maud Bidaud, pour son énergie (parfois fatigante), ses encouragements et ses anecdotes qui rendent le quotidien sensationnel.

Rémi Beneyton, pour être si bon public. Ca fait du bien d'avoir un collègue à l'écoute, prêt à rendre service et avec qui partager les progrès de nos « nains ».

Marion Charleux, pour sa curiosité. C'est très agréable de voir quelqu'un s'intéresser à nos travaux, poser des questions surtout quand ce n'est pas son domaine de prédilection.

Nathalie Cherault, David Barge, Hubert Bono, Adrien Dupuis et Alphonse Torres pour les discussions autour d'un bon plateau à la cafétéria.

Julien Singer, François Wacquant, Daniel Chanemougame, Frédéric Salvetti et Davy Villanueva qui ont simulé pendant tout le temps où j'ai travaillé ☺. Merci d'avoir partagé vos connaissances.

Alexandre Tarnowka, Morgane Desbois et Audrey Berthoud, de l'équipe Métrologie, pour leur patience, leur écoute et leurs compétences. J'ai admiré leur sang-froid face à la pression quotidienne.

Et je souhaite bon courage aux autres thésards qui n'ont pas encore soutenu : Thomas Kormann (« C'est Gali, l'a-li-ga-tor ... ♪ »), Gaétan Raymond (dit « The Body »), Alexis Colin (qui a des progrès à faire au bad), Bertrand Pelletier (Brazil !!!), Bruno Imbert (ça va, mais deux ... bonjour les dégats !). Que la Science soit avec vous !

Je remercie également les nombreux équipementiers avec qui j'ai eu l'occasion de travailler. Leur contact a été très enrichissant, notamment Sandeep Metha de Varian qui m'a chaperonnée lors de ma première expérience en conférence internationale.

Mes amis, qui essayent toujours désespérément de comprendre ce que je fais. Ce document devrait les aider... ou pas.

Ma fille, Noémie, née à la fin de ma 1ère année de thèse. Etre mère m'a fait prendre du recul par rapport à ma vie. Je situe mieux mes priorités, je relativise beaucoup de choses. Ses progrès ont alimenté beaucoup de conversations et son rire m'accompagne dans les moments difficiles.

Mon mari et ami, Grégory, que j'aime de tout mon coeur. Il a la chance de partager mes bonheurs mais il doit aussi subir mes malheurs. Merci de me supporter en toutes circonstances.

Mes parents, qui m'ont toujours fait confiance. J'espère qu'ils ont eu raison. Ils ont toujours été de bon conseil, parfois trop.

Ma belle famille, et tout particulièrement mes beaux-parents, pour leur chaleur et leur soutien.

TABLE DES MATIERES

REMERCIEMENTS.....	I
TABLE DES MATIÈRES	IV
TABLE DES SYMBOLES	VII
TABLE DES ABRÉVIATIONS.....	XI
INTRODUCTION GÉNÉRALE	1
CHAPITRE I : LES DÉFAUTS INDUITS PAR IMPLANTATION IONIQUE DANS LE SILICIUM.....	3
I.A) LES DIFFÉRENTS TYPES DE DÉFAUTS DU SILICIUM	5
I.A.1) <i>Les défauts ponctuels</i>	5
I.A.2) <i>Les agglomérats (ou clusters)</i>	6
I.A.3) <i>Les défauts {113}</i>	7
I.A.4) <i>Les défauts {111} de type rodlike</i>	8
I.A.5) <i>Les boucles de dislocations</i>	8
I.A.6) <i>Autres types de défauts</i>	9
I.B) GÉNÉRATION ET ÉVOLUTION DES DÉFAUTS INDUITS PAR IMPLANTATION IONIQUE	10
I.B.1) <i>Origine des défauts</i>	10
I.B.1.(a) <i>Origine des défauts ponctuels hors équilibre</i>	10
I.B.1.(b) <i>Origine des défauts étendus</i>	14
I.B.2) <i>Croissance et stabilité des défauts</i>	16
I.B.2.(a) <i>Stabilité des défauts</i>	16
I.B.2.(b) <i>Croissance des défauts : cinétique de maturation d'Ostwald</i>	18
I.B.3) <i>Dissolution des défauts</i>	19
I.C) LES EFFETS DES DÉFAUTS	21
I.C.1) <i>Diffusion à l'équilibre</i>	21
I.C.1.(a) <i>Les mécanismes atomiques</i>	23
I.C.2) <i>Diffusion hors équilibre</i>	27
I.C.2.(a) <i>La diffusion accélérée et transitoire (TED)</i>	28
I.C.2.(b) <i>Influence du niveau de Fermi</i>	29
I.C.2.(c) <i>Influence du champ électrique induit</i>	30
I.C.3) <i>Manifestations des effets des défauts sur les propriétés électriques des composants</i>	31
I.C.3.(a) <i>Rappel : fabrication des zones dopées</i>	31
I.C.3.(b) <i>Les effets de canaux courts : direct, inverse et DIBL</i>	33
I.C.3.(c) <i>Résistance</i>	35
I.C.3.(d) <i>Fuites</i>	36
I.D) CONCLUSION.....	36
CHAPITRE II : LIMITATIONS DES MOYENS DE CARACTÉRISATION & ALTERNATIVES	37
II.A) RÉPARTITION CHIMIQUE DES IMPURETÉS	39
II.A.1) <i>L'analyse SIMS</i>	40
II.A.1.(a) <i>Principe de la mesure</i>	40
II.A.1.(b) <i>Performances de la technique</i>	41
II.A.1.(c) <i>Limitations pour les jonctions ultrafines</i>	41

II.A.1.(d) Précautions pour les jonctions ultrafines	44
II.A.2) <i>Sonde atomique</i>	46
II.A.2.(a) Principe de la technique	46
II.A.2.(b) Performances de la technique	47
II.A.2.(c) Points d'amélioration	48
II.B) ACTIVATION DES DOPANTS	48
II.B.1) <i>Résistance carrée par méthode 4 pointes</i>	48
II.B.1.(a) Principe de la méthode	48
II.B.1.(b) Performances de la technique.....	49
II.B.1.(c) Limitation pour les jonctions fines	50
II.B.2) <i>Prospection d'alternatives auprès des fournisseurs</i>	54
II.B.3) <i>Résistance carrée par méthode sans contact</i>	55
II.B.3.(a) Principe de la méthode	55
II.B.3.(b) Performances de la technique.....	56
II.B.3.(c) Points d'amélioration.....	57
II.C) LOCALISATION ET QUANTIFICATION DES DÉFAUTS.....	57
II.C.1) <i>Méthodes non destructives</i>	58
II.C.1.(a) Thermaprobe.....	58
II.C.1.(b) Ellipsométrie spectroscopique.....	60
II.C.2) <i>Méthodes destructives</i>	64
II.C.2.(a) Evaluation de diverses techniques.....	64
II.C.2.(b) MET en mode WBDF	65
II.D) CONCLUSION	73
CHAPITRE III : INGÉNIERIE DES DÉFAUTS.....	75
III.A) L'IMPLANTATION	78
III.A.1) <i>Paramètres de l'implantation : le flux d'implantation</i>	78
III.A.1.(a) Rappels du fonctionnement d'un implantateur et différences entre l'implanteur multiplaque et monoplaque	78
III.A.1.(b) Problématique	80
III.A.1.(c) Procédure expérimentale.....	81
III.A.1.(d) Résultats.....	83
III.A.1.(e) Discussion	86
III.A.1.(f) Conclusion.....	87
III.A.2) <i>Le dopant usuel de type p (B)</i>	88
III.A.2.(a) Le choix du carbone parmi les autres espèces	88
III.A.2.(b) Optimisation de la co-implantation Ge + C pour réduire la diffusion du bore	91
III.A.2.(c) Intégration de la co-implantation Ge+ C pour les source-drain du PMOS. 98	
III.A.3) <i>Les dopants usuels de type n (As et P)</i>	107
III.A.3.(a) Comportement de différentes combinaisons d'implantation d'arsenic et de phosphore	107
III.A.3.(b) Optimisation des conditions d'implantation pour réduire la diffusion du phosphore	112
III.A.3.(c) Effet du carbone sur l'arsenic	120
III.A.3.(d) Intégration de la co-implantation du carbone pour les source-drain des NMOS	123
III.B) LES DÉPÔTS : INTERACTION ENTRE LES MATÉRIAUX DES ESPACEURS ET LES EXTENSIONS ET POCHEs NMOS ET PMOS	129
III.B.1) <i>Procédure expérimentale</i>	130

<i>III.B.2) Résultats</i>	131
<i>III.B.3) Discussion</i>	133
III.B.3.(a) Recristallisation pendant les dépôts	133
III.B.3.(b) Profils de bore	134
III.B.3.(c) Profils de phosphore.....	136
III.C) LE RECUIT D'ACTIVATION.....	136
III.D) CONCLUSION	138
CONCLUSION GÉNÉRALE	141
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES	145
LISTE DES PUBLICATIONS PERSONNELLES	157

TABLE DES SYMBOLES

Symbole	Signification
---------	---------------

A, α

a	Paramètre de maille
A	Impureté en site substitutionnelle (active si c'est un dopant)
[A]	Concentration du dopant A
A_i	Impureté en site interstitiel
[AI]	Concentration des paires AI
[AI]^{moy}	Concentration moyenne des paires AI sur un intervalle de temps
[AV]	Concentration des paires AV
[AV]^{moy}	Concentration moyenne des paires AV sur un intervalle de temps

B, β

B	Champ magnétique Vecteur de Burger (§II.C.2.(b))
----------	---

C, χ

C_(x,t)	Concentration des dopants à une profondeur x dans le substrat à l'instant t
C_t^{max}	Concentration du pic du profil des impuretés à l'instant t

D, δ , Δ

d_{AV}	Coefficient de diffusion des paires AV
d_{AI}	Coefficient de diffusion des paires AI
D	Coefficient de diffusion
D₀	Terme pré exponentiel du coefficient de diffusion
D_A[*]	Coefficient de diffusion à l'équilibre du dopant A
D_A^{moy}	Coefficient de diffusion moyen sur un intervalle de temps
D_{AI}[*]	Coefficient de diffusion à l'équilibre du dopant A suivant le mécanisme interstitiel
D_{AV}[*]	Coefficient de diffusion à l'équilibre du dopant A suivant le mécanisme lacunaire
D^{eff}	Coefficient de diffusion tenant compte du champ électrique de charge d'espace
d_{hkl}	Distance entre deux plans cristallographiques (hkl)
$\delta M/M$	Résolution en masse
δR	Épaisseur de la gaine recristallisée pendant τ
Δ	Différence de phase entre la lumière polarisée incidente et la lumière polarisée réfléchie induite par la réflexion sur un échantillon plan
ΔR	Composante périodique de la réflexion du laser sonde du Termprobe due à la modulation induite de l'indice de réfraction (§II.C.1.(a))
ΔD_A	Coefficient de diffusion du dopant A normalisé à sa valeur à l'équilibre
$\Delta[I]$	Sursaturation d'interstitiels de silicium normalisée à leur concentration à l'équilibre
ΔR_p	Ecart type du profil implanté des impuretés

E, ε

e	Épaisseur (§II.B.1.(a)) Charge élémentaire de l'électron
E_a	Énergie d'activation

Symbole	Signification
E_i	Champ électrique de l'onde incidente plane utilisée pour l'ellipsométrie
E_f	Energie de formation par interstitiel d'un défaut c'est-à-dire l'énergie nécessaire pour ajouter un atome au défaut.
E_F	Niveau de Fermi
E_L	Position du niveau profond introduit par le défaut
E_p	Composante parallèle du champ électrique de l'onde incidente plane utilisée pour l'ellipsométrie
E_s	Composante perpendiculaire du champ électrique de l'onde incidente plane utilisée pour l'ellipsométrie
F, ϕ	
f_I	fraction interstitielle
f_V	fraction lacunaire
G, γ	
g_{hkl}	Noeud du réseau réciproque représentant une famille de plan (hkl)
H, η	
h	facteur d'accélération de la diffusion lié au champ électrique de charge d'espace
I, ι	
I	Interstitial de silicium
[I]	Concentration d'interstitiels de silicium
[I]*	Concentration d'interstitiels de silicium à l'équilibre thermodynamique
I_D	Courant de drain
I_{off}	Courant entre la source et le drain pour un transistor en mode bloqué (fuites)
I_{on}	Courant entre la source et le drain pour un transistor en mode passant
[I]^{moy}	Concentration d'interstitiels de silicium moyenne sur un intervalle de temps
J, ϕ	
J	Flux du faisceau d'implantation ionique
K, κ	
k	Constante de Boltzmann
K	Coefficient sans dimension caractéristique de la géométrie bidimensionnelle des pointes de la sonde de mesure de résistance carrée.
K₀	vecteur d'onde incident, origine de la sphère d'Ewald
L, λ	
L	Longueur de grille Longueur de la piste conductrice (§II.B.1.(a)) Longueur de la Caméra (§II.C.2.(b))
L_{eff}	Longueur effective du canal
M, μ	
m, M	Masse
μ	mobilité des porteurs

Symbole	Signification
N, ν	
n	Taille du défaut (§I.B.2.(b)) Concentration de porteurs (§I.C.1.(a) et §II.B.1.(c)) Ordre de diffraction (nombre entier) (§II.C.2.(b)) Charge de l'ion (§III.A.1.(a)) Nombre de plaques implantées (§III.A.1.(c))
n_i	Concentration de porteurs intrinsèque
μ	Mobilité des porteurs
Q, θ	
q	Charge
Q	Dose implantée
θ	Demi-angle entre la direction des rayons incidents et celle des rayons diffractés par un plan cristallographique (§II.C.2.(b) – Loi de Bragg) Angle de rotation de l'échantillon (§II.C.2.(b) – Lignes de Kikuchi)
R, ρ	
R	Composante continue de la réflexion du laser sonde du Termaprobe (§II.C.1.(a)) Rayon de courbure (§III.A.1.(a))
R_0	Rayon amorphisé initial autour de la trajectoire de l'ion
R_{\square}	Résistance carrée
R_{canal}	Résistance du canal
R_{cont}	Résistance de contact
R_{ext}	Résistance des extensions
r_p	Coefficient de réflexion de l'échantillon pour une polarisation parallèle au plan d'incidence
R_p	Profondeur du pic du profil implanté des impuretés (<i>Projected Range</i>)
R_{recouv}	Résistance de recouvrement des extensions sous la grille
r_s	Coefficient de réflexion de l'échantillon pour une polarisation perpendiculaire au plan d'incidence
$R_{S/D}$	Résistance de la jonction source-drain
ρ	Résistivité (§II.B.1.(a)) Rapport entre les composantes parallèle et perpendiculaire du coefficient de réflexion de l'échantillon
S, σ	
s	Ecart à la loi de Bragg
S	Surface
\bar{S}	Sursaturation d'interstitiels de silicium
S_{surf}	Sursaturation d'interstitiels de silicium à la surface du silicium
T, τ	
τ, t	Durée
T	Température
$\tan \psi$	Rapport des modules des composantes parallèle et perpendiculaire du coefficient de réflexion de l'échantillon
V, v	
V	Lacune Tension appliquée (§III.A.1.(a))

Symbole	Signification
V^0	Lacune neutre
V^-	Lacune chargée négativement
$[V]$	Concentration de lacunes
$[V^0]$	Concentration de lacunes neutres
$[V^-]$	Concentration de lacunes chargées négativement
$[V]^*$	Concentration de lacunes à l'équilibre thermodynamique
V_D	Polarisation de drain
V_{DD}/V_{dd}	Tension d'alimentation
V_G	Polarisation de l'électrode de grille
V_{in} & V_{out}	Signal photovoltaïque mesuré sur les électrodes de la sonde de mesure de résistance carrée sans contact (permettent de remonter à la valeur de la résistance carrée)
$[V]^{moy}$	Concentration de lacunes moyenne sur un intervalle de temps
V_{th}	Tension de seuil
$[V^{tot}]$	Concentration totale de lacunes

W, ω

W	Largeur de la grille
	Largeur de la piste conductrice (§II.B.1.(a))
W_{ZCE}	Largeur de la zone de charge d'espace

X, ξ

x	Déplacement des lignes de Kikuchi
X	Désigne un type de défaut ponctuel (soit I, soit V)
$[X]$	Concentration de défaut ponctuel (soit I, soit V)
$[X]^*$	Concentration de défaut ponctuel (soit I, soit V) à l'équilibre thermodynamique
X_j	Profondeur de jonction

TABLE DES ABRÉVIATIONS

Abréviation	Développement	Signification
B		
BIC	<i>Boron Interstitial Clusters</i>	Agglomérat de bore et d'interstitiels
E		
EOR	<i>End of Range</i>	Défauts de fin de parcours
F		
FIB	<i>Focused Ion Beam</i>	Sonde ionique focalisée
G		
GI-SAXS	<i>Grazing-Incidence Small Angle X-ray Scattering</i>	Diffusion des rayons X en angle faible et en incidence rasante
GI-XRD	<i>Grazing Incidence X-Ray Diffraction</i>	Diffraction des rayons X en incidence rasante
L		
LDD	<i>Lightly Doped Drain</i>	Extension des source-drain
LED	<i>Light-Emitting Diode</i>	Diode électroluminescente
LPCVD	<i>Low Pressure Chemical Vapor Deposition</i>	Procédé de dépôt basse pression
M		
MET	<i>Microscopie Electronique en Transmission</i>	
P		
PAI	<i>PreAmorphization Implantation</i>	Implantation réalisée pour pré-amorphiser le silicium avant une autre implantation.
PECVD	<i>Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition</i>	Procédé de dépôt assisté par plasma
R		
RSCE	<i>Reverse Short Channel Effect</i>	Effet de canal court inverse
S		
SCE	<i>Short Channel Effect</i>	Effet de canal court direct
SD	<i>Source-Drain</i>	Zones dopées source et drain
SIMS	<i>Secondary Ion Mass Spectroscopy</i>	Spectroscopie de masse d'ions secondaires
SPER	<i>Solid Phase Epitaxial Regrowth</i>	Reconstruction par épitaxie en phase solide
T		
TED	<i>Transient Enhanced Diffusion</i>	Diffusion accélérée et transitoire
W		
WBDF	<i>Weak Beam Dark Field</i>	Mode champ sombre et faisceau faible du MET
Z		
ZCE	<i>Zone de Charge d'Espace</i>	

INTRODUCTION GENERALE

La microélectronique est présente dans notre quotidien : nos ordinateurs, nos décodeurs, nos téléphones, nos automobiles ... Nous demandons à tous ces objets d'avoir toujours plus de fonctionnalités, d'être plus petits/légers, plus performants, moins chers... Pour cela, les technologues conçoivent des circuits intégrés de plus en plus complexes et de plus en plus petits. Le composant élémentaire de ces circuits est le transistor. A chaque nouvelle technologie (tous les 2 ans environs), ses dimensions verticales et horizontales sont réduites pour que la surface d'un circuit donné soit la moitié de celle de la technologie précédente. Ainsi, changer de technologie nécessite toujours plus de contrôle des procédés de fabrication. De plus, des aspects jusque-là secondaires deviennent prépondérants. Aujourd'hui, le défi n'est plus seulement d'augmenter les performances mais aussi de réduire les fuites de courant.

Le dopage est une étape clé de la fabrication des composants. De la quantité de dopants actifs dans le silicium vont dépendre les propriétés électriques du composant. Les zones dopées sont toujours réalisées par implantation ionique car ce procédé possède de nombreux avantages. En effet, il est rapide et homogène, s'applique à tout type de substrat, peut traverser des couches fines d'isolant (SiO_2 , Si_3N_4 ...), permet un contrôle très précis de la quantité et de la distribution en profondeur des ions implantés. Toutefois, il génère des défauts qui assistent la diffusion des dopants (donc réduisent le contrôle dimensionnel) et qui sont la source de fuites de courant. Par la suite, il est nécessaire de rendre les dopants actifs par un recuit à température élevée. Si cette étape est suffisamment longue, elle répare une partie des dommages, mais permet aux dopants de diffuser rapidement.

L'évolution de la microélectronique tend vers l'augmentation des niveaux de dopages pour diminuer la résistance et vers la réduction des bilans thermiques pour diminuer la diffusion et améliorer la stabilité des matériaux. Malheureusement, l'augmentation des niveaux de dopage rend le contrôle de la diffusion très difficile, non seulement parce qu'un plus grand nombre de défauts est généré lors de l'implantation, mais également parce que le coefficient de diffusion dépend du niveau de Fermi. La réduction des bilans thermiques améliore le contrôle de la diffusion mais l'activation, bornée par la limite de solubilité qui dépend de la température, doit être augmentée par l'ajout d'un recuit milliseconde (non diffusant) à très haute température (1200°C ou plus). Dans ces conditions, les défauts

demeurent en plus grande quantité car ils ont besoin de diffuser pour être annihilés. L'objectif de cette thèse est de réduire les défauts d'implantation ou leur impact sur les caractéristiques électriques des composants. Pour cela, il est nécessaire de comprendre le positionnement des dopants et des défauts après implantation ainsi que leur évolution lors du procédé de fabrication (dépôts, et recuits ultérieurs).

Dans un premier chapitre, nous décrirons les différents types de défauts connus et les mécanismes proposés dans la littérature pour leur évolution. Nous expliquerons leurs effets sur la diffusion des dopants et sur les caractéristiques électriques du composant. Dans le deuxième chapitre, nous aborderons les différents moyens de caractériser les jonctions fines (distribution chimique, activation électrique et défauts induits). Notamment, nous discuterons des limites de chaque technique pour les jonctions inférieures à 30 nm et nous présenterons des alternatives possibles. Enfin, dans le troisième chapitre, nous présenterons nos travaux visant à une meilleure compréhension des mécanismes impliqués dans la génération et la neutralisation des défauts induits par l'implantation des dopants usuels (bore, arsenic et phosphore). Pour cela nous aborderons successivement les étapes du procédé de fabrication impliquées : l'implantation, les dépôts et le recuit d'activation.

CHAPITRE I :

LES DEFAUTS INDUITS PAR IMPLANTATION IONIQUE DANS LE SILICIUM

*“Nous ne pouvons parler franchement de nos défauts
qu'à ceux qui reconnaissent nos qualités.”*
André Maurois

Comme il faut connaître l'ennemi pour le combattre, cette section nous apportera les bases concernant les défauts induits par implantation ionique. Tout d'abord nous présenterons les différents types de défauts que nous pourrions rencontrer. Ensuite, nous nous intéresserons à la manière dont ils sont générés et dont ils peuvent évoluer. Enfin, nous expliquerons les effets qu'ils ont sur les dopants et les paramètres électriques du transistor.

I.A) Les différents types de défauts du silicium

On appelle *défaut* toutes les anomalies du réseau cristallin de silicium. La Figure 1 les recense tous. Nous allons les décrire en commençant par les plus petits et en terminant par les plus gros. Pour de plus amples détails, le lecteur pourra se reporter aux travaux de Takeda & al [1, 2, 3, 4] ou des laboratoires LAAS et CEMES de Toulouse [5, 6, 7].

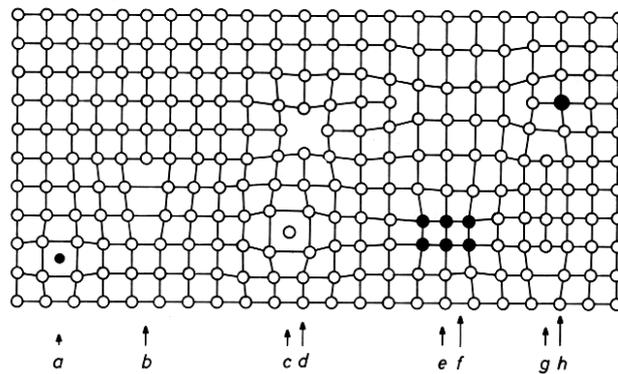


Figure 1 : *a) Impureté interstitielle, b) Dislocation coin, c) Auto interstitiel, d) Lacune, e) Précipité d'impuretés, f) Boucle de dislocation de type lacunaire, g) Boucle de dislocation de type interstitielle, h) Impureté en site substitutionnel [8]*

I.A.1) Les défauts ponctuels

Les défauts ponctuels sont les défauts élémentaires. Ils n'ont pour origine qu'un ou deux atomes mais ils déforment le réseau périodique du Si à plus longue distance. On peut les trouver à l'équilibre thermodynamique ou hors équilibre. Plusieurs traitements peuvent être à l'origine de défauts ponctuels hors équilibre comme l'implantation ionique.

L'atome peut être une impureté ajoutée dans un site du réseau ou un atome déplacé de son site. Dans le cas où cet atome est inséré en dehors des sites du réseau, on parle d'*auto-interstitiel* si c'est un atome de Si ou d'*impureté interstitielle* (Figure 1.a & c). Par abus de langage, les auto-interstitiels seront par la suite appelés interstitiels (I) et nous préciserons si

ce sont des impuretés le cas échéant. Dans le cas où l'atome a quitté un site du réseau et a laissé un site vacant, ce site est nommé *lacune* (V) (Figure 1.d).

Ces défauts sont souvent sous la forme d'une paire lacune-interstitiel nommée *paire de Frenkel* mais ils peuvent également s'apparier pour former une paire *di-interstitielle* ou *bilacune*.

On recense plusieurs configurations de défauts interstitiels dans la littérature. On peut les séparer en deux familles : les configurations X, S et B (Figure 2.c & d) où l'atome interstitiel est inséré dans une liaison et les configurations T et H (Figure 2.a & b) où l'interstitiel est placé dans une région à faible densité électronique.

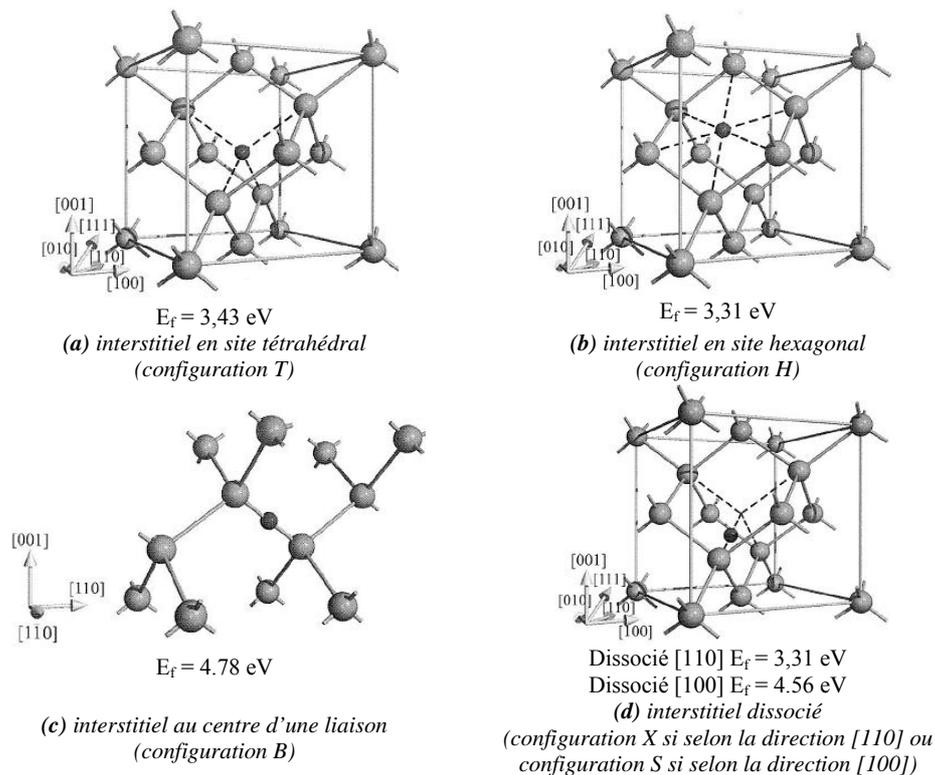


Figure 2 : Différentes configurations possibles pour un interstitiel dans le réseau de Si cristallin [9] et énergies de formation de ces configurations [10].

I.A.2) Les agglomérats (ou *clusters*)

Les agglomérats regroupent jusqu'à quelques dizaines d'atomes. Il existe des tailles de plus grande stabilité thermodynamique appelées tailles *magiques*. Pour les interstitiels de silicium ces agrégats sont composés de 2, 4 ou 8 atomes [11, 12, 13]. Il existe également des agglomérats mixtes composés d'interstitiels de silicium et d'impuretés. Parmi eux, on recense

notamment les agglomérats bore-interstitiels (BIC pour *Boron Interstitial Clusters*) connus pour immobiliser le pic du profil implanté de bore et pour être à l'origine de sa désactivation.

I.A.3) Les défauts {113}

Ces défauts comprennent généralement de quelques dizaines à quelques centaines d'interstitiels. De forme allongée, ils se positionnent sur les plans {113} et sont orientés suivant la direction $\langle 110 \rangle$. Leur vecteur de Burgers est compris entre $a/25 \langle 116 \rangle$ et $a/20 \langle 116 \rangle$ où a est le paramètre de maille [2]. Le vecteur de Burgers se définit comme étant le vecteur nécessaire à boucler un circuit initialement fermé dans le cristal parfait et qui se trouve ouvert lorsqu'il enlace la ligne de dislocation (Figure 3). Ce vecteur n'est pas quelconque dans un cristal mais représente une translation du réseau.

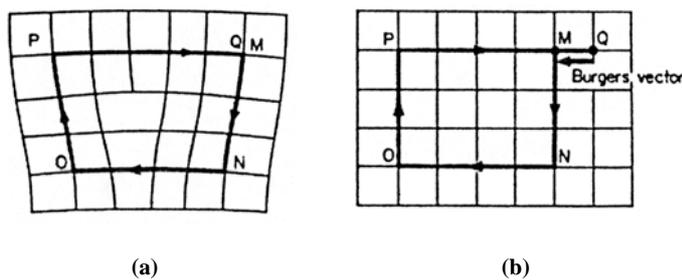


Figure 3 : (a) Circuit de Burgers autour d'une dislocation (b) le même circuit dans un cristal parfait. L'erreur de fermeture détermine le vecteur de Burgers.

On compte au moins deux morphologies de défauts {113} : les défauts *plans* ou *linéaires* (Figure 4.a) et les défauts *zig-zag* ou *rod-like* (Figure 4.b) [14, 16]. Ces derniers sont énergétiquement plus favorables, ce sont donc ceux qu'on rencontre le plus souvent.

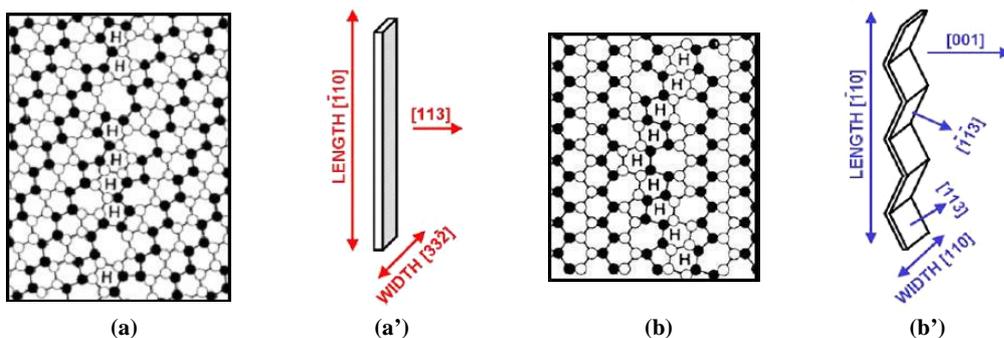


Figure 4 : Projection $\langle 011 \rangle$ de la structure du défaut {113} : a) plan, b) zig-zag a' & b') Schémas du défaut correspondant montrant les directions cristallographiques. [15] adapté de [16].

On peut voir sur les schémas (a) & (a') de la Figure 4 la projection sur le plan $\langle 011 \rangle$ de la chaîne d'interstitiels supplémentaire formant le défaut $\{113\}$ linéaire. Elle provoque des structures unitaires de 5, 6 ou 7 atomes avec une périodicité $a/4 \langle 110 \rangle$. Les interstitiels appartiennent à la structure composée de 6 atomes (représentée par H sur les Figure 4.a et b) qui n'appartient plus à un arrangement de type diamant comme dans le cristal parfait mais à une structure de type würtzite. Les bâtonnets sont séparés par des structures composées de 8 atomes. La densité en interstitiels de ces défauts est d'environ 5 at/nm².

Pour les défauts $\{113\}$ linéaires, les chaînes d'interstitiels s'arrangent suivant la direction $\langle 332 \rangle$ à très courte distance et se terminent par des structures unitaires de 5 ou 7 atomes, donc sans liaison pendante. Pour les défauts $\{113\}$ zig-zag, représentés sur les schémas (b) & (b') de la Figure 4, les interstitiels ajoutés allongent le défaut dans la direction $\langle 110 \rangle$ (Figure 5), plus favorable énergétiquement car terminée par des liaisons pendantes.

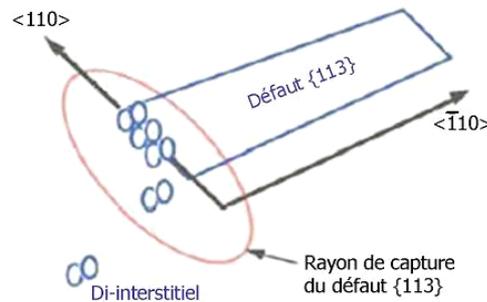


Figure 5 : Schéma montrant l'agglomération des di-interstitiels allongeant le défaut $\{113\}$ dans la direction $\langle 110 \rangle$. [18]

I.A.4) Les défauts $\{111\}$ de type *rodlike*

Les défauts $\{111\}$ de type *rodlike* sont allongés dans la direction $\langle 110 \rangle$ mais habitent le plan $\{111\}$ avec un vecteur de Burgers $a/3 \langle 111 \rangle$. Ils sont plus gros et plus stables que des défauts $\{113\}$ mais moins que des boucles de dislocation. Ils sont considérés comme l'étape intermédiaire de la transformation des défauts $\{113\}$ en boucles de dislocation fautes [17].

I.A.5) Les boucles de dislocations

Les boucles de dislocations peuvent contenir de quelques centaines à plusieurs millions d'interstitiels. Ce sont les plus répandus des défauts de fin de parcours (ou EOR pour *End of Range*). Elles ont deux dimensions entre deux plans $\{111\}$. Il existe deux types de boucles de dislocation [18, 19, 20]:

- les boucles fautées ou « boucles de Franck » (Figure 6.a): majoritaires, de vecteur de Burgers $b = a/3 \langle 111 \rangle$. Les boucles fautées contiennent une faute d'empilement dans le plan $\{111\}$ tandis que les boucles parfaites n'en ont pas. Elles ont une forme circulaire.
- les boucles parfaites (Figure 6.b) : de vecteur de Burgers $a/2 \langle 110 \rangle$, elles sont allongée selon cette direction.

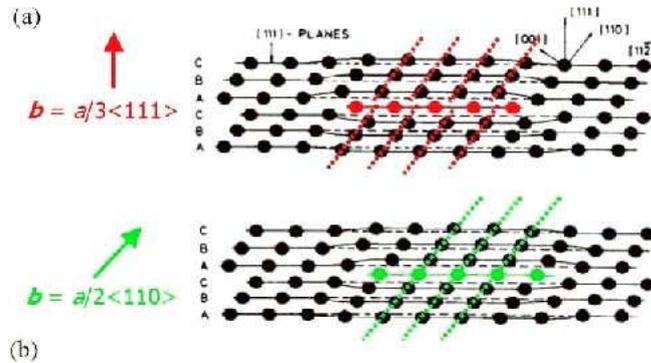


Figure 6 : Structure cristallographique d'une boucle de dislocation **a)** fautée, **b)** parfaite. Les orientation cristallines montrée en a) sont valables pour b). [15] adapté de [21].

I.A.6) Autres types de défauts

D'autres défauts plus importants peuvent être observés dans des conditions particulières. Ils sont peu présents dans le contexte qui nous intéresse, donc nous les listerons sans nous y attarder. Nous pouvons distinguer les défauts de précipitation, d'une part, et les défauts induits par une recristallisation imparfaite, d'autre part.

Les précipités apparaissent quand la limite de solubilité du dopant est dépassée. Le recuit peut dissoudre les précipités de dopants [18].

Des défauts associés à une recristallisation imparfaite durant le recuit produisent souvent des dislocations en forme de V qui apparaissent lorsque l'interface amorphe/cristal rencontre des zones microcristallines désorientées par rapport au substrat : les défauts apparaissent à l'interface amorphe/cristal et progressent dans le Si recristallisé [22, 23]. D'autres défauts apparaissent quand la couche amorphe est enterrée, entre les deux interfaces amorphe/cristal pendant le recuit. Ils sont appelés *clamshell* ou *zipper* [18]. L'utilisation du germanium pour amorphiser le substrat réduit l'apparition de ces derniers.

I.B) Génération et évolution des défauts induits par implantation ionique

I.B.1) Origine des défauts

I.B.1.(a) Origine des défauts ponctuels hors équilibre

L'ion, implanté avec une énergie donnée, va la perdre au fur et à mesure des collisions avec les atomes du matériau jusqu'à son arrêt complet. Ces collisions, à la fois primaires (dues à l'ion implanté) et secondaires (dues aux atomes déplacés), vont déplacer les atomes du réseau et donc générer des paires de Frenkel qui pourront se dissocier ou s'agglomérer. L'énergie nécessaire pour déplacer un atome de Si du réseau monocristallin est de 15 eV, transférée par collision nucléaire [24, 25]. Pendant la cascade de collisions (10^{-12} - 10^{-13} s), le matériau se relaxe, recombinaison des défauts pour ne laisser qu'une fraction des défauts initialement créés. Cette probabilité de recombinaison, et donc le nombre de défauts résiduels après implantation, dépend principalement :

- de la masse de l'ion implanté : le profil de défaut se trouve plus près de la surface que le profil ionique pour un ion léger,
- de l'énergie d'implantation : la quantité de désordre augmente linéairement avec l'énergie d'implantation pour une taille d'ion donnée,
- de la dose : à taille d'ion égale, une plus forte dose crée plus de défauts,
- de la température de la cible : plus la température est élevée, plus le nombre de défauts résiduels est faible.

Les distributions des deux types de défauts élémentaires sont, par conséquent, plus ou moins distinctes selon la masse et l'énergie de l'ion implanté. Du fait de l'ajout d'espèces implantées et de l'entraînement des atomes du réseau vers le volume, les lacunes sont en léger excès près de la surface et les interstitiels en profondeur [26].

Pendant l'implantation, les défauts commencent par se former au niveau du pic du profil gaussien des impuretés (R_p pour *Projected Range*). Quand on prolonge l'implantation, la bande de défauts s'élargit. A partir d'une certaine quantité de défauts résiduels après implantation (10% d'atomes déplacés [27] ou $1,1 \cdot 10^{22}$ interstitiels générés [28]), l'ordre à grande distance est détruit et on obtient une **couche amorphe**. Le modèle proposé par Morehead et Crowder en 1970 [29] pour la formation d'une couche amorphe est toujours valable. Il stipule que la suite d'événements résultant du bombardement ionique d'un **ion lourd** sur un solide cristallin peut être considérée comme suit. Pendant un temps $\tau \geq 10^{-9}$ s, les

atomes déplacés reforment des liaisons et changent leurs positions pour former une phase relativement stable (amorphe) de rayon R_0 autour de la trajectoire de l'ion (représenté en Figure 7). Pendant τ , les lacunes s'échappent par diffusion thermique depuis le cœur du désordre entourant la trajectoire de l'ion. Par recombinaison de ces lacunes avec les interstitiels environnant, la gaine extérieure (d'épaisseur δR , Figure 7) devient cristalline. Le rayon stable final de la région amorphe ($R_0 - \delta R$) et donc le nombre d'ions nécessaire pour leur recouvrement et la formation d'une couche amorphe continue, dépendent à la fois de la taille initiale moyenne du dommage (R_0) et de l'exodiffusion des lacunes (dépendant de la température) qui réduit sa taille d'une quantité δR . La formation des régions amorphes est locale à chaque ion et la probabilité pour que deux ions ou plus endommagent le même volume (rayon d'environ 10-50 Å) pendant τ peut être considérée comme nulle.

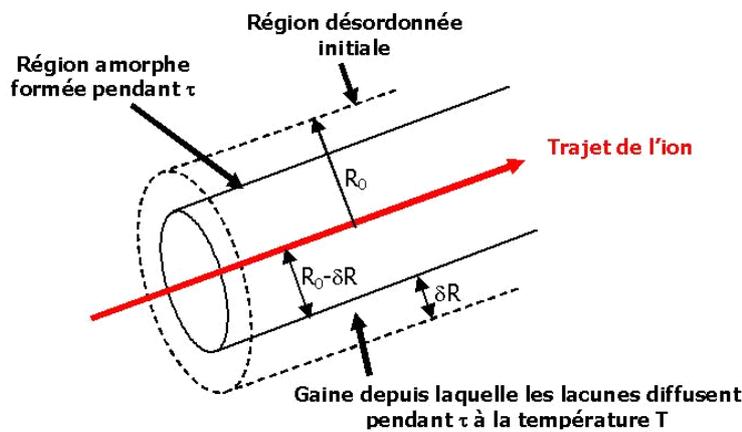


Figure 7 : Région endommagée, entourant le trajet d'un ion fortement énergétique dans un solide cristallin, idéalisée par un cylindre (pointillés). Les lacunes s'échappent de la gaine extérieure et seul le cœur (traits continus) devient amorphe. [29]

Les variables importantes pour un matériau cible donné sont le pouvoir d'arrêt nucléaire de l'ion, qui détermine R_0 , et la température de la cible, qui détermine δR . Le pouvoir d'arrêt dépend peu de l'énergie de l'ion, elle est donc d'importance secondaire et détermine principalement la largeur de la couche amorphe et pas la dose requise pour la produire. Le flux d'implantation est également à considérer car il régit la quantité de lacunes créées. Il n'est important que quand le nombre de lacunes dans le matériau cristallin entourant la région désordonnée atteint une concentration suffisante pour empêcher l'exodiffusion des lacunes depuis δR . Il sera plus critique si on se trouve à des températures où $\delta R \approx R_0$.

Le mécanisme de formation d'une couche amorphe suggère qu'il n'y a pas de limite nette à laquelle la surface implantée se transforme en couche amorphe homogène mais plutôt une série de changements graduels se produisant à partir d'une certaine fluence. Commenant au niveau du R_p de l'ion implanté par la formation de petites poches isolées de matériau amorphe, la surface du Si est progressivement convertie en une enveloppe de Si amorphe continue dans laquelle il y a des poches de Si cristallin. Le prolongement de l'implantation (augmentation de la dose) réduit le nombre et la taille des poches cristallines en même temps que la couche amorphe s'étend vers la surface et en profondeur. Un exemple de doses requises pour former une couche amorphe continue en fonction de la température est représenté en Figure 8. Pour les dopants usuels implantés dans du Si à 300K, on trouve les valeurs suivantes [29]:

- pour B : au dessus d'une dose de 2.10^{16} at/cm²,
- pour P : au dessus d'une dose de 5.10^{14} at/cm²,
- pour As : à partir d'environ 2.10^{14} at/cm².

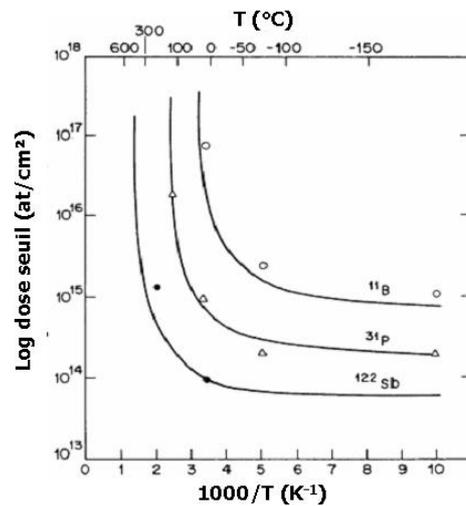


Figure 8 : Dose critique nécessaire pour former une couche amorphe continue en fonction de la température. [30]

Dans le cas d'une amorphisation provoquée par l'implantation d'ions légers, un autre modèle a été proposé par Stein et Vook [31]. Ce modèle macroscopique décrit la transition amorphe-cristal d'une manière homogène et comme étant une transition thermodynamique classique. Il stipule qu'au cours du bombardement ionique, le cristal est endommagé progressivement par collisions nucléaires, il passe par un état saturé en défauts puis se relaxe vers l'état amorphe thermodynamiquement plus stable (Figure 9). Autrement dit, lorsqu'une certaine dose critique de particules incidentes dépose une certaine densité d'énergie (E_{dc} pour

densité d'énergie critique) en collisions nucléaires dans un matériau, la transition cristal-amorphe se produit.

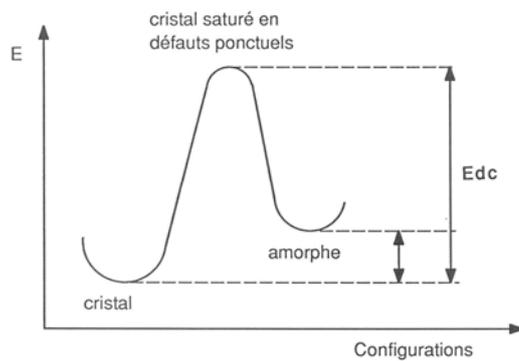


Figure 9 : Schéma énergétique de la transition amorphe-cristal [32].

Les paramètres de ce modèle sont la distribution de l'énergie de dommage en fonction de la profondeur, qui dépend du pouvoir d'arrêt nucléaire de l'ion, et la densité d'énergie critique du matériau. L'étendue de la couche amorphe est définie par la profondeur où l'énergie déposée par collision nucléaire est supérieure à E_{dc} . La Figure 10 illustre l'utilisation de ce modèle pour différentes doses implantées dans un matériau donné.

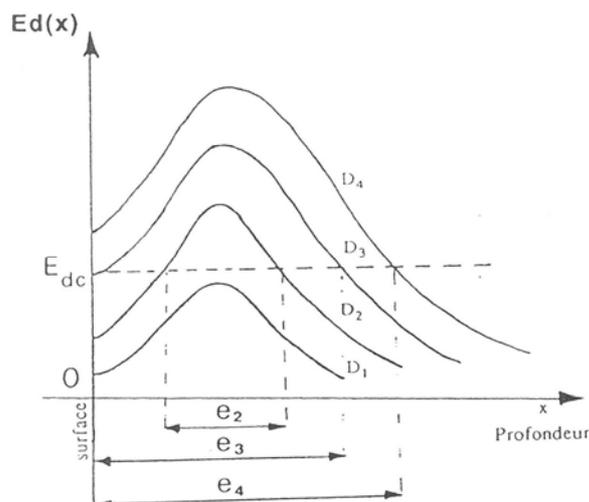


Figure 10 : Distribution de l'énergie de dommage en fonction de la profondeur pour des doses implantées $D_1 < D_2 < D_3 < D_4$. [32]

Pour une dose d'implantation D_1 , la densité d'énergie critique n'est pas dépassée. Dans ce cas, le cristal est endommagé mais pas amorphisé. Pour une dose plus élevée D_2 , E_{dc} est dépassée à une certaine profondeur. Une couche amorphe enterrée sous la surface d'épaisseur e_2 apparaît. Pour la dose D_3 supérieure à D_2 , la couche amorphe d'épaisseur e_3 débouche en

surface. Pour la dose la plus élevée D_4 , la couche amorphe d'épaisseur e_4 s'étend encore dans le volume. Toutefois, ce modèle ne fonctionne que lorsque la concentration de défauts créés dépend linéairement de l'énergie déposée en collision nucléaire donc dans le cas d'une cascade de collisions primaires à basse température (en l'absence de tout recuit).

De retour à température ambiante, on considère que la mobilité des défauts est très faible, et donc que ceux ayant survécu à l'implantation demeurent jusqu'au recuit [25]. Il est très probable que les défauts soient sous forme d'amas (di-interstiels ou bilacunes) qui se dissocient en défauts ponctuels aux tout premiers stades du recuit.

I.B.1.(b) Origine des défauts étendus

Les défauts étendus résultent du réarrangement des défauts résiduels après implantation : recombinaison des paires de Frenkel et diffusion des interstiels pour s'agglomérer. Pendant le recuit, de nombreux interstiels et lacunes se recombinaient soit à la surface, soit dans le volume du silicium. La force motrice de cette réaction est de ramener les concentrations d'interstiels et de lacune vers leur concentration d'équilibre.

Les recombinaisons en volume dans la région où les profils d'interstiels et de lacunes se chevauchent sont les plus rapides (Figure 11). Il s'en suit les recombinaisons de surface. Les lacunes, se trouvant en excès près de la surface, se recombinaient plus rapidement que les interstiels qui doivent migrer vers celle-ci. La fraction d'interstiels qui ne se recombinaient pas s'agglomère en quelques fractions de seconde, formant des agglomérats plus ou moins stables avec d'autres défauts ponctuels ou avec des impuretés. En effet, les interstiels isolés dans le matériau sont thermodynamiquement instables et s'agglomèrent pour réduire leur énergie libre.

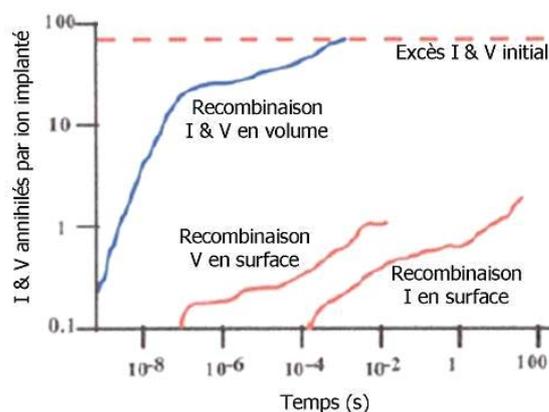


Figure 11 : Simulation Monte-Carlo de la recombinaison des interstiels et des lacunes. [33]

Le modèle expliquant l'origine des défauts étendus est le « **modèle des interstitiels en excès** ». Il fait l'hypothèse que les paires de Frenkel, générées lors de l'implantation, se recombinaient rapidement au cours du recuit même à faible température (inférieure à 500°C) [25]. Ainsi, au premier ordre, chaque ion implanté laisse un atome de silicium interstitiel en prenant sa place dans le réseau. Le nombre total d'interstitiels impliqué dans la formation des défauts (\bar{S}) est l'intégrale du profil net d'interstitiels, c'est-à-dire la différence entre les interstitiels (I) et les lacunes (V) créées par implantation, plus les interstitiels générés par l'activation des dopants A.

$$\bar{S} = \int_0^{\infty} ([I] - [V] + [A]) dx$$

Dans le cas d'une implantation amorphisante, la limite inférieure de l'intégrale n'est pas zéro (la surface) mais la profondeur de l'interface amorphe/cristal. On suppose donc qu'il n'y a pas d'interstitiels dans la couche recristallisée. En effet, pendant le recuit, la recristallisation et la croissance des défauts se font simultanément (habituellement entre 550 et 650°C [25]). La recristallisation se fait par SPER. L'interface amorphe/cristal migre vers la surface avec une vitesse donnée qui dépend de la température, du dopage et de l'orientation cristalline. Pour le silicium non dopé, l'énergie d'activation est de 2,3 eV à 2,7 eV selon les auteurs [30, 34], ce qui implique des ruptures de liaison à l'interface. Certaines impuretés ralentissent la recristallisation (O, C, N et Ar) car elles s'accrochent aux liaisons Si rompues. D'autres augmentent la vitesse de recristallisation (B, P et As) car elles affaiblissent les liaisons et augmentent leur capacité à se rompre. Comme la vitesse de recristallisation est très grande et comme le coefficient de diffusion des atomes de silicium est plus faible dans la zone amorphe que dans la zone cristalline, la sursaturation d'atomes de silicium demeure à sa position initiale et des défauts se forment. Ce sont les défauts de fin de parcours (EOR pour *End of Range*). Le nombre total d'atomes de Si agglomérés en défauts est égale au nombre de Si en excès derrière l'interface. [14, 15, 28, 35, 36, 37]

Le « modèle +1 » est un cas particulier du modèle d'interstitiels en excès. Ce modèle fonctionne pour les implantations non amorphisantes d'ions légers car la séparation entre les interstitiels et les lacunes est faible [14]. Dans ce cas, la recombinaison des paires de Frenkel est considérée comme totale ($[I]-[V] = 0$) et il ne reste après recombinaison que les interstitiels laissés par la mise en site substitutionnel de l'ion implanté ($\bar{S} = \int_0^{\infty} [A] dx$). La réparation du réseau se fait par génération et diffusion de défauts ponctuels. L'énergie

d'activation est de 5 eV (correspondant à l'auto-diffusion du Si) et nécessite des températures supérieures à 900°C pour ôter tous les défauts [18, 38].

D'après les valeurs des énergies d'activation à la recristallisation données par ces deux modèles, on comprend qu'il est plus facile de réparer une couche totalement amorphisée qu'une couche partiellement endommagée. Toutefois, la recristallisation laisse une bande de défauts EOR en arrière de l'interface amorphe/cristal. Ces défauts vont croître ou disparaître au cours du recuit.

I.B.2) Croissance et stabilité des défauts

Au cours du recuit, les agglomérats vont croître en défauts {113} de plus en plus gros, puis en boucles de dislocation de plus en plus grosses. La structure du défaut va dépendre de sa stabilité et sa croissance est régie par un mécanisme de maturation d'Ostwald [39]. La cinétique de cette évolution va dépendre du nombre d'interstitiels de départ (plus il y a d'interstitiels, plus les défauts vont être gros) et de la température du recuit (plus la température est élevée, plus l'évolution des défauts sera rapide). Plus le recuit est long et plus nous irons loin dans le processus de transformation. Le type de défaut rencontré en fonction de la dose implantée et de la durée du recuit est schématisé en Figure 12.

Cette évolution est en compétition avec le mécanisme de dissolution des défauts qui aura lieu plus facilement si il y a moins de défauts, si la température ou la durée de recuit est élevée et si la surface est proche.

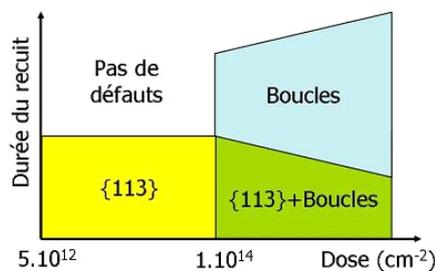


Figure 12 : Diagramme schématisé du comportement des défauts {113} pendant le recuit en fonction de la dose implantée et du bilan thermique pour du silicium implanté à une énergie entre 20 et 150 keV [40].

I.B.2.(a) Stabilité des défauts

La nature cristallographique des défauts change au cours des recuits de manière à minimiser l'énergie totale du système. Ceci est contrôlé par l'énergie de formation par

interstitiel (E_f) inclus dans le défaut, c'est-à-dire l'énergie nécessaire pour ajouter un atome au défaut (Figure 13).

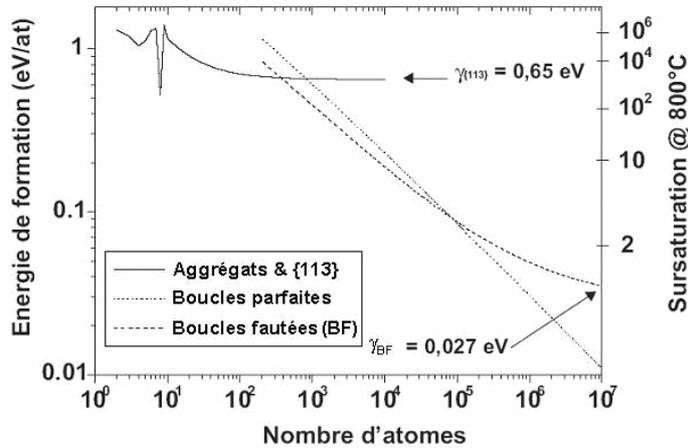


Figure 13 : Energie de formation (axe de gauche) des différents types de défauts en fonction du nombre d'atomes qu'ils contiennent. Les sursaturations d'interstitiels en équilibre correspondantes sont chiffrées sur l'axe de droite. [41]

Initialement, l'énergie de formation par interstitiel des défauts est celle d'un interstitiel qui prend la forme d'un agrégat au fur et à mesure qu'il capte d'autres interstitiels. L'énergie de formation de ces agrégats oscille autour de minima d'énergie correspondant à des tailles de 4 et 8 atomes très stables mis en évidence pour la première fois par Cowern et al [12], puis d'autres travaux ont montré un bon accord avec leurs résultats [5, 13, 42].

A partir de 12 atomes environ, l'énergie de formation par interstitiel atteint 0,8 eV ce qui correspond à l'énergie de formation attendue pour de petits défauts {113}. Une fois formés, l'énergie de formation décroît lentement jusqu'à tendre vers une limite asymptotique de 0,65 eV : ils croissent en taille et diminuent en densité suivant un mécanisme de maturation d'Ostwald (décrit dans le paragraphe §I.B.2.(b)).

Les plus petites boucles de dislocation fautées (environ 200 atomes) se forment à une énergie 0,8 eV, puis l'énergie de formation diminue rapidement quand leur taille augmente. Pour des défauts de 400 atomes environ, les défauts {113} (de l'ordre de 20 nm de long) et les boucles de dislocation fautées se forment à la même énergie. Au-delà de cette taille de défauts, la structure des {113} se réarrange progressivement pour prendre la forme des boucles de dislocation [43]. Le processus de transformation passe par les défauts d'empilement {111} [14]. Pour des tailles de défauts inférieures à 80 nm, les boucles de dislocation fautées sont plus stables que les boucles de dislocation parfaites. En cas de

coexistence des deux types de boucles, les boucles parfaites vont disparaître au cours du recuit au profit des boucles fautées. Ce phénomène est accentué par une injection d'interstitiels provenant de la surface (dans le cas d'une oxydation, par exemple [6]). Toutefois, il a été montré [6] que si le nombre d'interstitiels est très élevé cette stabilité relative peut changer : pour des tailles de défauts importantes (supérieure à 80 nm), les boucles de dislocation parfaites sont plus stables que les boucles de dislocation fautées.

I.B.2.(b) Croissance des défauts : cinétique de maturation d'Ostwald

Ce phénomène se manifeste par des défauts qui, au cours du recuit, deviennent moins nombreux mais dont la taille augmente. Il est dû à un échange d'interstitiels entre défauts de différentes stabilités. Les défauts stables émettent lentement des interstitiels mais les capturent rapidement. Ainsi, ils grossissent au détriment des défauts moins stables et la taille moyenne des défauts augmente tandis que leur densité diminue [28, 44, 45].

Ce mécanisme de maturation d'Ostwald pilote la croissance de tous les défauts étendus, des agglomérats jusqu'aux boucles de dislocation [20]. Dans le cas des défauts {113}, les interstitiels sont captés au niveau des extrémités. Dans le cas des boucles de dislocation, les interstitiels sont captés sur toute la périphérie du défaut.

Ce mécanisme repose sur l'équation de Gibbs-Thomson [6, 14, 46] qui prévoit qu'à la température T , chaque défaut de taille n est en équilibre avec une sursaturation de Si interstitiel égale à :

$$\bar{S} = \frac{[I]}{[I]^*} = \exp\left(\frac{E_f}{kT}\right)$$

avec $[I]$ la concentration d'interstitiels, $[I]^*$ la concentration d'interstitiels à l'équilibre, k la constante de Boltzmann et E_f l'énergie de formation du défaut par interstitiel.

L'énergie de formation ne dépend que de la géométrie du défaut : elle décroît quand la taille du défaut augmente, c'est-à-dire quand il devient plus stable. Il existe donc des gradients de concentration donnant lieu à des flux d'interstitiels entre les défauts de tailles différentes (Figure 14). Comme la concentration d'interstitiels en équilibre autour d'un défaut diminue avec sa taille, les petits défauts agissent comme des émetteurs d'interstitiels tandis que les gros défauts agissent comme des récepteurs (Figure 15). Les petits défauts ont donc tendance à se dissoudre au profit des plus gros. On parle de croissance compétitive.

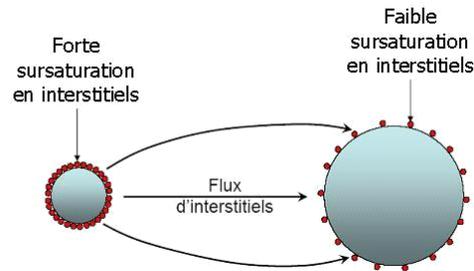


Figure 14 : Représentation schématique des échanges d'interstitiels entre deux défauts de taille différente. [42]

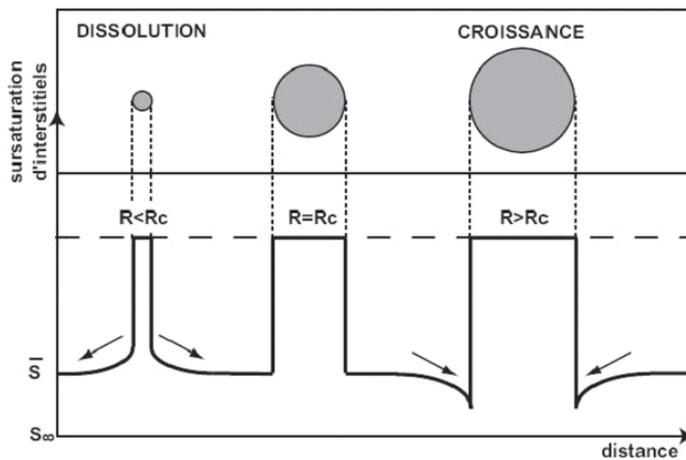


Figure 15 : Représentation schématique de la croissance d'une population de boucles de dislocation. [42]

Il faut distinguer la maturation d'Ostwald *conservative*, où le nombre d'interstitiels du système est constant, de celle *non conservative*. Lorsque la surface est loin de la bande de défauts (supérieure à 100 nm), peu de défauts vont migrer jusqu'à la surface et on aura un mécanisme conservatif. Dans le cas contraire, la surface agit comme un piège pour les interstitiels, le système perd donc des interstitiels et le mécanisme est non conservatif [6].

I.B.3) Dissolution des défauts

Les interstitiels hors équilibre dans le matériau sont, par nature, en état instable. Pendant le recuit, ils vont aisément diffuser et être piégés soit par un défaut (recombinaison avec une lacune ou mécanisme de maturation d'Ostwald), soit par la surface. La recombinaison avec les lacunes intervient surtout aux premiers instants de recuit car elles se trouvent rapidement en minorité dans le volume du matériau. La dissolution des défauts est donc régie par la surface et par tout ce qui peut accélérer la migration des interstitiels vers celle-ci.

La Figure 16 schématise l'évolution spatiale de la sursaturation d'interstitiels à proximité d'une surface. De nombreux paramètres, que nous allons commenter à partir de cette figure, vont influencer le flux d'interstitiels vers la surface et donc la dissolution des défauts. Nous considérerons qu'aucun autre piège ne vient interférer avec le flux d'interstitiel vers la surface.

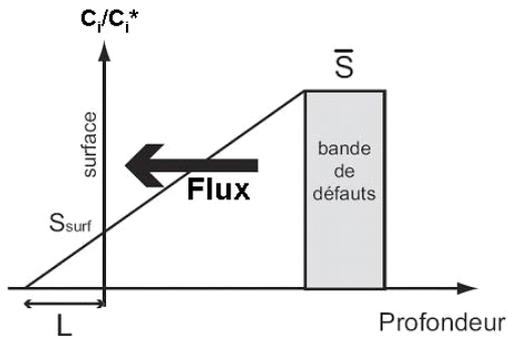


Figure 16 : Représentation schématique de l'évolution spatiale de la sursaturation d'interstitiels libres en présence d'une surface fortement recombinante [5, 42]

Tout d'abord, la capacité recombinante de la surface va jouer sur la quantité d'interstitiels à la surface (s_{surf}). Elle peut être modifiée par la présence d'un dépôt, par l'état de surface [47] ou par l'atmosphère en cours de recuit. Bien entendu, la proximité de la surface de la bande de défaut va modifier le gradient de sursaturation entre la bande de défaut et la surface. Les interstitiels auront également moins de distance à parcourir pour s'annihiler en surface.

Ensuite, la sursaturation d'interstitiels initiale (\bar{s}) va déterminer la stabilité des défauts. En effet, plus \bar{s} sera faible, plus le défaut sera gros et stable. L'énergie d'activation de dissolution des défauts $\{113\}$ est de $3,8 \pm 0,2$ eV [40, 42], ce qui est beaucoup plus faible que celle des boucles qui est d'environ 5 eV [28]. Donc en dessous d'un certain niveau de sursaturation, les $\{113\}$ peuvent se dissoudre complètement [44] et, au dessus de ce seuil, ils peuvent se transformer en boucles de dislocations plus stable et donc plus difficiles à dissoudre [18, 33, 43]. De plus, il a été montré [17] que pendant la transformation des défauts $\{113\}$ en boucles de dislocation, les interstitiels étaient essentiellement perdus au moment de la formation des défauts intermédiaires $\{111\}$. Par la suite, lors de la transformation des défauts $\{111\}$ en boucles de dislocations, le système va favoriser l'échange des interstitiels entre boucles plutôt que leur migration vers la surface.

Le dopage est également un paramètre important. En effet, dans le cas de forts dopages (supérieurs à 10^{20} at/cm³), la densité des boucles est réduite [48] car leur formation entre en compétition avec la formation d'agrégats bore-interstitiels.

Enfin, la température du recuit va évidemment jouer sur le coefficient de diffusion des interstitiels.

I.C) Les effets des défauts

Les défauts ont une influence directe sur la diffusion et l'activation des dopants. En effet, la diffusion des espèces substitutionnelles (telles que les dopants) est assistée par les défauts élémentaires. Les défauts étendus, s'ils sont présents, vont échanger des défauts ponctuels au cours des traitements. C'est donc en tant que réservoir de défauts ponctuels que nous aurons à les considérer. De plus, ils peuvent neutraliser les porteurs ou les dopants en le piégeant. Les phénomènes de diffusion sont particulièrement critiques pour le contrôle des paramètres clefs du fonctionnement du transistor. Dans cette section, nous allons détailler les différents mécanismes microscopiques de diffusion avant de montrer les effets de la diffusion et des défauts sur les propriétés électriques des composants.

I.C.1) Diffusion à l'équilibre

Si la diffusion des dopants se résumait à la résolution des équations de Fick avec un coefficient de diffusion constant, les profils des dopants seraient de types gaussiens après implantation et diffusion. La prédiction de la diffusion des profils serait une tâche aisée, limitée uniquement par la précision expérimentale du coefficient de diffusion des dopants. Mais la diffusion dans le silicium est bien plus complexe au vu du nombre de tentatives pour la modéliser quantitativement depuis le début des années 60 jusqu'à nos jours. L'idée commune à tous ces travaux est que **la position stable des dopants est en site substitutionnel et que leur migration ne peut se faire qu'à l'aide de défauts ponctuels : interstitiels ou lacunes**. Pour une plus ample description des phénomènes, le lecteur pourra se reporter à des ouvrages complets sur le sujet : références [9, 46, 49, 50].

L'approximation la plus simple pour la diffusion à l'équilibre après implantation ionique est celle de la redistribution d'un profil gaussien enterré. Elle découle de la résolution des équations de Fick traduisant le mouvement des espèces dû à un gradient de concentration. En première approximation, le profil de concentration initial des dopants est gaussien :

$$C_{(x,0)} = C_{t=0}^{\max} \cdot e^{-\left(\frac{(x-Rp)^2}{2 \cdot \Delta Rp^2}\right)}$$

avec Rp le parcours projeté moyen et ΔRp l'écart type. Lors du recuit, en considérant que la surface n'intervient pas dans la redistribution et que le coefficient de diffusion est constant, le profil obtenu au bout d'un temps t est toujours une gaussienne centrée en x = Rp donc donné par une relation analogue à la précédente mais dont la valeur maximale et l'écart type varient au cours du temps selon les lois suivantes (Figure 17):

$$C_t^{\max} = C_{t=0}^{\max} \frac{\Delta Rp_{t=0}}{\Delta Rp_t} \quad \text{et} \quad \Delta Rp_t^2 = \Delta Rp_{t=0}^2 + 2Dt$$

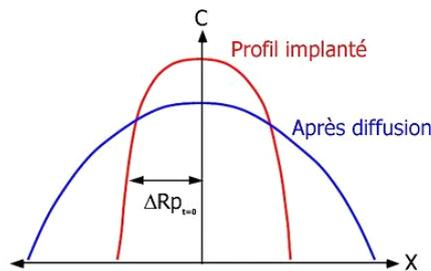


Figure 17 : Redistribution d'un profil gaussien représentant le profil implanté [33]

Seul le coefficient de diffusion dans des conditions intrinsèques est « facile » à mesurer (Figure 18). Les variations du coefficient de diffusion avec la température peuvent en général être aisément décrites par une loi d'Arrhenius :

$$D = D_0 \cdot \exp\left(-\frac{Ea}{kT}\right)$$

avec T la température, k la constante de Boltzman et Ea l'énergie d'activation. L'énergie d'activation et le terme pré-exponentiel D₀ peuvent être reliés aux paramètres physiques décrivant le saut élémentaire [50] et dépendent donc du mécanisme atomique impliqué. Nous allons les détailler dans le paragraphe suivant.

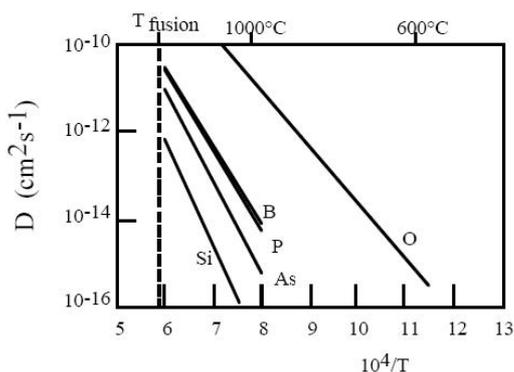


Figure 18 : Coefficients de diffusion des impuretés usuelles dans le Si intrinsèque [50]

I.C.1.(a) Les mécanismes atomiques

Les **impuretés interstitielles** sautent de proche en proche, de site interstitiel en site interstitiel et peuvent ainsi parcourir aisément des distances importantes. Ce mécanisme conduit à des coefficients de diffusion élevés. La diffusion interstitielle directe (Figure 19) est souvent ralentie par des interactions de l'espèce diffusante avec les autres impuretés présentes (formation de complexes).

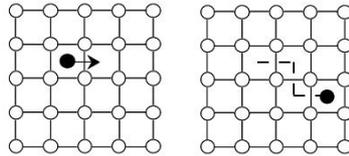


Figure 19 : Diffusion interstitielle directe : l'impureté interstitielle (noire) saute de proche en proche entre les atomes de Si (blancs) [50]

Pour une **impureté en site substitutionnel**, les principaux mécanismes de diffusion impliquant des défauts ponctuels sont :

- $A + V \leftrightarrow AV$: mécanisme de diffusion par paire dopant-lacune,
- $A + I \leftrightarrow AI$: mécanisme assisté par un auto-interstitiel,
- $A + I \leftrightarrow A_i$: mécanisme dit « kick-out »,
- $A \leftrightarrow A_i + V$: mécanisme de Franck-Turnbull.

où A représente l'impureté en site substitutionnel, A_i l'impureté en site interstitiel, V la lacune et I l'interstitiel de Si [49].

Le **mécanisme lacunaire** (Figure 20) consiste en l'échange de site entre une impureté substitutionnelle et une lacune voisine. Dans le cas le plus général, la lacune diffuse par échange avec les atomes de Si voisin jusqu'à un site voisin de l'impureté, échange son site avec l'impureté, puis s'éloigne. L'impureté doit alors attendre l'arrivée d'une autre lacune pour effectuer un saut supplémentaire. Toutefois, il arrive que la lacune reste à proximité de l'impureté grâce à une forte interaction et que la paire lacune-impureté diffuse en tant que tel dans le réseau.

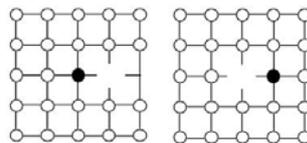


Figure 20 : Diffusion lacunaire : échange de site entre une impureté (noire) et une lacune voisine. [50]

Un cas particulier de la diffusion par paire lacune-impureté est la percolation [51]. Ce phénomène est caractéristique des fortes concentrations de dopants. Il se manifeste localement par une très forte augmentation de la diffusion. Il est responsable du plateau sur les profils de phosphore à des concentrations supérieures à $2,5 \cdot 10^{20}$ at/cm³. En effet, à de telles concentrations les paires phosphore-lacune (PV) ne peuvent plus être considérées comme des entités isolées pendant leur cycle de diffusion. Le schéma de la Figure 21 représente une lacune au voisinage d'un atome de phosphore P_1 sur la maille hexagonale du silicium. Tant que la lacune et l'atome de phosphore substitutionnel échangent alternativement leurs sites, il n'y a pas de migration du phosphore. Pour que ce soit le cas, il faut que la lacune s'éloigne de P_1 en passant par les sites 2 et 3. A ce stade elle peut soit faire le tour de la maille H_1 par les sites 2' puis 1' et échanger à nouveau sa position avec P_1 pour le faire diffuser, soit passer par les sites 4 et 5 de la maille H_2 et donc se séparer complètement de P_1 . La Figure 22 schématise l'énergie de la liaison PV pour chaque site : la paire PV sur les sites 2, 3 et 2' n'est que partiellement dissociée. Dans le cas où un atome de phosphore P_2 est situé en position de 5ème voisin par rapport à P_1 (site 5 de la maille H_2 , par exemple), les positions 3 et 4 sont équivalentes aux positions 2' et 1' respectivement. Lorsque la concentration de phosphore atteint le seuil critique de $2,5 \cdot 10^{20}$ at/cm³, la probabilité de trouver deux atomes de phosphores en position de 5ème voisin est très forte et il existe alors un chemin infini sur lequel la lacune peut se déplacer librement et ainsi faire diffuser plus facilement le dopant.

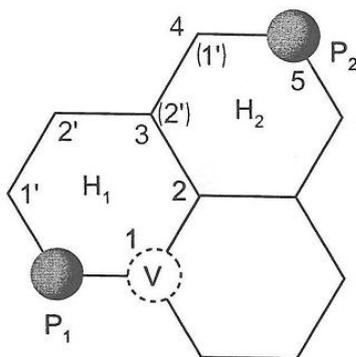


Figure 21 : Schéma des positions possibles de la lacune entre deux atomes de phosphore placés de part et d'autre de 2 mailles hexagonales du silicium consécutives. [52]

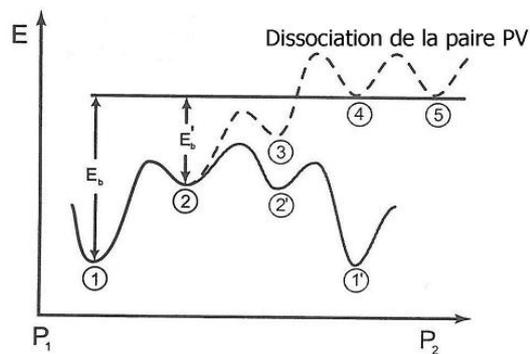


Figure 22 : Diagramme d'énergie correspondant au déplacement de la lacune dans le réseau de la Figure 21. [52]

La percolation se produit également pour les autres espèces si la concentration excède la concentration seuil. Toutefois, le bore a une limite de solubilité inférieure au seuil de percolation. Le phénomène n'est donc pas observable dans des conditions de diffusion à l'équilibre mais devrait jouer un rôle dans les conditions hors équilibre correspondant à

l'introduction de très fortes doses par implantation ionique. Quant à l'arsenic, à de telles concentrations, la formation de complexes immobiles rentre en compétition avec le mécanisme de diffusion ce qui rend difficile l'observation de la percolation sur les profils expérimentaux [107].

Le **mécanisme assisté par auto-interstitiel** (Figure 23), implique un auto-interstitiel dissocié c'est-à-dire deux atomes de Si qui partagent le même site du réseau (Figure 23.1). Quand cet auto-interstitiel arrive au voisinage d'une impureté substitutionnelle, un des atomes de Si peut interagir avec l'impureté pour former une paire impureté-interstitiel (Figure 23.2). Cette paire peut diffuser sur une longue distance par une succession de sauts (Figure 23.3) avant que l'impureté reprenne une place substitutionnelle (Figure 23.4).

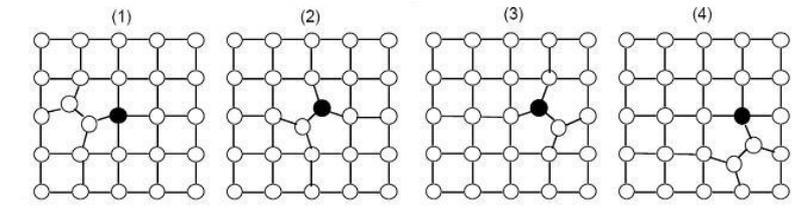


Figure 23 : Diffusion assistée par les auto-interstitiels [50]

La principale différence entre ces deux mécanismes de diffusion par paire est que le mécanisme lacunaire implique une dissociation de l'impureté et de la lacune pour qu'il y ait migration tandis que le mécanisme assisté par auto-interstitiel implique que l'impureté et l'auto-interstitiel restent appariés pour qu'il y ait migration.

Pour des impuretés dont le site stable est le site substitutionnel mais qui ont une probabilité non négligeable d'existence en site interstitiel, le coefficient de diffusion effectif est intermédiaire entre ceux des impuretés substitutionnelles et interstitielles pures, déterminés par le type de mécanisme [50]. Les deux principaux mécanismes sont celui dit de « kick-out » (Figure 24) et celui de « Franck-Turnbull » (Figure 25).

Le **mécanisme dit « kick-out »** suppose qu'un auto-interstitiel peut éjecter une impureté substitutionnelle de son site conduisant à la formation d'une impureté interstitielle (Figure 24.1). Celle-ci va diffuser par sauts de site interstitiel en site interstitiel (Figure 24.2) avant que se produise la réaction inverse : l'impureté va déloger un atome en site substitutionnel pour prendre sa place (Figure 24.3) [18].

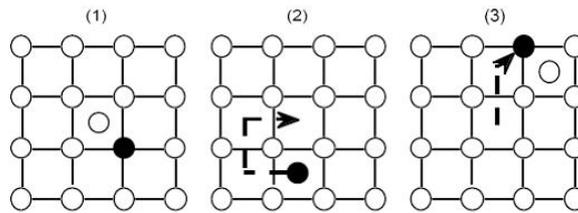


Figure 24: Mécanismes de « kick-out » : un auto-interstitiel déloge une impureté de son site substitutionnel. [50]

Le **mécanisme de « Franck-Turnbull »** suppose qu'une impureté substitutionnelle quitte son site pour se placer en site interstitiel laissant une lacune derrière lui. L'impureté diffuse ensuite par sauts, de site interstitiel en site interstitiel, avant de se repositionner dans un site substitutionnel par l'intermédiaire des lacunes du réseau : $A_i + V \leftrightarrow A$. Ce mécanisme implique la génération spontanée de l'impureté interstitielle et demande donc une telle énergie d'activation qu'il ne joue pas un rôle significatif pour la diffusion de dopants substitutionnels dans le Si [18, 26, 49, 50].

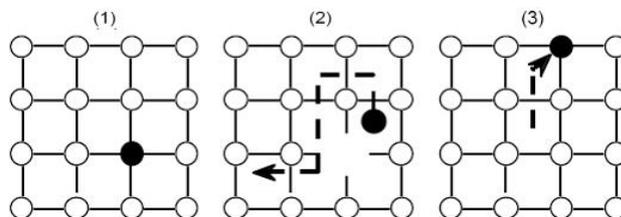


Figure 25: Mécanisme de Franck-Turnbull : une impureté quitte son site substitutionnel et laisse une lacune derrière elle. [50]

L'assistance des défauts par l'un ou l'autre de ces mécanismes va modifier le coefficient de diffusion du dopant. Le coefficient effectif doit tenir compte de ces mécanismes microscopiques. Seul le coefficient de diffusion dans des conditions intrinsèques est « facile » à mesurer. C'est le coefficient de diffusion quand la concentration de porteurs est égale à la concentration de porteurs intrinsèques ($n = n_i$) et que la concentration de défauts ponctuels X (désignant soit I, soit V) est égale à celle à l'équilibre ($[X] = [X]^*$). Bien qu'il soit censé s'exprimer comme une somme de termes arrheniens, il apparaît qu'il est assez bien décrit avec une seule expression d'Arrhenius. Ceci semble indiquer qu'un mécanisme impliquant un seul type de défaut ponctuel dans un seul état de charge est dominant ou que toutes les contributions possèdent des énergies d'activation voisines [9]. Un dopant A peut donc diffuser à la fois par un mécanisme interstitiel et par un mécanisme lacunaire. Dans le cas où les défauts sont à l'équilibre, leur nombre est directement déterminé par la thermodynamique et le coefficient de diffusion du dopant peut être exprimé comme suit :

$$D_A^* = D_{AI}^* + D_{AV}^*$$

avec D_A^* le coefficient de diffusion à l'équilibre du dopant A, D_{AI}^* le coefficient de diffusion à l'équilibre du dopant A suivant le mécanisme interstitiel et D_{AV}^* le coefficient de diffusion à l'équilibre du dopant A suivant le mécanisme lacunaire. Le coefficient de diffusion à l'équilibre dépend uniquement de la température.

I.C.2) Diffusion hors équilibre

L'introduction de dopants par implantation ionique génère des défauts en grande quantité. On ne se trouve donc plus en conditions d'équilibre. Dans ce cas, les populations sont supérieures à la concentration à l'équilibre et on parle de sursaturation. Le coefficient de diffusion est alors hors équilibre mais on peut toujours l'exprimer comme la somme des coefficients de diffusion suivant chaque mécanisme :

$$D_A = D_{AI} + D_{AV} = d_{AV} \frac{[AV]}{[A]} + d_{AI} \frac{[AI]}{[A]}$$

avec d_{AV} et d_{AI} les coefficients de diffusion des paires AI et AV respectivement, $[AV]$ et $[AI]$ les concentrations des paires AI et AV respectivement et $[A]$ la concentration du dopant A. Cette expression donne la valeur instantanée du coefficient de diffusion du dopant, or elle varie au cours du temps. Expérimentalement, on ne peut obtenir que la valeur moyenne du coefficient de diffusion sur un intervalle de temps (D_A^{moy}).

$$\begin{aligned} \frac{D_A^{moy}}{D_A^*} &= \frac{d_{AV}}{D_{AV}^* + D_{AI}^*} \frac{[AV]^{moy}}{[A]} + \frac{d_{AI}}{D_{AV}^* + D_{AI}^*} \frac{[AI]^{moy}}{[A]} \\ \frac{D_A^{moy}}{D_A^*} &= \frac{d_{AV}}{D_{AV}^* + D_{AI}^*} \frac{[AV]^*}{[A]} \frac{[AV]^{moy}}{[AV]^*} + \frac{d_{AI}}{D_{AV}^* + D_{AI}^*} \frac{[AI]^*}{[A]} \frac{[AI]^{moy}}{[AI]^*} \\ \frac{D_A^{moy}}{D_A^*} &= \frac{D_{AV}^*}{D_{AV}^* + D_{AI}^*} \frac{[AV]^{moy}}{[AV]^*} + \frac{D_{AI}^*}{D_{AV}^* + D_{AI}^*} \frac{[AI]^{moy}}{[AI]^*} \\ \frac{D_A^{moy}}{D_A^*} &= f_V \frac{[AV]^{moy}}{[AV]^*} + f_I \frac{[AI]^{moy}}{[AI]^*} \end{aligned}$$

avec f_V et f_I les fractions lacunaire et interstitielle respectivement traduisant la participation de chaque mécanisme dans la diffusion du dopant ($f_V + f_I = 1$).

Si la concentration de dopants est faible et que les sursaturations de I et V restent modérées, on peut écrire :

$$[A]^{total} = [A] + [AI] + [AV] \approx [A] \quad \text{et} \quad \frac{[AX]^{moy}}{[AX]^*} = \frac{[X]^{moy}}{[X]^*} \quad \text{ainsi :}$$

$$\frac{D_A^{moy}}{D_A^*} = f_V \frac{[V]^{moy}}{[V]^*} + f_I \frac{[I]^{moy}}{[I]^*}$$

En d'autres termes, **le coefficient de diffusion est proportionnel à la concentration de défauts qui lui sert de véhicule**. Aux températures habituelles de la diffusion (autour de 1000°C), il est communément admis que le phosphore et le bore diffusent presque exclusivement par interstitiels et l'antimoine presque exclusivement par lacunes. L'arsenic fait encore débat quant à la proportion de participation de chaque type de défaut élémentaire : on trouve des valeurs entre 8% et 55% de diffusion assistée par interstitiels dans la gamme 900-1100°C selon les auteurs [51, 53]. La Figure 26, représente graphiquement l'effet de la sursaturation (exprimée en terme de $\Delta[I] = \frac{[I] - [I]^*}{[I]^*}$) sur la diffusion des dopants (exprimée en

terme de $\Delta D_A = \frac{D_A - D_A^*}{D_A^*}$) pour différentes valeurs de f_I . On visualise alors dans quelles conditions on aura une accélération ou un retard de la diffusion.

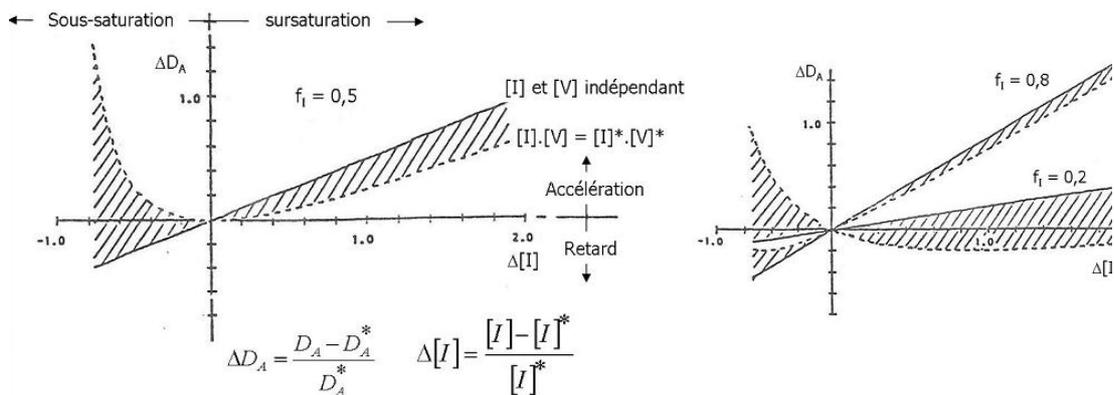


Figure 26 : Effet de la sursaturation (ou sous-saturation) d'interstitiels sur la diffusion d'un dopant A pour différentes valeurs de fraction interstitielle. [49]

I.C.2.(a) La diffusion accélérée et transitoire (TED)

Une très forte accélération de la diffusion peut se manifester aux premiers instants du recuit. Ce comportement anormal est appelé diffusion accélérée et transitoire (TED pour *Transient Enhanced Diffusion*). La TED peut être jusqu'à 10^7 fois plus rapide que la diffusion

à l'équilibre. Elle est transitoire car elle est très marquée en tout début de recuit et s'estompe rapidement pour les temps de recuit plus longs quand on retrouve la concentration de défauts à l'équilibre. La durée est fonction de la température.

La TED touche toute espèce diffusant par un mécanisme faisant intervenir les défauts ponctuels. Elle est surtout visible pour le bore et le phosphore et dans une moindre mesure l'arsenic. En effet, elle a été identifiée comme étant due à l'excès d'interstitiels générés au cours de l'implantation. Les premiers travaux datent des années 1970, et notamment ceux de Fair [54] sont encore très précieux en ce qui concerne les paramètres liés au bore. Depuis, les contributions à la compréhension et à la modélisation de ce phénomène ont été nombreuses. Pour ne pas déployer une liste exhaustive de références, on pourra se référer à la revue de Shao et al. [55] et aux références citées dans celle-ci.

Nous avons vu précédemment que les défauts induits par l'implantation émettent des interstitiels pendant leur croissance et leur dissolution. Les interstitiels peuvent également s'agglomérer avec des impuretés. Notamment, le bore implanté avec de fortes doses révèle souvent, sur les profils après diffusion, un pic de dopant immobile et inactif électriquement. Ce pic est observé à partir d'une concentration critique (généralement 10^{19} at/cm³) inférieure à la limite de solubilité mais corrélée à la concentration de porteurs intrinsèque n_i . Il est dû à l'interaction entre les interstitiels libres en grande quantité et les atomes de bore substitutionnels pour former des complexes mixtes : les BIC. Ils ont ensuite la possibilité de capturer ou de libérer des interstitiels, mais ils peuvent aussi piéger les paires bore-interstitiel mobile. Les BIC sont métastables et vont se dissoudre au cours du recuit, relâchant des interstitiels et laissant des BIC plus petits et stables.

Le cas particulier des semi-conducteurs nous oblige à prendre en compte d'autres paramètres que les mécanismes atomiques de diffusion assistée par les défauts ponctuels. En effet, le niveau de Fermi et le champ électrique induit modifient le coefficient de diffusion des espèces.

I.C.2.(b) Influence du niveau de Fermi

Dans les conditions hors équilibre, f_i dépend généralement du niveau de Fermi [9] qui dépend du dopage. Ce phénomène s'explique en considérant la spécificité de l'état semi-conducteur en ce qui concerne la structure des défauts. L'état semi-conducteur est caractérisé par l'existence d'une bande interdite, c'est-à-dire un domaine d'énergie où la densité d'états d'électroniques est nulle. Cette structure de bande interdite parfaite est intimement liée à la

périodicité du réseau cristallin. Ainsi, toute rupture locale de cette périodicité (induite par la présence d'une impureté ou d'un défaut ponctuel) peut introduire un état électronique possible à l'intérieur de la bande interdite, confiné spatialement au voisinage immédiat du défaut. On dit que le défaut a introduit un « niveau profond ». L'occupation de ce niveau par un électron est donnée par la statistique de Fermi-Dirac et dépend donc de la position du niveau de Fermi dans la bande interdite (elle-même contrôlée par le dopage).

Prenons l'exemple d'une lacune introduisant un niveau accepteur dans la moitié supérieure de la bande interdite. La lacune peut être neutre (V^0) ou négativement chargée (V^-) suivant que le niveau est vide ou occupé. La statistique de Fermi-Dirac nous donne les concentrations relatives de ces états de charge en fonction du dopage :

$$[V^-] = [V^0] \exp\left(\frac{E_L - E_F}{kT}\right) = \delta^- \left(\frac{n}{n_i}\right) [V^0]$$

avec

$$\delta^- = \exp\left(-\frac{E_L - E_{Fi}}{kT}\right)$$

où E_L est la position du niveau profond introduit par la lacune, E_F est le niveau de Fermi, n est la densité d'électrons libres dans la bande de conduction et l'indice i concerne les valeurs intrinsèques. La concentration totale de lacunes est donc donnée par :

$$[V^{tot}] = [V^-] + [V^0] = [V^0] \left(1 + \delta^- \left(\frac{n}{n_i}\right)\right)$$

Comme l'équilibre thermique impose la valeur de la concentration de lacunes neutres, il découle de la relation précédente que la concentration totale de lacunes dépend fortement du niveau de dopage. Le défaut servant de véhicule à la diffusion quel que soit son état de charge, il en résulte que le coefficient de diffusion dépend du niveau de dopage.

Dans le cas du silicium, les défauts ponctuels ont un comportement amphotère : ils introduisent des niveaux profonds accepteurs et donneurs. La concentration totale de défauts est donc augmentée par les deux types de dopage, donneur ou accepteur. Il est à noter que la position des niveaux profonds dans la bande interdite n'est pas connue précisément, ce qui rend les simulations prédictives si difficiles.

I.C.2.(c) Influence du champ électrique induit

En présence d'un gradient de dopants, on ne peut pas négliger l'influence du champ électrique induit sur leur diffusion. En effet, un gradient de concentration de dopants implique

nécessairement l'existence d'un gradient de concentration d'électrons libres. Le flux d'électrons induit par ce gradient est équilibré par l'établissement d'un champ électrique de charge d'espace. A haute température, on peut considérer que tous les dopants sont ionisés. La concentration de porteurs est localement reliée à celle des dopants par l'équation de neutralité électrique et donc le gradient de porteurs dépend du gradient de concentration en dopants. Un terme correctif doit être appliqué au coefficient de diffusion pour tenir compte du champ électrique :

$$D^{eff} = hD$$

où h est le facteur d'accélération lié au champ électrique induit. En fonction du type de porteurs il s'exprime sous la forme :

$$h = \frac{2n^2}{n^2 + n_i^2} \text{ ou } h = \frac{2p^2}{p^2 + n_i^2}.$$

Sa valeur varie de 1 à faible dopage ($n, p = n_i$) à 2 à très fort dopage ($n, p \gg n_i$) [50].

Dans l'exemple de la Figure 27, l'effet du champ électrique induit se traduit par l'apparition d'un creux dans le profil de Bore au voisinage de la jonction.

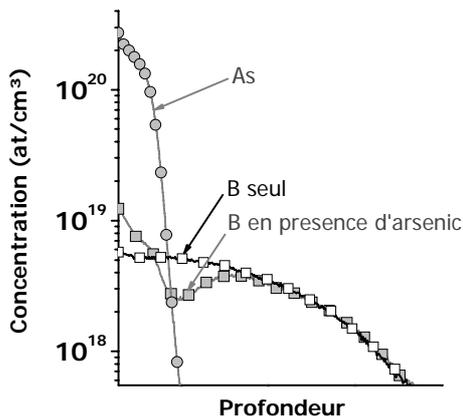


Figure 27 : Profils diffusés de bore et d'arsenic montrant l'effet du champ électrique induit sur le profil de bore en présence d'arsenic.

I.C.3) Manifestations des effets des défauts sur les propriétés électriques des composants

I.C.3.(a) Rappel : fabrication des zones dopées

Pour les lecteurs qui ne seraient pas familiers au procédé de fabrication des zones dopées dans le silicium, nous en rappelons ici les différentes étapes. La vue en coupe d'un transistor de type P est schématisé en Figure 28. Pour le transistor de type N, les types des dopants de chaque zone dopée sont inversés.

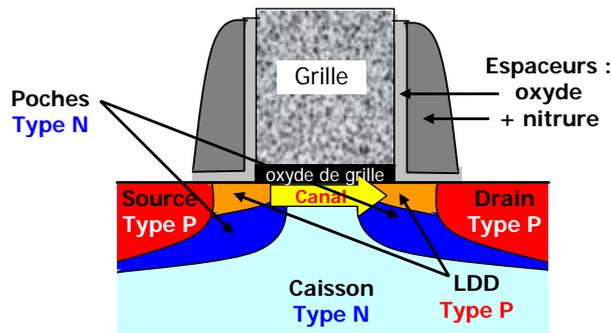


Figure 28 : Schéma d'un transistor PMOS.

Au cours du procédé de fabrication du transistor, les implantations profondes (caisson et canal) sont réalisées avant la formation de la grille et les jonctions fines (poches, LDD, source-drain), après la formation de la grille. Ce sont les jonctions fines qui nous intéressent.

Après la gravure de la grille, les poches sont implantées en premier car ce sont les implantations les plus profondes. Elles servent à éviter le passage du courant (fuites) par un chemin plus profond que le canal: elles évitent la dispersion des lignes de courant. De plus, elles améliorent la délimitation des jonctions source-drain et de leurs extensions. Elles sont implantées avec un angle de l'ordre de 25-45° pour pénétrer sous la grille et englober toutes les jonctions des implantations ultérieures, aussi bien latéralement qu'en profondeur. Le dopant est de type opposé à celui des autres zones dopées (de type N pour un PMOS ou de type P pour un NMOS) et les doses utilisées sont de l'ordre de quelques 1.10^{13} at/cm².

Ensuite, les extensions des source-drain (ou LDD) sont implantées par auto-alignement sur la grille. C'est entre les LDD, dans le canal, que le courant sera conduit. De dopage plus faible que les régions source et drain, ils permettent d'avoir un gradient de dopage plus progressif entre la source et le canal (dopé à quelques 1.10^{12} at/cm²). Ceci permet de réduire les comportements anormaux des charges dus aux forts champs électriques au voisinage de la jonction (porteurs chauds, ...). L'espèce implantée de type N pour un NMOS et de type P pour un PMOS. Les doses utilisées sont de l'ordre de quelques 1.10^{14} at/cm².

Puis, les espaceurs sont formés de part et d'autre de la grille. Ils consistent en un empilement d'oxyde et de nitrure qui est gravé après son dépôt. Ils permettent d'éloigner les régions source et drain de la grille lors de leur implantation (réalisée en auto alignement avec ces espaceurs). L'espèce implantée de type N pour un NMOS et de type P pour un PMOS. Les doses utilisées sont de l'ordre de quelques 1.10^{15} at/cm².

Le recuit d'activation permet de rendre les dopants actifs et autorise une certaine diffusion des espèces implantées. La diffusion est assistée par les défauts empêche le contrôle précis de la profondeur de jonction et de la pénétration des dopants sous la grille. De plus, les défauts étendus ou les défauts impliquant des dopants sont la source de fuites de courant ou peuvent désactiver les porteurs. Tous ces effets vont modifier les caractéristiques électriques des transistors. Nous allons présenter les différents effets que peuvent provoquer les défauts et les principaux indicateurs qui servent à juger de leur impact.

I.C.3.(b) Les effets de canaux courts : direct, inverse et DIBL

Lorsque la longueur L de la grille du transistor diminue, à largeur de grille constante (la largeur de la grille étant sa dimension dans la direction normale à la longueur de la grille), plusieurs effets viennent perturber le comportement du transistor MOS dans le régime sous le seuil. En effet, les zones de charge d'espace (ZCE) des jonctions source/canal et canal/drain s'étendent principalement dans le canal (dopage plus faible) et réduisent la longueur effective du canal (L_{eff}) d'une quantité W_{ZCE} (Figure 29). Dans le transistor long, le champ vertical de grille commence par désertter le canal et réalise ensuite l'inversion. En réduisant la longueur de grille, les zones de charge d'espace se rapprochent de plus en plus, jusqu'à ce qu'elles se recouvrent en partie. La déplétion étant déjà partiellement induite par les jonctions, l'inversion sera atteinte pour des tensions de grille plus faibles que pour les grilles longues. Cet effet de canal court direct (SCE pour *Short Channel Effect*) se traduit alors par un abaissement de la barrière de potentiel entre la source et le drain (Figure 30), donc par un abaissement de la tension de seuil (V_{th}).

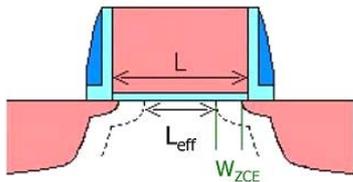


Figure 29 : Schéma de la réduction de la longueur du canal L à cause de la zone de charge d'espace d'épaisseur W_{ZCE} aux jonctions source-canal et canal-drain.

Ce phénomène est accentué par la polarisation du drain (V_{D}) qui va encore abaisser la barrière de potentiel puisque l'extension de la zone de charge d'espace au drain dépend de V_{D} . C'est l'effet DIBL pour *Drain Induced Barrier Lowering* (Figure 30).

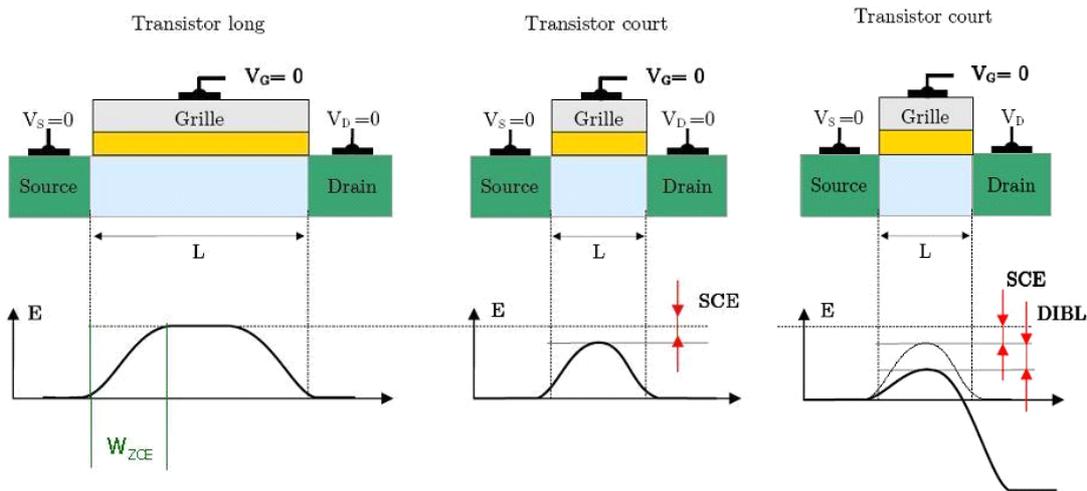


Figure 30 : Abaissement de la barrière de potentiel source-drain lorsque la longueur du canal est réduite : effet de canal court direct (SCE) et lorsque de le drain est polarisé (DIBL)

L'effet de canal court inverse (RSCE pour *Reverse Short Channel Effect*) est, entre autres, la conséquence du couplage entre les dopants et le gradient de défauts hors équilibre [50]. Cela se traduit par une augmentation locale du dopage latéral du canal. De la même manière que pour l'effet de canal court direct, les transistors longs sont moins impactés que les transistors courts où l'augmentation locale du dopage augmente le dopage moyen du canal. C'est l'effet qu'on cherche à reproduire avec l'implantation des poches pour réduire l'effet de canal court direct.

L'indicateur des effets de canaux courts est la caractéristique $V_{th}(L)$ représentant la tension de seuil en fonction de la longueur de la grille (Figure 31) pour une tension de drain fixée. L'idéal serait que la tension de seuil soit constante quelque soit la longueur de la grille. La chute de V_{th} pour les faibles longueurs de grille est problématique car pour une petite déviation de la longueur de grille due à la variabilité du procédé de fabrication, les variations de V_{th} sont importantes.

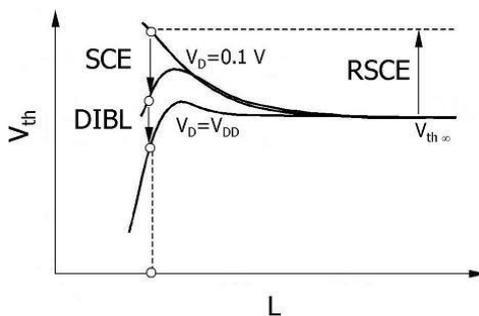


Figure 31 : Caractéristique $V_{th}(L)$ montrant les différents effets de canaux courts pour V_D quasi-nul ou égal à la tension d'alimentation (V_{DD}).

Contrôler la diffusion des dopants, notamment dans les extensions, aura un double effet pour réduire les effets de canaux courts. Tout d'abord, la réduction de la diffusion latérale sous la grille aura pour effet d'augmenter L_{eff} . La diffusion latérale est proportionnelle à la diffusion en profondeur. La profondeur de jonction (X_j) a également un effet sur L_{eff} . En effet, plus la jonction sera fine, plus les lignes de champ électrique entre la source et le drain seront longues, ce qui aura également pour effet d'augmenter L_{eff} (Figure 32).

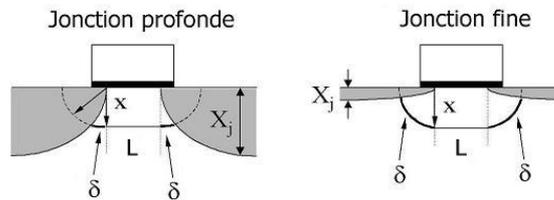


Figure 32 : Schéma d'une ligne de champ située à une profondeur x dans le cas d'une jonction profonde et d'une jonction fine. La longueur effective du canal est égale à $L+2\delta$.

I.C.3.(c) Résistance

Pour les transistors submicroniques, les effets de résistance série sont une cause relativement importante de perte de performance. La résistance totale d'un transistor peut être décomposée en plusieurs composantes (Figure 33) : la résistance du canal (R_{canal}), la résistance de recouvrement des extensions sous la grille (R_{recouv}), la résistance des extensions (R_{ext}), la résistance des source-drain ($R_{\text{S/D}}$), la résistance de contact (R_{cont}) et les résistances des interconnexions.

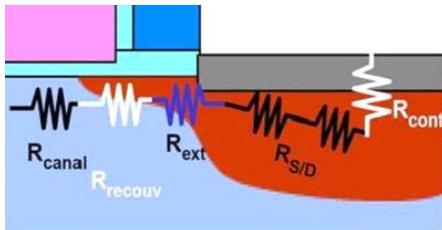


Figure 33 : Schéma de la décomposition de la résistance totale en 5 résistances séries (les résistances d'interconnexion ne sont pas représentées).

La réduction des profondeurs de jonction à dopage égal induit l'augmentation des résistances R_{ext} et $R_{\text{S/D}}$. Il faut alors augmenter le dopage pour maintenir de faibles niveaux de résistance, mais cela amène d'autres effets néfastes. En effet, l'augmentation du dopage va augmenter la diffusion et les risques de ségrégation. De plus, l'activation des dopants est limitée par la limite de solubilité. Il est donc nécessaire d'augmenter l'activation des dopants implantés par des recuits à haute température et d'éviter les agglomérats qui rendent les dopants inactifs.

I.C.3.(d) Fuites

Augmenter les performances des transistors, c'est-à-dire maximiser le courant en mode passant, n'est pas la seule préoccupation des technologues. Le courant en mode bloqué caractérise les fuites du transistor, donc sa consommation statique. Ce paramètre est de plus en plus problématique comme peut en témoigner la Figure 34. Les défauts d'implantations et les défauts étendus sont une source majeure de ces fuites mais également toutes les impuretés qui induisent des niveaux profonds, comme le carbone, par exemple.

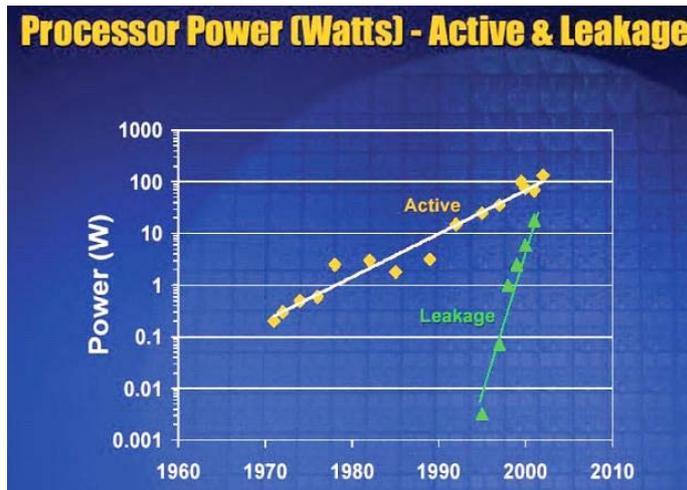


Figure 34 : Evolution des performances et des fuites exprimées en terme de puissance des processeurs au cours du temps (source : Intel)

I.D) Conclusion

Dans cette section, nous avons décrit les différents défauts que nous pouvons rencontrer dans le silicium. Nous avons ensuite développé leur mode d'évolution et leur stabilité au cours du recuit. Puis, nous avons expliqué à quel point ils étaient impliqués dans les phénomènes de diffusion des dopants. Enfin, nous avons dégagé les paramètres électriques sur lesquels ils influent.

Ce qu'il faut retenir, c'est que, bien que la nature, l'évolution et l'impact des défauts soient globalement connus, il est très difficile de trouver des remèdes absolus compte tenu de toutes les contraintes du procédé de fabrication. En effet, on souhaiterait avoir une jonction très fine, très fortement dopée avec une activation des dopants maximale sans aucun défaut résiduel ni aucune ségrégation. La solution est souvent le résultat d'un compromis délicat car **la réparation des défauts induits par implantation ne peut se produire sans diffusion.**

CHAPITRE II : LIMITATIONS DES MOYENS DE CARACTERISATION & ALTERNATIVES

« Ce qui caractérise les réalistes, c'est qu'ils se trompent systématiquement sur le réel.

Jean-François Kahn [Dictionnaire incorrect (2005)]

Lors de la fabrication et de l'utilisation d'un matériau ou de l'élaboration d'un produit nouveau, il est d'un intérêt primordial d'avoir des moyens de caractérisation adaptés pour comprendre la nature des interactions mises en jeu. Que ce soit au niveau :

- de la recherche et du développement : les techniques d'analyse représentent un outil de connaissance, donc une aide lors de processus d'optimisation,
- de la production : elles sont un véritable outil de contrôle de la qualité et de la reproductibilité du procédé,
- dans le cas d'expertises (problèmes ponctuels) : elles sont un moyen d'investigation pour la résolution de problème

Pour caractériser les jonctions, nous avons besoin de connaître :

- la répartition chimique des dopants,
- la quantité activée lors du recuit d'activation.
- la localisation, la taille et la quantité des défauts induits par l'implantation et des défauts résiduels après les traitements thermiques.

Les développements des instruments d'analyse ne sont malheureusement pas aussi rapides que ceux des techniques de fabrication des matériaux de la microélectronique. L'ingénierie des défauts pour réaliser des jonctions ultrafines se heurte ainsi à deux problèmes majeurs : la plupart des moyens de caractérisation classiques ne conviennent plus pour les jonctions inférieures à 30 nm et les phénomènes à observer nécessitent beaucoup de sensibilité.

Nous avons testé les limites des moyens de caractérisations utilisés jusqu'à présent et recherché des alternatives pouvant convenir aux technologies actuelles et futures. Nous avons commencé par les outils les plus facilement accessibles c'est-à-dire le panel du site de Crolles, de préférence les techniques non destructives, puis nous avons élargi le domaine de prospection en évaluant des outils de divers laboratoires, prestataires ou fournisseurs.

II.A) Répartition chimique des impuretés

Les profils représentant la concentration d'impuretés en fonction de la profondeur dans le substrat permettent d'estimer la profondeur de jonction (X_j) et son caractère abrupt, donc d'évaluer la diffusion des dopants ou d'autres impuretés. Ils permettent également de détecter d'éventuelles ségrégations.

La spectrométrie de masse d'ions secondaires (SIMS pour *Secondary Ion Mass Spectroscopy*) est pour le moment incontournable pour connaître la répartition chimique des impuretés. En effet, elle permet d'analyser tous les éléments du tableau périodique en combinant limite de détection, résolution en profondeur et gamme de concentrations. Toutefois, de nombreux problèmes inhérents à la technique d'analyse la rendent de plus en plus inadaptée pour les jonctions fines.

Nous allons, tout d'abord, expliquer le principe de l'analyse SIMS et présenter ses limitations. Puis nous introduirons la sonde atomique : une technique émergente qui permettra d'obtenir des cartographies en trois dimensions des dopants avec une résolution atomique.

II.A.1) L'analyse SIMS

La technique d'analyse SIMS possède plusieurs applications [56]. En analyse de surface, il est courant de distinguer le SIMS statique et le SIMS dynamique. Le SIMS statique correspond à l'analyse de couches monoatomiques à la surface de l'échantillon, alors que le SIMS dynamique correspond à une analyse de volume. Les processus physiques de production des ions secondaires sont sensiblement différents dans les deux cas. Pour caractériser les jonctions, nous utilisons le mode dynamique pour réaliser des profils chimiques en profondeur. Le lecteur qui souhaite un approfondissement pourra consulter les références [57] et [58].

II.A.1.(a) Principe de la mesure

Un faisceau ionique dit primaire est focalisé à la surface de l'échantillon. Il provoque l'éjection des atomes présents en surface (Figure 35). De ce fait, le faisceau primaire creuse progressivement un cratère à la surface de l'échantillon (taille du faisceau : 100 * 100 μm). Les ions primaires Cs^+ et O_2^+ sont les plus fréquemment utilisés. Ils frappent l'échantillon suivant un angle d'incidence oblique. Chaque ion atteint l'échantillon avec une énergie allant typiquement de quelques centaines d'eV à 15 keV selon les conditions adoptées. Les ions provenant de la pulvérisation, ou ions secondaires, sont filtrés en masse et recueillis par séquences sur un détecteur sensible. Il est ensuite possible de convertir cette information en profils de concentration en fonction de la profondeur pour les éléments désirés.

La concentration d'un élément n'est pas déterminée directement. Elle nécessite l'utilisation d'un étalon contenant l'élément concerné en concentration ou en dose d'implantation connue. L'étalon doit impérativement être constitué de la même matrice et être

analysé dans les mêmes conditions que l'échantillon dont on souhaite déterminer la concentration. En effet, la quantité d'ions produits dépend du matériau dont est fait l'échantillon. Ainsi un échantillon de silicium et un échantillon de GaAs contenant tous deux la même concentration d'aluminium et analysés dans les mêmes conditions produiront des signaux d'ions Al^+ extrêmement différents (de plusieurs décades). De plus, la concentration en élément analysé doit être très petite (typiquement inférieure à 1%). De cette façon, la relation entre le signal détecté et la concentration est linéaire.

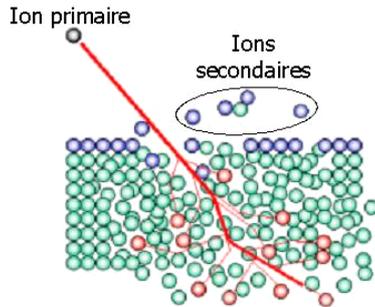


Figure 35 : Schéma de la collision des ions primaires avec le matériau provoquant la pulvérisation d'ions secondaires.

II.A.1.(b) Performances de la technique

Sensibilité

Le SIMS permet d'obtenir des détections limite d'éléments trace entre 10^{14} et 10^{16} at/cm³, selon l'élément.

Résolution en profondeur

Du fait de la pulvérisation de la surface de l'échantillon, la technique permet la reconstitution de profils en profondeur jusqu'à une profondeur de 10 μ m. Lorsque le faisceau primaire a une énergie d'impact inférieure à 500 eV, la résolution en profondeur est de l'ordre de 1,5 nm/décade.

Résolution en masse

Avec l'utilisation d'échantillons étalons, il est possible de réaliser des analyses locales de rapports isotopiques avec une précision de 0,01%.

II.A.1.(c) Limitations pour les jonctions ultrafines

L'optimisation de l'instrumentation pour collecter, filtrer, corriger les aberrations, etc., a été laissée aux experts de la technique. De ces paramètres dépendent grandement la sensibilité et la résolution. Hormis les paramètres de l'équipement, des problèmes inhérents au bombardement ionique la rendent inadaptée aux jonctions ultrafines. Malgré tout, elle reste

inévitable pour le moment donc nous devons tenir compte de ces limitations dans l'interprétation des profils mesurés.

Rendement de pulvérisation

On définit le rendement de pulvérisation comme le nombre moyen d'atomes (neutres ou ionisés) éjectés par l'impact d'un ion. Il dépend de l'énergie des ions primaires, de leur masse, de leur angle d'incidence et de la nature du matériau pulvérisé. L'énergie de liaison influe fortement sur le rendement de pulvérisation : la vitesse de pulvérisation peut varier de plus d'un facteur 5 en fonction du matériau analysé. Puisque les ions primaires restent implantés dans le matériau (en quasi-totalité), le matériau se transforme au début du bombardement modifiant cette vitesse de pulvérisation. Cela signifie qu'un régime stationnaire se met en place à mesure que la couche superficielle du matériau est érodée (Figure 36). Le matériau qui est pulvérisé une fois le régime stationnaire atteint est donc un alliage entre le matériau initial et les atomes provenant des ions primaires, qui sont alors présents en forte concentration dans les premiers nanomètres. **Un régime transitoire est donc toujours présent sur les profils de concentration dans les premiers nanomètres.** Ce transitoire est d'autant plus court que la résolution en profondeur est bonne.



Figure 36 : Illustration de la modification de composition des couches superficielles de l'échantillon due à l'implantation des ions primaires (schématisés par les points blancs) [57].

Résolution en profondeur

La résolution en profondeur est généralement exprimée en nm/décade (nombre de nanomètres de profondeur nécessaires pour obtenir une variation du signal détecté d'un facteur 10 lorsqu'on est en présence d'une interface parfaitement abrupte). Plusieurs phénomènes sont susceptibles de dégrader la résolution en profondeur d'un profil de concentration:

- la qualité de la surface de l'échantillon,
- le mixage collisionnel,
- les effets de bords et de l'inclinaison du fond du cratère.

Qualité de la surface

La qualité de la surface de l'échantillon est essentielle pour obtenir une bonne résolution en profondeur. Dans des conditions optimales, la résolution en profondeur peut descendre jusqu'à environ **1 nm/décade** et permet de distinguer des détails tels que des puits quantiques. Dans des conditions défavorables (par exemple, lorsqu'on privilégie la limite de détection sur tous les autres critères), elle peut atteindre plusieurs dizaines de nm/décades. Lorsqu'une surface est très rugueuse, quelles que soient les conditions d'analyse la résolution en profondeur est mauvaise.

Mixage collisionnel

Le phénomène du mixage collisionnel consiste en un "mélange" des couches atomiques superficielles dû à l'implantation des ions primaires. La pulvérisation résulte du transfert de la quantité de mouvement de l'ion vers la cible. De manière générale, on distingue, pour la pulvérisation, trois régimes illustrés par la Figure 37. Dans le régime de collision simple, l'énergie transférée par l'ion incident ($E < 100$ eV) est suffisante pour éjecter des atomes mais trop faible pour provoquer des collisions en cascade. Pour des énergies supérieures ($100 < E < 1$ keV) nous sommes dans le régime de cascade linéaire qui se caractérise par de multiples collisions. Au-delà de 1 keV, la quantité de mouvement de l'ion incident est telle que tous les atomes de la zone voisine de l'impact sont en mouvement, ce qui a pour effet de créer un échauffement local: c'est le régime de pointes. En analyse SIMS, sauf exception (profil à basse énergie), l'énergie cinétique des ions primaires place la pulvérisation dans le régime de pointes. Comme tous les atomes de la zone voisine de l'impact sont déplacés, il y a sous la surface (surface instantanée puisqu'elle est constamment érodée) une redistribution des espèces. **C'est ce que l'on nomme le mixage collisionnel dont l'importance influe grandement sur la résolution en profondeur** lors de la mesure de profils de concentration. L'épaisseur de la zone perturbée dépend de la profondeur de pénétration des ions primaires, qui dépend elle-même de l'énergie d'impact et de l'angle d'incidence.

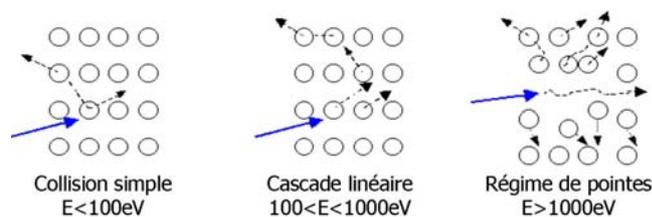


Figure 37 : Illustration des trois régimes en fonction de l'énergie des ions incidents [57]

Ce phénomène peut être minimisé en utilisant pour les ions primaires **une énergie d'impact faible** de manière à diminuer leur profondeur de pénétration. Mais ce choix résulte d'un compromis entre résolution et durée de l'analyse.

Bords et fond du cratère

Lorsque le faisceau primaire bombarde l'échantillon, il peut éjecter des ions qui ne proviennent pas du fond du cratère. Si de tels ions sont détectés en quantité importante, ils peuvent ainsi brouiller l'information « profondeur » du profil de concentration mesuré. La solution consiste à ne conserver que les ions émis à proximité du centre du cratère. Cela peut être réalisé grâce à un diaphragme (le diaphragme image). On sélectionne généralement un diaphragme de diamètre nettement plus petit que le cratère afin d'obtenir une marge suffisante sur les flancs. En contrepartie, le signal transmis diminue en proportion de la surface du diaphragme, dégradant ainsi la sensibilité.

Lorsque l'angle d'incidence du faisceau primaire sur l'échantillon par rapport à la normale est élevé, ce qui est le cas à basse énergie d'impact, il peut arriver que le fond du cratère forme un petit angle par rapport au plan de la surface de l'échantillon. La Figure 38 illustre schématiquement le phénomène en exagérant l'angle qui peut aller jusqu'à environ $0,02^\circ$, engendrant alors un dénivelé de quelques dizaines de nanomètres entre les deux extrémités du cratère, ce qui dégrade la résolution en profondeur. Cette dégradation est d'autant plus faible que:

- le diaphragme image est étroit,
- la profondeur du cratère est faible (à quelques dizaines de nm de profondeur, la résolution reste très bonne; au-delà, elle se dégrade progressivement).

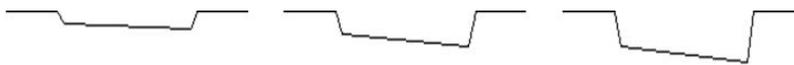


Figure 38 : Formation progressive d'un angle entre le plan du fond d'un cratère et le plan de la surface (vue en coupe du cratère, la figure exagère l'angle réel) [57].

II.A.1.(d) Précautions pour les jonctions ultrafines

Lors de nos expériences, nous avons observé un exemple des conséquences du mixage collisionnel et du régime transitoire du rendement de pulvérisation, illustré en Figure 39.

L'analyse SIMS a été réalisée sur un empilement {nitrure de 55 nm /oxyde de 8 nm / silicium implanté en bore}. Le même échantillon a été analysé avant et après le retrait des couches de nitrure et d'oxyde (quelques minutes dans un bain d'HF de dilution 1:2 sous

ultrasons). Nous comparons l'analyse avant la gravure, où l'échantillon a été bombardé avec de l' O_2^+ à une énergie de 1,5 keV et l'analyse après la gravure, où l'échantillon a été bombardé avec de l' O_2^+ à une énergie de 0,5 keV.

Sur la représentation graphique des profils, l'interface oxyde/Si de l'échantillon sert d'origine à l'axe des abscisses. Pour le profil avant gravure, elle est placée arbitrairement et peut être décalée de quelques nm. Quoi qu'il en soit, les profils sont très différents. A 1,5 keV, le mixage collisionnel est plus important qu'à 0,5 keV ce qui explique le décalage en profondeur du profil avant gravure. En surface, le régime transitoire du rendement de pulvérisation n'étant probablement pas le même à l'interface oxyde/silicium ou silicium nu, les profils avant et après gravure sont différents sur les 10 premiers nm du silicium. Des deux profils, on préférera celui réalisé avec une énergie de 0,5 keV car les deux effets sont réduits par l'utilisation d'une plus faible énergie, donc la résolution en profondeur est plus importante.

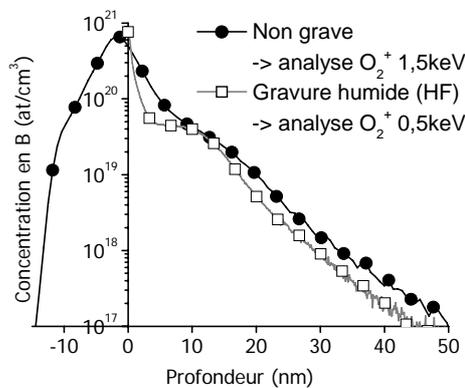


Figure 39 : Effet de l'énergie de l'espèce bombardée pour effectuer l'analyse SIMS. L'échantillon non gravé a un empilement nitrure/oxyde (8 nm)/silicium. L'origine des abscisses est placée à l'interface oxyde/silicium (arbitraire).

Pour éviter toute dispersion des profils à cause des conditions d'analyse, nous avons mis en place un **protocole destiné à l'étude des jonctions inférieures à 100 nm**. Tout d'abord nous avons retenu des échantillons de référence, implantés à fortes doses et faible énergie, pour les espèces qui nous intéressent : l'arsenic, le phosphore, le bore et le carbone. Au début et en fin de chaque série d'expériences, ces échantillons sont analysés pour contrôler les dérives éventuelles de l'instrumentation et les corriger si nécessaire. Les couches déposées sont retirées au préalable. Ensuite, nous enchaînons les analyses des échantillons faisant partie de la même étude et que nous avons besoin de comparer. Les conditions d'analyse sont fixées : pour l'arsenic, le phosphore et le carbone on utilise un faisceau primaire de Cs^+ 1 keV incliné à 45° et pour le bore, on utilise un faisceau primaire d' O_2^+ 500 eV incliné à 45°. Les étalons servant à calibrer la dose sont les standards fournis par l'équipementier.

II.A.2) Sonde atomique

La sonde atomique est une technique quantitative qui fournit une cartographie en trois dimensions des éléments à l'échelle atomique [59]. Initialement, elle ne fonctionnait que sur les métaux mais les progrès rapides de cette technique ont ouvert son champ d'application aux matériaux semiconducteurs.

Bien que nous ne l'ayons pas personnellement évalué, nous avons suivi ses progrès. Cette technique constitue plus qu'une alternative à l'analyse SIMS : c'est une avancée majeure en matière de caractérisation des matériaux.

II.A.2.(a) Principe de la technique

Les échantillons en forme de pointe (Figure 40) sont gravés grâce à une sonde ionique focalisée (FIB pour *Focused Ion Beam*). Le rayon de la pointe va de 10 à 100 nm sur une hauteur d'environ 100 μm . Son rayon de courbure au sommet de l'aiguille est de 10 à 100 nm selon le matériau.

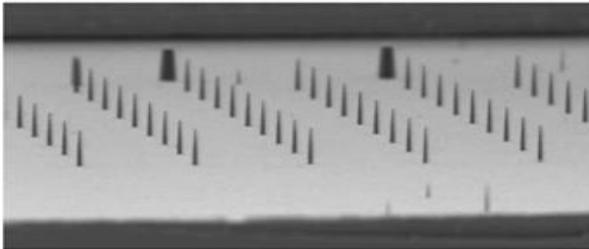


Figure 40 : Réseau typique de pointes de 100 μm de haut gravées sur une plaquette de silicium.

Les atomes sont évaporés et ionisés par effet de champs par impulsions de 150 fs. Cette durée permet de détacher les atomes couche par couche. Il faut des champs très importants (de quelques dizaines de V/nm), d'où la forme de l'échantillon qui maximise sa surface. Le taux d'ionisation est de 100%.

Entre chaque impulsion, les atomes sont collectés par un détecteur (Figure 41). Le temps de vol de l'atome permet de connaître son espèce chimique, et la position sur le détecteur nous informe sur sa position initiale. En empilant les images en deux dimensions on obtient une cartographie en trois dimensions aisément manipulable par traitement informatique (Figure 42).

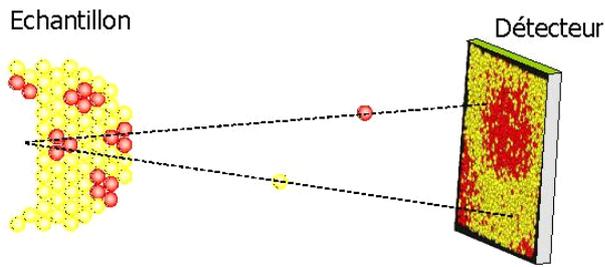


Figure 41 : Trajet des particules évaporées et ionisées jusqu'au détecteur. (origine : Présentation du TAP de Cameca)

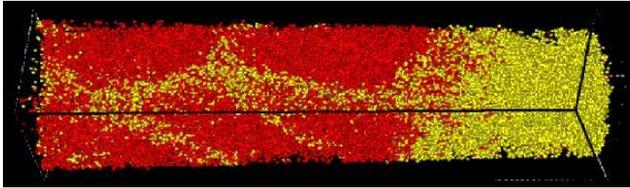


Figure 42 : Cartographie obtenue avec la sonde atomique : ici, on visualise des grains. (origine : Schleiwies & Schmitz, université de Göttingen)

II.A.2.(b) Performances de la technique

Sensibilité

Nous n'avons pas de données précises concernant la sensibilité en concentration de la sonde atomique. Elle dépend essentiellement de la taille de l'échantillon gravé et de la zone endommagée par le FIB.

Résolution dimensionnelle

La résolution en profondeur et latérale est d'environ à 3 Å, donc chaque atome est localisé avec une grande précision.

Résolution en masse

Toutes les espèces chimiques sont détectées. La résolution en masse de $\delta M/M = 1000$ permet même de détecter l'évolution de marqueurs isotopiques.

Gains par rapport à l'analyse SIMS

L'information est directement quantitative. On peut remonter à la concentration d'impuretés et obtenir des profils chimiques bien plus précis que l'analyse SIMS puisqu'on s'affranchit des problèmes liés au bombardement. De plus, les profils sont non seulement en profondeur mais aussi latéraux. Cette technique est particulièrement adéquate pour l'observation de ségrégations, de précipitations ou d'interfaces. Elle permet également de distinguer des boucles de dislocations grâce aux atmosphères de Cottrell qui les entourent [60].

Toutes les espèces sont détectées en même temps, contrairement à l'analyse SIMS où l'ion primaire doit être adapté à l'électronégativité de l'élément analysé.

La durée de l'impulsion est inférieure à la durée d'interaction photon-phonon, il n'y a donc pas d'échauffement du matériau. Elle ne génère pas non plus de contraintes dans les matériaux homogènes.

Le traitement informatique est très simple. Par exemple, on peut séparer les cartographies de chaque espèce, les manipuler dans les trois dimensions ou choisir d'exclure les zones qui ne sont pas d'une composition donnée pour localiser des alliages.

II.A.2.(c) Points d'amélioration

Tandis que la technique d'analyse n'endommage pas l'échantillon, la préparation par FIB engendre une amorphisation de la surface plus ou moins importante en fonction de l'énergie utilisée. Même pour de basses énergies conservant une durée de gravure acceptable, la couche amorphisée atteint environ 30 nm. Pour une pointe de 100 nm de diamètre, il resterait donc une zone exploitable de 40 nm de diamètre, ce qui élève les limites de détection des impuretés.

Pour les échantillons composés d'un empilement de plusieurs matériaux, l'application du fort champ électrique peut engendrer un délaminage. De même, il n'est pas encore possible d'observer des échantillons découpés dans un motif (bord de grille d'un transistor, par exemple). Toutefois, les progrès de cette technique sont extrêmement rapides.

II.B) Activation des dopants

Connaître la répartition chimique des dopants ne nous indique pas s'ils sont en site interstitiel ou substitutionnel, ou en d'autres termes, s'ils sont inactifs ou actifs. Sur plaques sans motifs, connaître la résistance carrée de la couche implantée donne une indication sur l'activation des dopants. Le moyen classique utilisé pour la mesurer est la méthode 4 pointes. Nous allons développer son principe et en expliquer les limites qui la rendent inopérante pour les jonctions inférieures à 30 nm, puis nous étudierons les alternatives possibles.

II.B.1) Résistance carrée par méthode 4 pointes

II.B.1.(a) Principe de la méthode

La résistance d'une piste conductrice de longueur L , de largeur W et d'épaisseur e (Figure 43) est donnée par la relation suivante :

$$R = \rho \frac{L}{S} = \rho \frac{L}{eW}$$

où ρ est la résistivité moyenne de la piste. Le rapport L/W peut être considéré comme une “nombre de carrés” et le rapport $\frac{\rho}{e}$ est nommé résistance par carré (R_{\square} en Ω/\square). Pour les dispositifs, L et W caractérisent le dessin des masques, alors que R_{\square} caractérise la technologie.

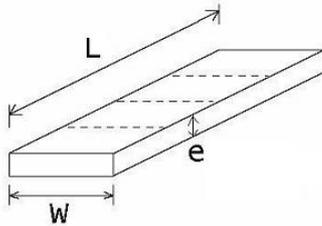


Figure 43 : Schéma représentant une piste conductrice de longueur L , de largeur W et d'épaisseur e .

Pour mesurer R_{\square} , la méthode classiquement utilisée est la méthode 4 points (Figure 44). Elle implique que e soit négligeable devant les autres dimensions. Quatre pointes alignées et à égale distance les unes des autres pénètrent le matériau. Un courant I de valeur connue est appliqué entre les pointes 1 et 4. On mesure la tension V avec un voltmètre entre les pointes 2 et 3.

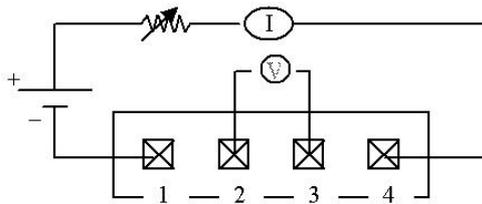


Figure 44 : Schéma représentant les 4 pointes vues de dessus et la tension appliquée entre les pointes.

La loi d'Ohm nous donne l'expression de la résistance du matériau traversé par un courant:

$$R = \frac{V}{I} = K.R_{\square}$$

K étant un coefficient sans dimension, caractéristique de la géométrie bidimensionnelle (forme des contours, position des contacts). Le coefficient K peut être calculé analytiquement dans quelques cas particuliers très simples, par exemple pour 4 pointes alignées équidistantes sur une couche sans limites (infinie) :

$$K = \frac{\log(2)}{\pi} \quad (\text{valeur pratique : } K^{-1} = 4.532).$$

II.B.1.(b) Performances de la technique

C'est une technique très simple puisqu'elle mesure directement la couche implantée : aucun motif ni aucune métallisation ne sont nécessaires.

Pour les jonctions, ρ correspond à la profondeur de jonction (X_j). Comme I est connu et V est mesuré, on obtient facilement la valeur de la résistivité si la profondeur de jonction X_j est connue. C'est donc une valeur intéressante pour les caractéristiques technologiques car on ne tient pas compte des dimensions et de la résistance de contact, mais uniquement de la résistivité et de la profondeur de jonction. Ces deux paramètres reflètent les conditions du dopage.

Cette mesure physique a l'avantage d'être en accord avec les résistances extraites des tests paramétriques sur composants.

II.B.1.(c) Limitation pour les jonctions fines

C'est une technique destructive du fait de la pénétration des pointes dans le matériau. La profondeur de pénétration est plus ou moins importante en fonction de la pression des pointes sur l'échantillon et de leur rayon de courbure. Si elle est trop profonde, elle augmente le risque de perçage de la jonction par les lignes de courant. Toutefois, on ne peut pas trop réduire la pénétration de pointes car on a besoin d'un bon contact ohmique. Il faut donc une pénétration suffisante pour s'affranchir de la rugosité de la surface ou d'un oxyde natif. De plus, pour assurer le bon contact ohmique, les pointes doivent être conditionnées avant la mesure pour en ôter tout oxyde ou résidu éventuellement présent.

La mesure de la couche dopée surfacique nécessite d'être isolé électriquement du reste de l'échantillon. En conséquence le type de dopant implanté doit être opposé à celui du substrat. La mesure dépend fortement du niveau de dopage de la couche sous-jacente [61, 62]. En effet, pour une implantation donnée, un substrat fortement dopé rapproche la jonction de la surface.

La relation obtenue pour la résistance carrée est valable dans le cas où les pointes sont placées loin du bord de l'échantillon. Si ce n'est pas le cas, des facteurs correctifs sont à utiliser.

Le lien entre la résistivité et le niveau d'activation des dopants n'est pas direct. En effet,

la résistivité est définie par l'expression :
$$\rho = \frac{1}{qn\mu}$$

avec q la charge de l'électron, n la densité de porteurs (électrons ou trous) et μ la mobilité des porteurs (électrons ou trous). Elle dépend donc de la mobilité qui peut varier notamment à cause de défauts structuraux dans le silicium.

Les mesures sur produit, dans les boîtes de mesures incluses dans les lignes de découpe, sont exclues du fait de la taille de la sonde (classiquement 5 mm).

Mise en évidence de la limite en profondeur de jonction

Lors des expériences sur l'interaction dopants-espaceurs (§III.B) nous avons eu l'opportunité de mesurer la résistance carrée des échantillons avec 5 sondes différentes (Table D). L'outil utilisé sur le site de Crolles est un équipement RS100 de KLA Tencor. La sonde préconisée pour mesurer les jonctions fines est de type D. Elle pèse 100 g, l'extrémité de chacune des 4 pointes a un rayon de courbure de 500 μm et les pointes sont espacées de 1 mm. Les autres sondes proposées par l'équipementier ne présentent pas d'intérêt pour notre problématique. En effet, les sondes de type A, B et C ont des rayons de courbures plus faibles (donc pénètrent plus profondément) et sont destinées à des mesures sur métaux. Le CEA-Leti dispose d'un outil Napson avec des sondes différentes. Nous en avons sélectionné 3 qui diffèrent de la sonde de type D par leur masse (50 g pour la sonde 3 ou 10 g pour la sonde 4) ou leur rayon de courbure (150 μm pour la sonde 2). La sonde 1 est fondamentalement différente puisque sa masse est de 25 g, le rayon de courbure de ses pointes est de 25 μm et l'espacement entre les pointes est de 0,1 mm. C'est en quelque sorte une « mini-sonde ».

Table I : Récapitulatif des différentes caractéristiques des sondes utilisées pour mesurer la résistance carrée des échantillons : poids de la sonde, rayon de courbure des pointes et espacement entre les pointes.

		Rayon de courbure des pointes (μm)		
		25	150	500
Masse de la sonde (g)	100		Leti sonde 2 (1 mm)	Crolles sonde D (1 mm)
	50			Leti sonde 3 (1 mm)
	25	Leti sonde 1 (0,1 mm)		
	10			Leti sonde 4 (1 mm)

Les échantillons mesurés sont répartis en deux familles : ceux de type PMOS et ceux de type NMOS en phosphore. Leur préparation est décrite en détail dans la section §III.B mais nous allons en résumer les principales étapes. La Figure 45 montre les implantations successives de chaque famille d'échantillons. Puis, sur certains échantillons, un empilement d'oxyde et de nitrure a été déposé avant le recuit d'activation final. Deux types de matériaux ont été déposés. Ils ont été retirés avant les mesures de résistance carrée. D'autres échantillons n'ont pas été recouverts de dépôt avant le recuit final. Le recuit étant en atmosphère légèrement oxydante, un oxyde de 30 Å a été mesuré par ellipsométrie après le recuit tandis

que les échantillons dont le dépôt a été gravé n'ont qu'un oxyde natif de 10 Å en surface. Sur la Figure 45 on montre l'état de surface des différents échantillons lors des mesures.

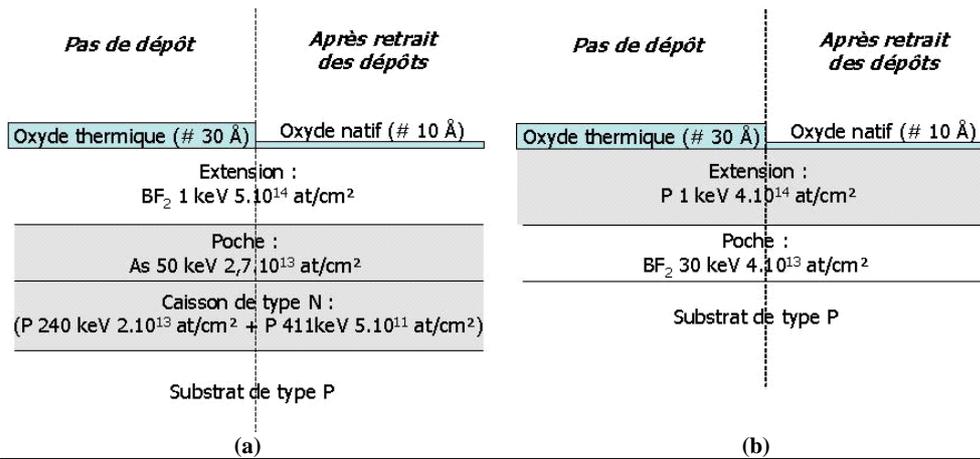


Figure 45 : Description des échantillons (a) Echantillons de type PMOS : implantés en BF_2 1 keV 5.10^{14} at/cm² et As 50keV $2,7.10^{13}$ at/cm² dans un caisson de type N sur un substrat de type P (b) Echantillons de type NMOS : implantés en P 1 keV 4.10^{14} at/cm² et BF_2 30 keV 4.10^{13} at/cm² dans un substrat de type P. En surface, sur les échantillons non déposés des deux familles, on a mesuré un oxyde de 30 Å (par ellipsométrie) dû à l'atmosphère oxydante du recuit d'activation. Sur les échantillons dont le dépôt a été retiré, un oxyde de 10 Å est mesuré correspondant à de l'oxyde natif.

Nous voulons mesurer la résistance carrée de l'implantation basse énergie (1 keV). Il faut remarquer que les échantillons de type PMOS présentent deux jonctions : celle de type p/n que nous voulons caractériser et une plus profonde de type n/p. Donc en cas de perçage de la mesure de résistance carrée, la valeur de la zone de type n sera mesurée. Ce n'est pas le cas des échantillons de type NMOS.

Sur la Figure 46, nous avons représenté les valeurs mesurées avec les différentes sondes pour chaque famille d'essais en fonction de la profondeur de jonction mesurée sur les profils analysés par SIMS. La jonction est mesurée à l'intersection entre les profils de bore et d'arsenic pour les échantillons de type PMOS ou de phosphore et de bore pour les échantillons de type NMOS.

Nous avons immédiatement noté que l'épaisseur de l'oxyde (30 ou 10 Å) n'influaient pas sur la mesure (non montré). Pour le reste, nous allons commencer par discuter les résultats des échantillons de type NMOS (Figure 46.b) car les jonctions sont plus profondes.

Pour la jonction la plus profonde (supérieure à 50 nm), les valeurs données par les différentes sondes sont proches. Ensuite, plus la jonction est fine et plus les sondes se distinguent. La sonde D (losanges) ne parvient pas à mesurer les jonctions entre 40 et 45 nm en présence de la poche. On peut alors s'interroger sur les valeurs mesurées par cette sonde

pour les jonctions inférieures à 35 nm. Pour les autres sondes, l'écart entre les valeurs s'étend de 50 à 180 Ω/\square pour les jonctions entre 40 et 45 nm et de bien plus pour les jonctions inférieures à 35 nm. On ne peut pas déterminer à partir de ces seules expériences laquelle donne la bonne mesure de résistance carrée. De même, il est difficile de déterminer le paramètre le plus influent entre le rayon de courbure des pointes (sonde D et 2), le poids de la sonde (sondes D, 3 et 4) et la taille globale de la sonde (sonde 1).

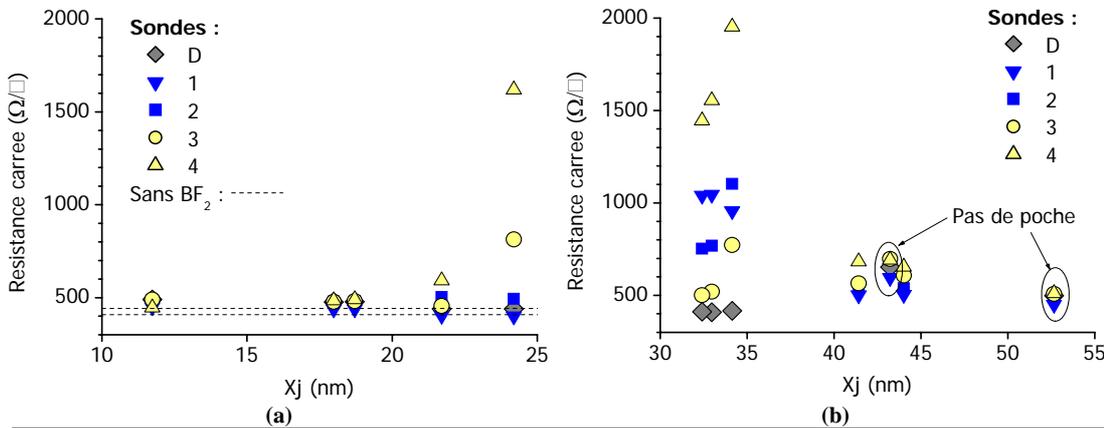


Figure 46 : Effet du rayon de courbure de la pointe et du poids de la sonde sur les mesures de résistance carrée d'échantillons implantés après différents traitements. (a) Echantillons de type PMOS. La valeur mesurée sans l'implantation de BF₂ est tracée en ligne pointillée (valeur la plus haute et la plus basse données par les différentes sondes) (b) Echantillons de type NMOS.

Les résultats des échantillons de type PMOS sont beaucoup plus clairs. En effet, la plupart des valeurs sont proches de la valeur mesurée pour la zone de type n (traits pointillés) sans implantation de l'extension en BF₂. Ceci indique que les lignes de courant ont percé la jonction p/n et mesurent directement la zone de type n. Toutefois, les valeurs mesurées par les sondes 3 et 4 pour les jonctions les plus profondes s'en écartent. Nous ne pouvons pas déterminer si une de ces valeurs est bonne mais le rôle du poids de la sonde se démarque : pour la jonction la plus profonde, plus la sonde est légère, plus la valeur mesurée est élevée.

Pour résumer, nous avons mesuré des jonctions fines allant de 53 à 11 nm par la méthode 4 pointes avec différentes sondes dont on a fait varier la masse, le rayon de courbure des pointes et leur espacement. La mesure des jonctions est fiable jusqu'à 40 nm pour toutes les sondes bien que des difficultés soient rencontrées en présence de poches. Pour des profondeurs inférieures à 35 nm, les réponses des sondes sont très variables. Cependant, les sondes 3 et 4, avec des pointes de 500 μm de rayon de courbure et de 1 mm d'espacement pesant 50 ou 10 g semblent pouvoir mesurer la résistance carrée de jonctions jusqu'à un peu moins de 25 nm. On pourrait affiner les expériences pour déterminer à quelle profondeur

exacte chacune des sondes perce totalement la jonction. Toutefois, les extensions des technologies 65 et 45 nm atteignent 23 et 15 nm respectivement, d'après l'ITRS, il est donc, de toute façon, nécessaire de trouver d'autres méthodes de mesure.

II.B.2) Prospection d'alternatives auprès des fournisseurs

Parmi les équipements proposés par divers fournisseurs, nous avons recensé et testé quelques techniques innovantes récapitulées dans le Tableau 1.

Tableau 1 : Equipements innovants proposés par divers fournisseurs en matière de mesure de résistance carrée.

Fournisseur	Equipement	Innovation
Solid State Material	EM-probe®	Pointes en matériau élastique
Capres	micro-RSP	Sonde microscopique
Frontier Semiconductor	RsL	Mesure optique (sans contact)
Semilab	WT-3000	Mesure optique (sans contact)

L'équipement de Solid State Material repose sur la méthode 4 pointes mais le matériau des pointes possède une forte élasticité (EM-probe® pour *Elastic-Material-probe*). Ainsi, au lieu de pénétrer, elles se déforment au contact du matériau (Figure 47). Cette technique est donc non destructive et le gain par rapport aux 4 pointes classiques repose sur la profondeur de pénétration des pointes ce qui ne résout pas le problème du perçage de la jonction par les lignes de courant.

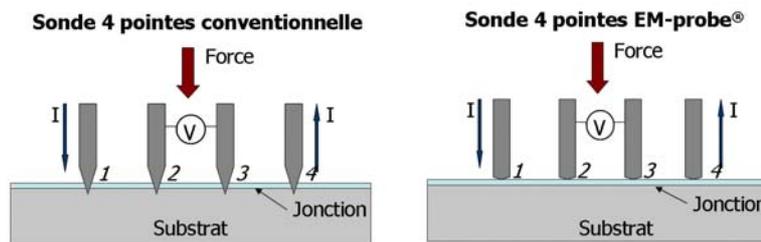


Figure 47 : Schéma du principe de la sonde 4 pointes en matériau élastique (EM-probe®) comparé à la sonde 4 pointes conventionnelle.

L'équipement de Capres propose également un équipement dérivé de la méthode 4 pointes classique : le micro-RSP. Par rapport à une sonde classique, toutes les dimensions sont réduites (Figure 48) : la sonde pèse environ 1 mg, le contact des pointes peut aller de 10 à 100 nm et l'espacement entre les pointes de 5 à 30 µm selon le type de sonde. Cette technique permet donc de mesurer des jonctions plus fines que les 4 pointes conventionnelles en réduisant le parcours des lignes de courant (Figure 49). De plus, la taille de la sonde autorise des mesures avec une haute résolution, plus près du bord de la plaquette et également sur produit, dans les boîtes de mesures des lignes de découpe. Cependant, l'état de surface et le

conditionnement des pointes constituent des problèmes majeurs et la durée de vie des pointes est faible (environ 1000 mesures).

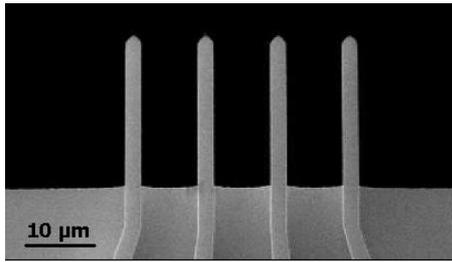


Figure 48 : Image par microscopie électronique à balayage d'une sonde microscopique.

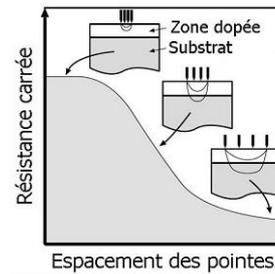


Figure 49 : Effet de la réduction de l'espacement entre les pointes sur la mesure de la résistance carrée.

Les deux fournisseurs Frontier Semiconductors (FSM) et Semilab proposent un outil particulièrement innovant permettant la mesure de la résistance carrée sans contact avec le matériau. Cette évaluation s'est concrétisée par un projet de développement commun avec Semilab pour cet outil. Nous allons développer le principe de cette technique qui a servi à caractériser l'activation des dopants pour nos expériences réalisées après la date de cet accord.

II.B.3) Résistance carrée par méthode sans contact

II.B.3.(a) Principe de la méthode

Un laser illumine une région du silicium implanté sur une profondeur englobant la jonction. Des paires électrons-trous libres de se déplacer sont ainsi générées (Figure 50.a). Du fait du champ électrique à la jonction, les porteurs se séparent de part et d'autre de celle-ci pour rejoindre la population de porteurs majoritaires : une zone de déplétion est formée. La charge en surface induit une charge dans la sonde au dessus de la zone illuminée : c'est ce signal photovoltaïque qui est mesuré par une première électrode (V_{in}).

Les porteurs générés à la jonction se propagent en dehors de la zone illuminée (Figure 50.b). Le signal photovoltaïque de la jonction est mesuré par une seconde électrode (V_{out}). La propagation de ces porteurs est inversement proportionnelle à la résistance carrée de la couche surfacique (la propagation est plus importante pour les résistances carrées plus faibles). Le rapport et la phase du signal V_{in}/V_{out} sont utilisés pour remonter à la résistance carrée [63, 64].

De plus, les porteurs qui dérivent dans la zone de déplétion peuvent se recombiner au voisinage des défauts cristallins (Figure 50.b). La recombinaison des porteurs réduit la charge de la couche surfacique et donc réduit le signal photovoltaïque. L'analyse du signal pour

différentes modulations de fréquence de la LED (*Light-Emitting Diode*) permet de déterminer la fuite de jonction due aux recombinaisons de porteurs.

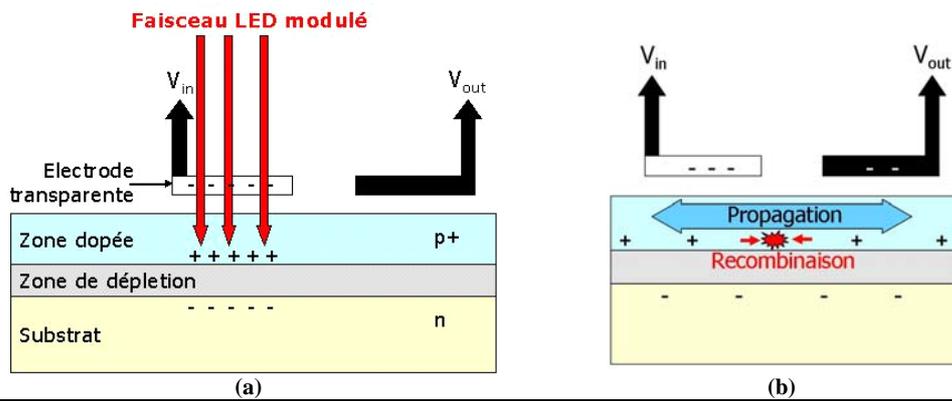


Figure 50 : Schéma de principe de la méthode de mesure de la résistance carrée sans contact : (a) génération des porteurs par la LED modulable et (b) propagation des charges (inversement proportionnelle à la résistance carrée) et recombinaisons des porteurs (fuites de jonction).

II.B.3.(b) Performances de la technique

Cette technique de mesure est non destructive. Le principe, fondamentalement différent de la méthode 4 pointes, nous affranchit du perçage de la jonction par les lignes de courant et ne connaît donc pas de limite dimensionnelle. De plus, les fuites de courant ne perturbent pas la mesure de la résistance carrée puisque les mesures sont faites indépendamment.

La sonde n'a pas besoin d'être conditionnée.

La mesure est très rapide (10 000 points en 5 minutes environ) avec une résolution pouvant atteindre 1 mm. Cette capacité permet de détecter des variabilités fines dues au procédé comme le montre l'exemple de la Figure 51 : cas d'une plaque implantée avec un équipement utilisant un faisceau ponctuel et recuite avec un pic de température supérieur à 1000°C.

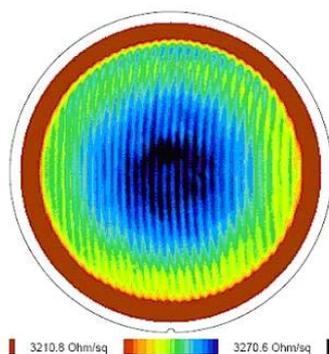


Figure 51 : Exemple de cartographie en 10 000 pts obtenue sur l'équipement de Semilab. On voit d'une part les anneaux concentriques caractéristiques du recuit utilisé et d'autre part, les balayages verticaux légèrement courbes du faisceau ponctuel de l'implanteur.

L'outil permet aussi de mesurer les fuites de jonction mais aucune corrélation avec les résultats de tests paramétriques sur composants n'a encore été effectuée.

II.B.3.(c) Points d'amélioration

La taille de la sonde ne permet pas de mesurer dans les boîtes de mesures des produits. De même, le bord de la plaque est difficilement mesurable. Toutefois, des corrections arithmétiques permettent de réduire la zone à 1,5 mm.

Cette technique ne permet de mesurer des doubles jonctions (n/p/n ou p/n/p) que si la seconde jonction est au-delà de la profondeur illuminée. Le développement de LED illuminant de plus faibles profondeurs devrait bientôt pallier ce manque.

C'est une méthode particulièrement adaptée aux jonctions fines. En effet, pour les jonctions profondes les charges générées ont la possibilité de se recombinaison avant d'atteindre l'électrode de mesure réduisant ainsi le signal mesuré et faussant donc la valeur de résistance carrée extraite.

II.C) Localisation et quantification des défauts

La diffusion et l'activation des dopants dépendent du bilan thermique mais également de la quantité et de la répartition des défauts ponctuels (notamment de ceux induits par l'implantation). De plus, ces défauts peuvent générer des fuites de courant. On souhaite les caractériser à plusieurs moments : après implantation pour optimiser les conditions d'implantation (équipement, espèces, dose, énergie, amorphisation...) et après les traitements thermiques pour constater leur évolution.

Il n'existe aucun moyen de quantifier les défauts ponctuels après implantation : pour avoir cette information il faut effectuer des simulations. Nous avons toutefois évalué trois techniques non destructives sensibles aux défauts de périodicité des matériaux.

Pour avoir plus de sensibilité et pouvoir évaluer leur quantité (au moins de manière semi-quantitative), nous avons établi un protocole. Il consiste à agglomérer les défauts ponctuels en boucles de dislocations par un recuit à 800°C pendant quelques minutes. Le type de défauts, leur taille, leur nombre seront représentatifs des caractéristiques des défauts avant recuits et on pourra ainsi comparer les échantillons entre eux. Les défauts étendus sont alors caractérisables par des méthodes classiques. Nous en avons évalué plusieurs, d'abord non destructives, puis destructives.

II.C.1) Méthodes non destructives

Parmi les équipements d'analyse non destructifs disponibles sur le site de Crolles sensibles aux défauts, nous avons recensé des mesures optiques (ellipsométrie et Thermaprobe de Thermawave) et de photoluminescence (SiPHER de Accent-Nanometrix). Nous avons évalué le Thermaprobe pour déterminer sa sensibilité aux défauts immédiatement après implantation ou en présence de défauts étendus. Nous avons qualifié la capacité de l'ellipsométrie à mesurer l'épaisseur d'une couche de silicium amorphisé.

II.C.1.(a) Thermaprobe

Le Thermaprobe est utilisé pour le contrôle des dérives éventuelles des équipements d'implantation. Son principe est basé sur la modification de l'indice de réfraction du matériau par la présence d'impuretés en sites interstitiels (modification de la périodicité du cristal).

Un laser « pompe » de 785 nm de longueur d'onde et de 1 MHz de fréquence génère des ondes thermiques au sein du silicium. Un second laser « sonde » de 670 nm de longueur d'onde est focalisé sur le même point que le laser pompe et émet de manière continue. La réflexion du laser sonde a deux composantes : une composante continue (R) provenant du faisceau incident et une composante périodique (ΔR) due à la modulation de l'indice de réfraction par le laser pompe. Le signal lu a une intensité (sans dimension) proportionnelle au rapport des deux composantes ($\Delta R/R$). La valeur du signal est sensible à l'espèce implantée, à la dose (Figure 52.a) et à l'énergie du faisceau (Figure 52.b). C'est pour ces raisons que l'outil est utilisé pour le contrôle systématique des implantateurs : une dérive en énergie ou en dose d'une implantation donnée sera détectée. Mais comme on peut le voir sur les Figures 52.a et b, la dépendance du signal en dose et en énergie n'est linéaire que de manière locale et connaît notamment de grandes variations lorsque le matériau est amorphe. Donc pour le sujet qui nous intéresse où nous souhaitons comparer plusieurs espèces et notamment des combinaisons d'implantations souvent amorphisantes, ce n'est pas une technique adéquate.

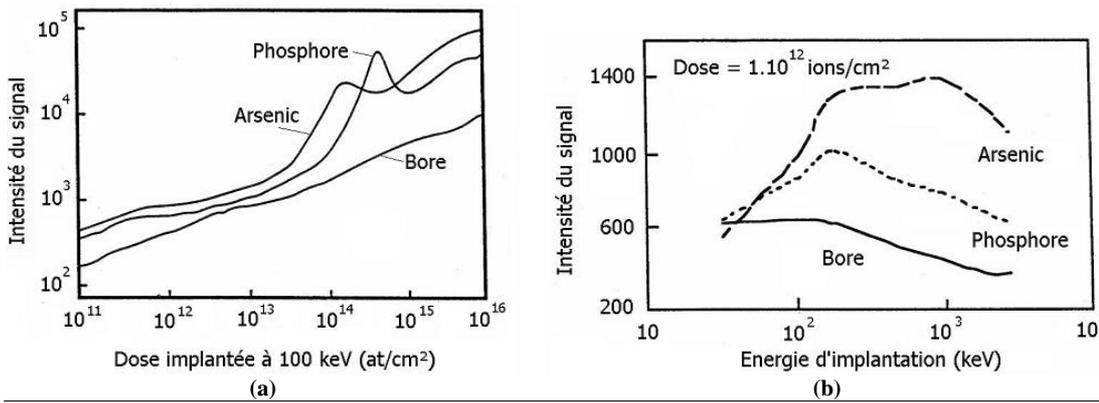


Figure 52 : Dépendance du signal mesuré par le Thermoprobe pour les dopants usuels : (a) en dose, (b) en énergie.

De plus, la sensibilité du signal aux différents paramètres varie avec l'intensité du signal (Figure 53). La sensibilité la plus faible se trouve dans la zone comprise entre 500 et 1000 unités qui est la zone où on se retrouve souvent dans le cas des jonctions fines.

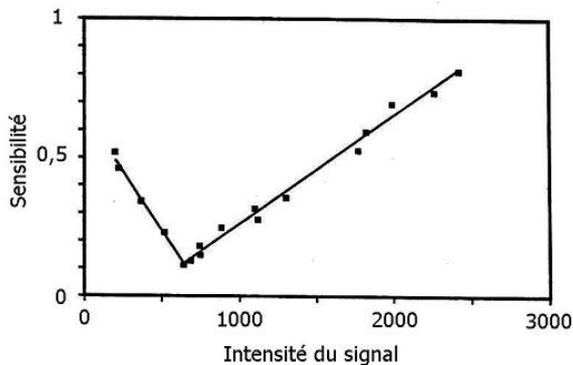


Figure 53 : Variations de la sensibilité en fonction de l'intensité du signal mesuré par le Thermoprobe.

Cet outil a toutefois montré un intérêt dans une de nos expériences (présentée en détails au paragraphe §III.A.1). Pour ces essais, les conditions d'implantation et de recuit étaient identiques sur tous les échantillons, seules la profondeur amorphisée et la quantité de défauts résiduels changeaient d'un échantillon à l'autre. Les résultats montrés sur la Figure 54 indiquent une bonne corrélation entre l'intensité du signal et la profondeur amorphisée lors de l'implantation (mesurée par ellipsométrie). Après un recuit à 800°C pendant 10 min, l'intensité du signal est également reliée à la quantité de boucles de dislocations présente dans le matériau. Cette donnée est intéressante bien que semi-quantitative. En effet, on peut remonter à une information quantitative en observant par MET les 2 échantillons ayant les signaux Thermoprobe extrêmes. S'il n'y a pas d'effet de seuil, comme dans notre cas, une corrélation linéaire donne alors une bonne approximation du nombre de défauts des

échantillons ayant un signal intermédiaire. On a ainsi une donnée quantitative en sacrifiant un nombre d'échantillons réduit.

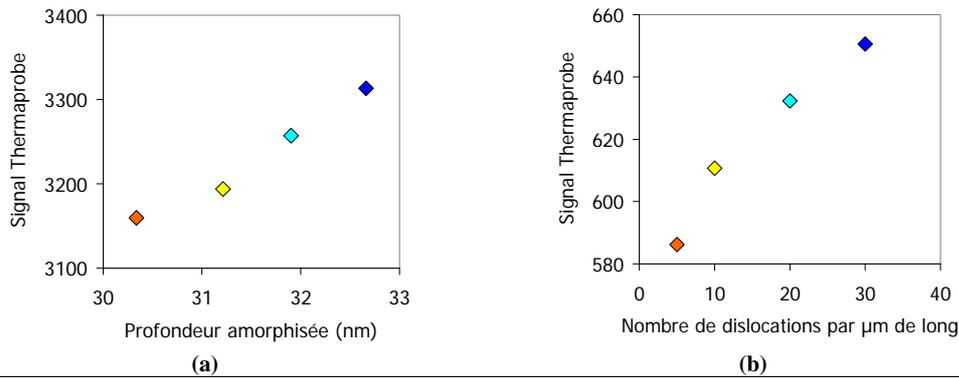


Figure 54 : Intensité du signal mesuré par le Thermaprobe en fonction : (a) de la profondeur amorphe mesurée par ellipsométrie, (b) du nombre de dislocations par μm de long estimé à partir des coupes MET (détails §III.A.1)

II.C.1.(b) Ellipsométrie spectroscopique

L'ellipsométrie spectroscopique est une technique d'analyse optique (non destructive) fondée sur la mesure du changement de l'état de polarisation de la lumière après réflexion sur une surface plane. L'interprétation de ce changement permet de remonter aux propriétés physiques de l'échantillon : épaisseurs d'empilements de couches minces ou de mélanges de matériaux, indices optiques, ...

Jusqu'à présent, pour mesurer la profondeur amorphisée par implantation, on utilisait la microscopie électronique en transmission (MET). Nous avons remplacé cette méthode fiable, mais fastidieuse et destructrice, par l'ellipsométrie.

Principe de la mesure

Considérons une onde plane arrivant sur un échantillon plan (Figure 55.a). Une partie de l'onde est transmise ou absorbée à travers la surface, une autre partie est réfléchi. Le champ électrique E_i de l'onde incidente possède deux composantes : l'une (E_p) parallèle au plan d'incidence, l'autre (E_s) perpendiculaire au plan d'incidence*. La modification du champ électrique après réflexion sur l'échantillon peut être représentée par deux coefficients agissant sur chacune des composantes du champ (Figure 55.b):

- Le coefficient de réflexion de l'échantillon pour une polarisation parallèle au plan d'incidence (r_p)

* indices : p pour parallèle, s pour perpendiculaire (de l'allemand senkrecht)

- Le coefficient de réflexion de l'échantillon pour une polarisation perpendiculaire (r_s)
En pratique, la quantité mesurée est le rapport de ces deux coefficients, celle-ci

s'exprime sous la forme suivante :

$$\rho = \frac{r_p}{r_s} = \tan \psi \cdot \exp(j\Delta)$$

avec $\tan \psi = \frac{|r_p|}{|r_s|}$ le rapport des modules et Δ la différence de phase introduite par la réflexion.

L'ellipsomètre mesure $\tan \psi$ et $\cos \Delta$ pour différentes longueurs d'onde (spectres).

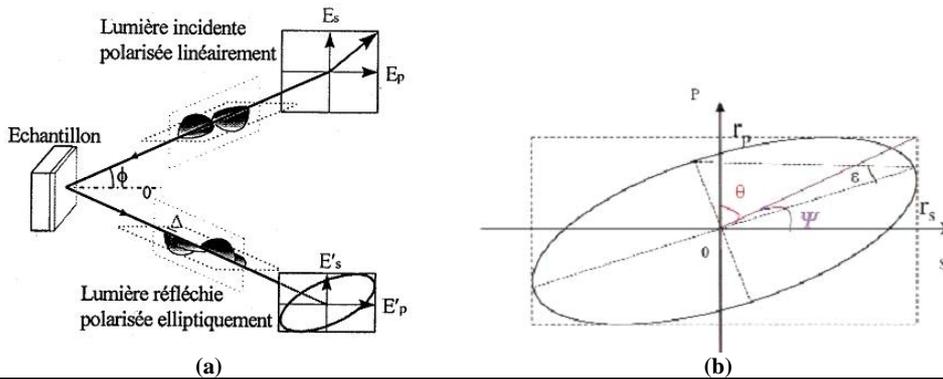


Figure 55 : (a) Schéma de principe de l'ellipsométrie spectroscopique (b) Détail de la polarisation elliptique de la lumière réfléchie

Une étape d'analyse et de régression est indissociable de celle de la mesure. L'exploitation des résultats consiste à analyser les spectres obtenus et à les confronter au modèle théorique de l'échantillon mesuré. En effet, pour avoir des réponses quantitatives fines, on doit faire l'hypothèse d'une structure dont on calcule la réponse ellipsométrique. On fait ensuite varier les paramètres du modèle ne dépendant pas de la longueur d'onde (épaisseur des couches, densité, stœchiométrie ...) afin que les spectres théoriques correspondent aux spectres mesurés. Sur la Figure 56, sont représentés les spectres $SE \alpha$ et $SE \beta$ utilisés pour les couches extrêmement minces qui sont des transformations de $\tan \psi$ et $\cos \Delta$ (Figure 57) :

- Figure 56.a, les spectres théoriques et mesurés bruts,
- Figure 56.b, les paramètres du modèle théorique sont ajustés pour que le spectre mesuré se superpose au spectre théorique.

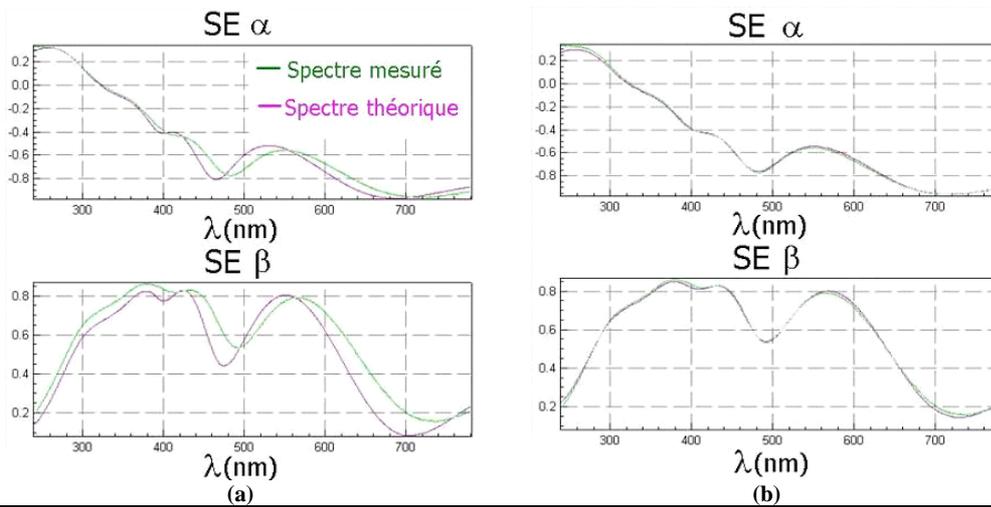


Figure 56 : Spectres de SE α et SE β du polysilicium après dépôt. (a) Modèle théorique non ajusté aux spectres mesurés ; (b) Modèle théorique ajusté aux spectres mesurés

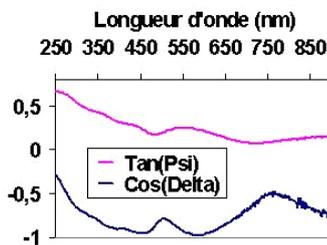


Figure 57 : Spectres de $\tan \psi$ et $\cos \Delta$ du matériau de la Figure 56.

Qualification de la mesure de l'épaisseur d'une couche de silicium amorphe

Nous avons utilisé un équipement de KLA Tencor. La gamme de longueurs d'ondes va de 250 à 870 nm.

Le modèle théorique utilisé est un empilement de deux couches sur le substrat de silicium (Figure 58). La couche supérieure tient compte de la rugosité de la surface et de l'oxyde natif ou thermique éventuellement présent. Le matériau est constitué d'un mélange de vide et d'oxyde de silicium. La deuxième couche représente le silicium amorphisé par l'implantation. Le matériau utilisé est du silicium amorphe légèrement ajusté pour tenir compte des impuretés qui modifient légèrement l'indice optique. L'épaisseur des deux couches est mesurée.

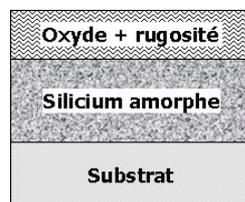
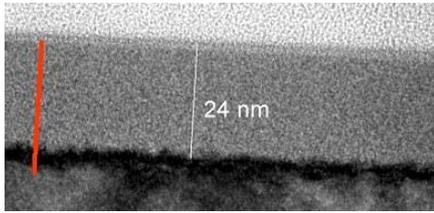
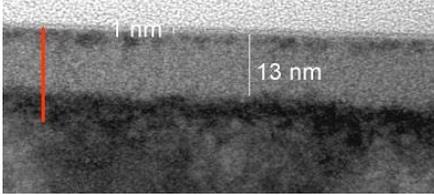
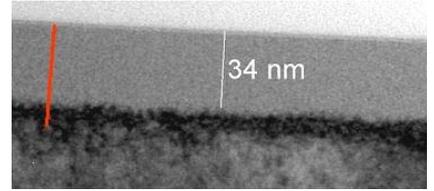
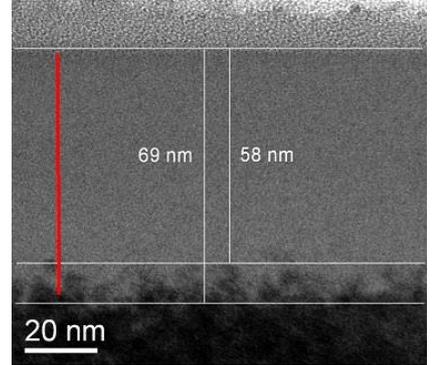


Figure 58 : Empilement utilisé pour le modèle ellipsométrique théorique à confronter aux spectres mesurés.

Nous avons confronté les mesures ellipsométriques et les coupes observées par MET d'échantillons amorphisés par du germanium ou du xénon. Les résultats sont montrés dans la Table II.

Table II : Comparaison des coupes MET et des mesures ellipsométriques pour des échantillons amorphisés au germanium ou au xénon.

Conditions d'implantation	Coupe observée par MET (le trait rouge représente l'épaisseur de Si amorphe mesurée par ellipsométrie)	Epaisseurs mesurées par ellipsométrie
Xe 20 keV $2,4 \cdot 10^{14}$ at/cm ²		$\epsilon_{\text{Oxyde+rugosité}} = 1,6 \text{ nm} \pm 0,01$ $\epsilon_{\text{Si amorphe}} = 26,8 \text{ nm} \pm 0,02$
Xe 15 keV $6 \cdot 10^{13}$ at/cm ²		$\epsilon_{\text{Oxyde+rugosité}} = 0,95 \text{ nm} \pm 0,01$ $\epsilon_{\text{Si amorphe}} = 19,4 \text{ nm} \pm 0,02$
Xe 40 keV $1,1 \cdot 10^{14}$ at/cm ²		$\epsilon_{\text{Oxyde+rugosité}} = 1,8 \text{ nm} \pm 0,01$ $\epsilon_{\text{Si amorphe}} = 39,8 \text{ nm} \pm 0,02$
Ge 50 keV $2 \cdot 10^{14}$ at/cm ²		$\epsilon_{\text{Oxyde+rugosité}} = 2,3 \text{ nm} \pm 0,03$ $\epsilon_{\text{Si amorphe}} = 65 \text{ nm} \pm 0,1$

On peut voir que l'ellipsométrie surestime de 3 à 6 nm l'épaisseur de silicium amorphe mesurée sur les clichés MET car elle englobe l'interface amorphe-cristal. Nous avons essayé d'appliquer en modèle tri-couches {oxyde + rugosité/silicium amorphe/interface amorphe-cristal} mais les mesures ellipsométriques n'ont pas donné de résultats satisfaisants. En effet, les modèles de matériaux utilisés ne peuvent pas prendre en compte les changements graduels de composition (donc d'indice optique) ce qui est le cas à l'interface amorphe-cristal.

Donc sachant que l'ellipsométrie mesure une couche amorphe englobant l'interface amorphe-cristal, on a une information spatiale non destructive de la localisation des défauts juste après implantation.

II.C.2) Méthodes destructives

II.C.2.(a) Evaluation de diverses techniques

Nous avons envoyé une série de 3 échantillons auprès de divers laboratoires ou prestataires pour qu'ils soient analysés en spectroscopie Raman (auprès de Jobin Yvon), en spectroscopie d'annihilation des positrons (à l'université de Gent) et en diffraction des rayons X en incidence rasante (GI-XRD pour *Grazing Incidence - X-Ray Diffraction*) utilisant le rayonnement synchrotron (à l'ESRF) et en diffusion des rayons X en incidence rasante (GI-SAXS pour *Grazing Incidence - Small Angle X-ray Scattering*) utilisant le rayonnement synchrotron (à l'ESRF). Les résultats ont été comparés à des vues en coupe par Microscopie Electronique en Transmission (MET) réalisée à Crolles. La plupart de ces techniques sont non destructives mais nécessitent de cliver la plaquette pour que l'échantillon puisse rentrer dans l'équipement d'analyse ce qui revient finalement au même.

Les 3 échantillons sont un échantillon non implanté et deux échantillons implantés en BF_2 contenant des quantités de défauts différentes (issus de l'étude décrite en détail §III.A.1). Les trois échantillons ont été recuits en même temps à 800°C pendant 10 min pour agglomérer les défauts ponctuels en boucles de dislocations.

Nous ne détaillerons pas le fonctionnement de chaque technique d'analyse puisque aucune n'a montré de sensibilité satisfaisante. De plus, aucune d'entre elles ne fournit à la fois la densité, la taille et la localisation des défauts : il faut les combiner et les calibrer pour avoir une donnée quantitative. Les informations fournies par chaque technique sont récapitulées dans la Table III.

Table III : Récapitulatif des informations données par chaque technique évaluée.

Technique	Densité de défauts	Taille des défauts	Nature des défauts	Position en profondeur
Spectroscopie Raman	semi-quantitative			quantitative
Spectroscopie d'annihilation des positrons	semi-quantitative (pour les défauts lacunaires uniquement)			quantitative
GI-SAXS			Orientation cristalline	
GI-XRD		Quantitative		

Pour toutes les techniques, les réponses ont été différentes entre la référence non implantée et les échantillons implantés, mais aucune différence n'a été notée entre les deux échantillons implantés contenant pourtant des densités de défauts très différentes (boucles marquées par des astérisques sur la Figure 59).

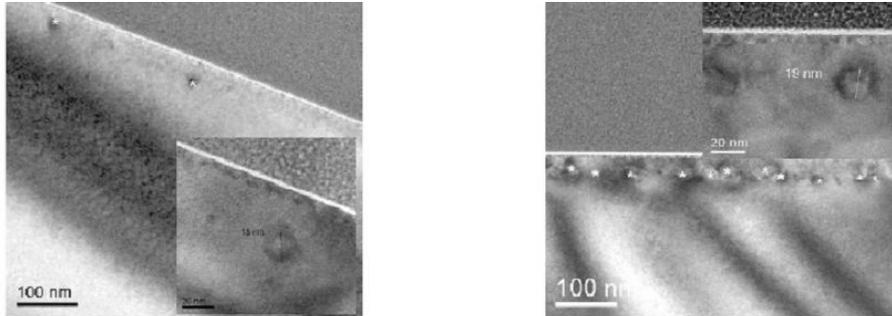


Figure 59 : Vues en coupe par MET des deux échantillons implantés en BF_2 après recuit à $800^\circ C$ pendant 10 min.

Une seule technique permet d'obtenir toutes les informations désirées à la fois (position par vue en coupe ainsi que nature, taille, densité par vue plane) sans étalonnage : le MET en mode faisceau faible en champ sombre (WBDF pour *Weak Beam Dark Field*). Les laboratoires LAAS et CEMES de Toulouse nous ont permis d'aller observer sur place la préparation et l'observation d'échantillons. Nous allons en détailler le principe dans le paragraphe suivant.

II.C.2.(b) MET en mode WBDF

Les échantillons sont amincis jusqu'à environ 150 nm par une combinaison de polissage mécanique et d'abrasion ionique.

Aucun appareillage compliqué n'est nécessaire pour observer les défauts en mode WBDF. Il faut, par contre, des connaissances en diffraction et du savoir-faire en microscopie. Nous allons en détailler le principe inspiré de la référence [65].

Principe de la diffraction

Diffraction électronique

Un cristal est constitué de plans atomiques dont l'équidistance est d_{hkl} (Figure 60). Quand on éclaire un cristal par une onde plane de longueur d'onde λ , il y a diffraction. Quand la loi de Bragg est satisfaite ($2 \cdot d_{hkl} \cdot \sin\theta = n \cdot \lambda$), l'interférence est constructive, sinon elle est destructive. En d'autres termes, l'interférence est constructive quand la différence de marche

entre les rayons incidents et les rayons diffractés par les atomes est égale à un nombre entier (n) de fois la longueur d'onde. L'angle entre la direction des rayons incidents et celle des rayons diffractés est alors de 2θ .

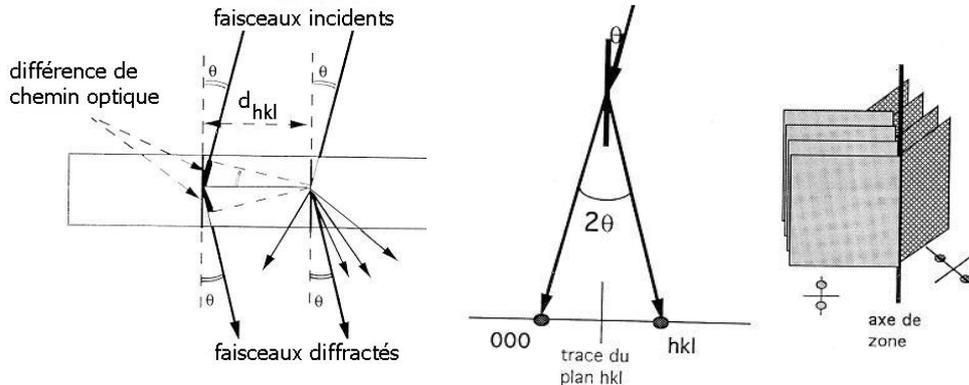


Figure 60 : Schémas explicatifs de la loi de Bragg [65]

Diagramme de diffraction

Le diagramme de diffraction peut se déduire de l'intersection d'une sphère, appelée sphère d'Ewald, avec le réseau réciproque du cristal (Figure 61). Le réseau réciproque est une structure « artificielle » reliée directement au réseau réel du cristal par un changement de base. Chaque point, appelé nœud g_{hkl} , de ce réseau représente une série de plans (hkl) du réseau réel ($g_{hkl} = 1/d_{hkl}$). La sphère d'Ewald est centrée au point d'incidence du faisceau sur le cristal et son rayon est de $1/\lambda$. L'origine du réseau réciproque est placée à l'extrémité du vecteur d'onde incident K_0 .

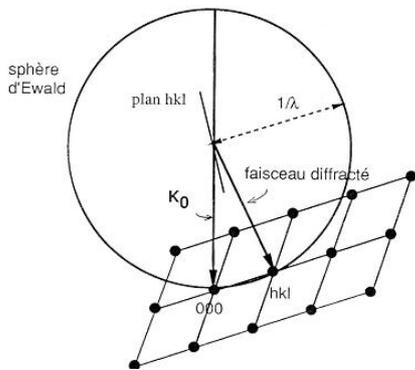


Figure 61 : Construction d'Ewald [65]

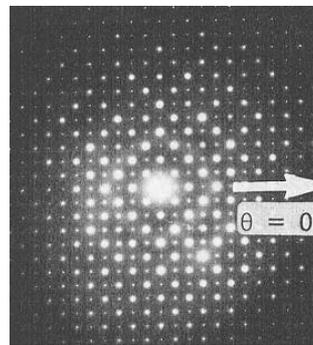


Figure 62 : Exemple de diagramme de diffraction en axe de zone (cliché C. Roucau)

On appelle axe de zone un plan avec une symétrie très élevée parallèle au faisceau incident. Il est caractérisé par un grand nombre de taches de diffraction autour du faisceau

incident (exemple en Figure 62). A partir de l'axe de zone, on peut établir la symétrie du matériau.

Lignes de Kikuchi

Ces lignes apparaissent dans les diagrammes de diffraction des objets épais et permettent de connaître l'orientation du cristal avec une grande précision. L'origine de ces lignes est liée aux objets épais car elle nécessite de la diffusion inélastique et de la diffusion élastique. Le principe de formation de ces lignes est décrit en Figure 64 et des exemples sont montrés en Figure 63.

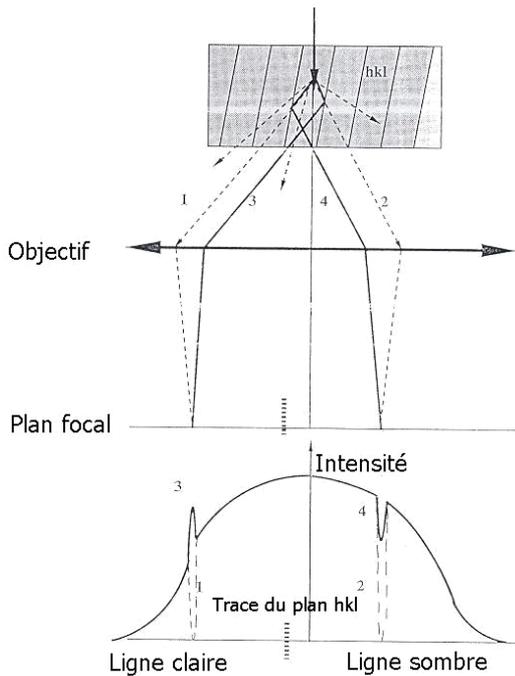


Figure 64 : Principe de formation des lignes de Kikuchi [65]

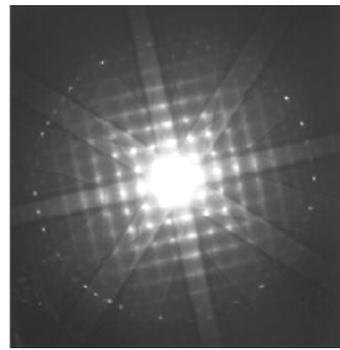


Figure 63 : Exemple de lignes de Kikuchi sur le diagramme de diffraction (cliché C. Roucau & présentation A. Claverie)

Lorsqu'on oriente le cristal, les taches de diffraction ne bougent pas (seule leur intensité varie). Par contre, les lignes de Kikuchi se déplacent d'une quantité x proportionnelle à l'angle de rotation θ de l'objet : $x = 2.\theta.L$ (où L est la longueur de Caméra). Cette particularité peut être mise à profit pour déterminer l'angle de rotation de l'objet avec une très bonne précision (de l'ordre du dixième de degré).

Image champ clair / champ sombre

Les images de microscopie résultent soit d'un contraste d'amplitude, soit d'un contraste de phase. C'est le contraste d'amplitude qui nous intéresse dans le cas du WBDF : le contraste

résulte de la variation, à la sortie de l'échantillon, de l'amplitude (ou intensité) du faisceau d'électrons.

Les images en champ clair ou en champ sombre sont réalisées en deux ondes, c'est-à-dire que seuls le faisceau transmis et un faisceau diffracté contribuent majoritairement à l'intensité de l'image. Dans ce cas, une seule famille de plans cristallographiques satisfait à la loi de Bragg.

Concrètement, on se place d'abord en axe de zone (Figure 65.a) puis on incline l'échantillon pour n'éclairer que la tache incidente et une tache de diffraction (ou au moins que ce soit les plus intenses). Une image en champ clair est obtenue en sélectionnant le faisceau transmis (Figure 65.b). Pour cela, un petit diaphragme, placé dans le plan focal image de la lentille objectif, est centré sur le faisceau transmis et arrête donc le faisceau diffracté. Si on sélectionne le faisceau diffracté, en inclinant le faisceau autour du point d'observation sur l'échantillon (rotation du faisceau), le diaphragme intercepte le faisceau transmis et on obtient une image en champ sombre (Figure 65.c).

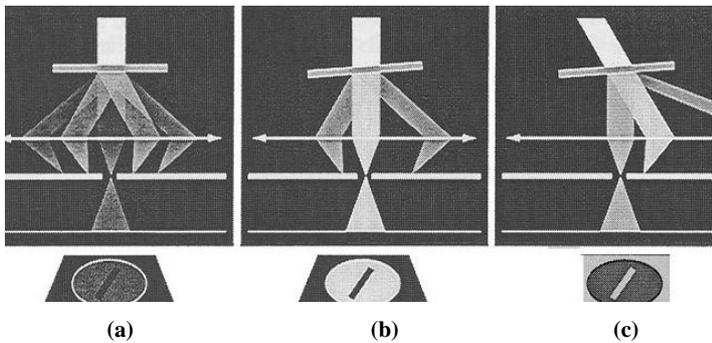


Figure 65 : Schéma du principe d'imagerie deux ondes (a) échantillon en axe de zone (b) échantillon incliné en condition deux ondes, image en champ clair (c) échantillon incliné en condition deux ondes, image en champ sombre [65]

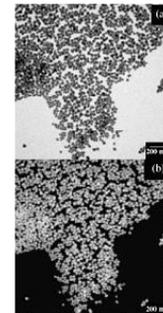


Figure 66 : Exemple d'une image en champ clair (dessus) et en champ sombre (dessous). [65]

Pour une image en champ clair, un défaut apparaît noir sur un fond blanc et une image en champ sombre sera son négatif.

On peut également représenter l'imagerie en champ clair/sombre avec l'intersection de la sphère d'Ewald et du réseau réciproque (Figure 67). Pour le mode double faisceau, la sphère d'Ewald passe par g_{000} (incident) et un autre g voisin (g_{004} pour l'exemple de la Figure 67). En champ clair, l'axe optique est aligné avec le faisceau incident et le diaphragme sélectionne celui-ci. En champ sombre, l'axe optique est aligné sur le faisceau diffracté et le diaphragme sélectionne celui-ci.

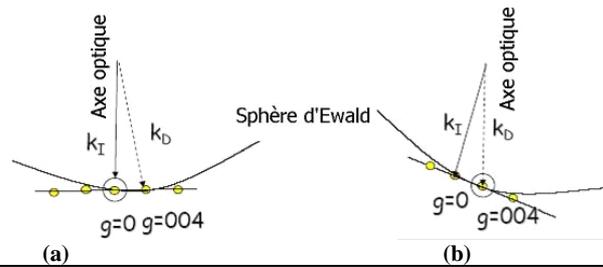


Figure 67 : Représentation de l'imagerie (a) en champ clair (b) en champ sombre à partir de la sphère d'Ewald et du réseau réciproque. (origine : Présentation A. Claverie)

Mode faible faisceau

La méthode des faisceaux faibles permet d'obtenir des images très fines des défauts contenus dans les matériaux cristallins. Cette technique est utilisée pour imager des parties de cristal distordues généralement en raison de la présence de défauts.

Par rapport aux images en champ clair et sombre, le cristal va être éloigné encore plus de la position de Bragg (Figure 68). En effet, la présence de défauts dans le réseau cristallin ajoute des réflexions autour du faisceau diffracté ce qui élargit la tache de diffraction. En s'éloignant de la position de Bragg, on place le diaphragme au bord de la tache (Figure 69). L'écart à la position de Bragg est appelé s . Ce sont ainsi les plans les plus distordus, c'est-à-dire les plus proches du défaut, qui vont diffracter et être à l'origine d'un contraste (exemple en Figure 70).

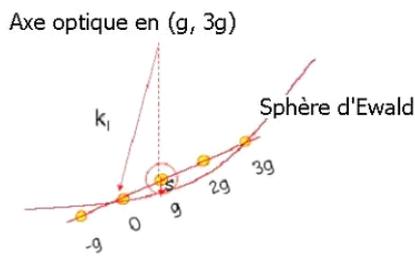


Figure 68 : Schéma du principe du faisceau faible. (origine : Présentation A. Claverie)

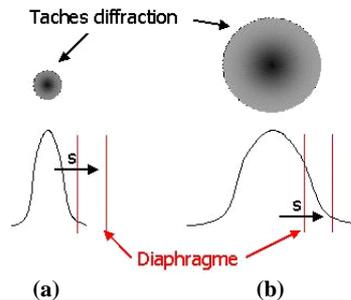


Figure 69 : Schéma de la position du diaphragme par rapport à la tache de diffraction dans le cas du faisceau faible (a) sans défaut (b) avec défaut.

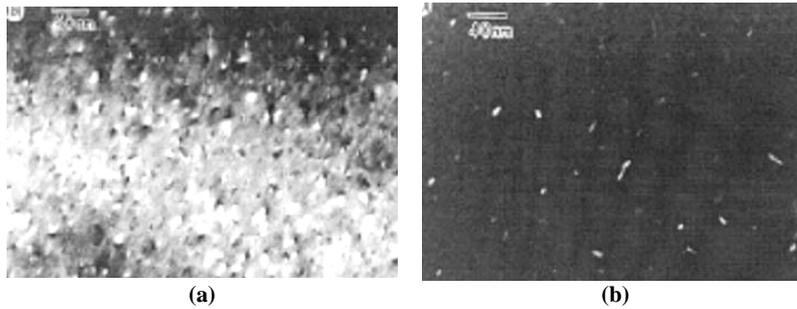


Figure 70 : Exemple d'une image réalisée (a) en champ sombre classique (b) en faible faisceau champ sombre (origine : Présentation A. Claverie)

Nous disposons à ce point des bases sur la diffraction. Nous allons maintenant aborder l'observation proprement dite.

Observation

L'écart s peut être positif ou négatif (Figure 71) selon le côté de la tache sélectionné.

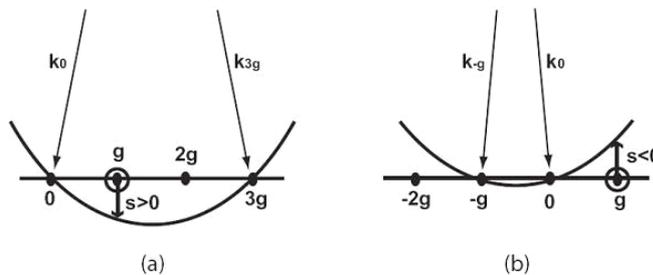


Figure 71 : Exemples de conditions d'imagerie en faisceau faible en utilisant le spot de diffraction g : (a) en $(g, 3g)$ avec $s > 0$ en (b) en $(g, -g)$ avec $s < 0$ en g . [42]

On observe des franges de contraste sur les images (non montré). Elles sont dues à l'épaisseur de l'échantillon et à la courbure de la zone amincie. Au centre on a une frange très claire : c'est celle où les plans sont exactement en conditions de Bragg. Cette configuration n'est pas bonne pour le WBDF : l'écart entre la ligne de Kikuchi et la tache est $s = 0$. La zone de WBDF est celle où on n'a plus de franges et qui est sombre : $s \neq 0$. Par contre, si s est trop grand, on perd le contraste. Lors de l'analyse de l'image pour compter les défauts, on ne sélectionnera que la zone où le contraste est suffisant et uniforme.

Sur les images, on reconnaît les particules ou les défauts de surface car elles ont un contraste qui ne change pas avec l'inclinaison de l'échantillon (c'est-à-dire avec s).

Les défauts du Si visibles au MET sont bien connus (Figure 72). En effet, on peut voir les défauts étendus de type $\{113\}$ et les boucles de dislocation (parfaites ou fautées).

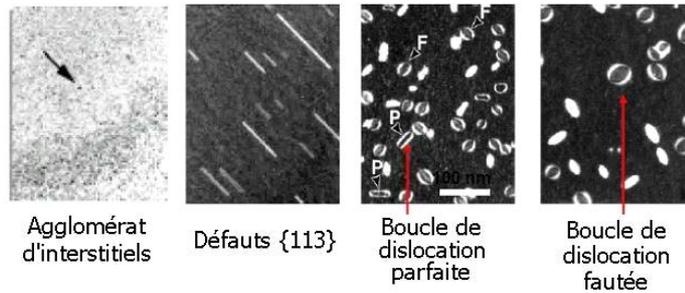


Figure 72 : Défauts du Si observés en WBDF. (origine : présentation A. Claverie)

Les axes de zones et les noeuds permettant de les visualiser en mode WBDF sont également connus. Ce sont les axes de zone :

- [001] en inclinant autour d'une direction [100] ou [010] pour sélectionner les taches des familles de plan {220} ou {400} (Figure 73)
- [113] en inclinant autour d'une direction [1-10] pour sélectionner les taches de la famille de plan {242} (Figure 74)

La spécificité de chaque noeud sera décrite ultérieurement.

Il est très important de noter pour chaque cliché : l'axe de zone, le couple (g, ng) et le signe de s.

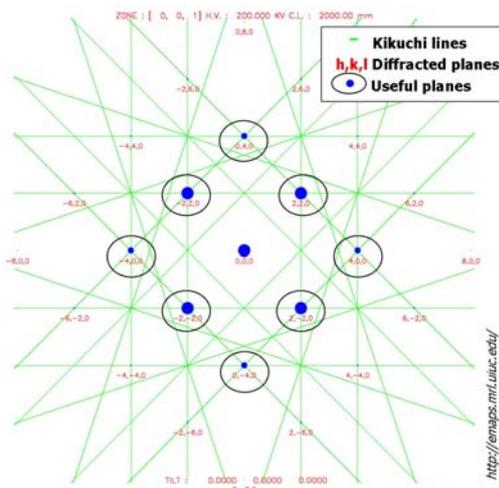


Figure 73 : Diagramme de diffraction de l'axe de zone [001] mettant en évidence les nœuds (220) et (400) [66]

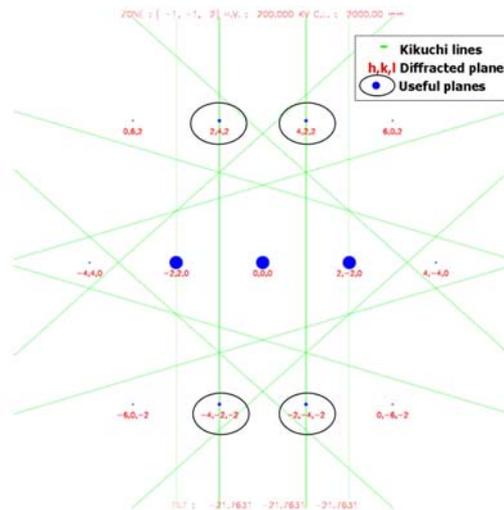


Figure 74 : Diagramme de diffraction de l'axe de zone [113] mettant en évidence les nœuds (424) [66]

Notre protocole utilisé pour révéler les défauts induits par l'implantation ionique consiste à les agglomérer en boucles de dislocation fautées. Pour les boucles de dislocation fautées, contrairement aux défauts {113} ou aux boucles parfaites [42], l'analyse est plus

simple puisqu'on peut identifier des conditions où tous les défauts sont visibles. La projection des boucles dans le plan (001) suit une ellipse dont l'axe majeur conserve le diamètre de la boucle. Toutefois, on peut avoir deux types de contraste selon qu'on s'écarte de la position de Bragg dans un sens ou dans l'autre ($s < 0$ ou $s > 0$) comme montré en Figure 71. On préférera l'une ou l'autre des configurations en fonction de l'information désirée :

- Pour mesurer la densité de défauts, on se place en conditions ($g, 2g$) avec $g = 400$ car ainsi toutes les variantes sont visibles. On a toutefois un fort effet de contraste qui empêche de mesurer leur dimension.
- Pour mesurer leur dimension, on préfère se placer en conditions ($g, 3g$) avec $g = 220$: certaines variantes en contraste résiduel sont proches de la projection géométrique de la boucle.

La taille moyenne et la densité des défauts sont celles mesurées expérimentalement dans les conditions précisées au paragraphe précédent. Le nombre d'interstitiels pris dans les défauts se calcule facilement à partir de la densité d'atomes de Si dans le plan (111) ($d_{111} = 1.57 \cdot 10^{15}$ at/cm²):

- pour les boucles fautées (circulaires) : $N_{BF} = d_{111} \cdot \pi \cdot r^2$ (r étant le rayon de la boucle)
- pour les boucles parfaites (allongées) : $N_{BP} = d_{111} \cdot A$ (A étant l'aire de la boucle)

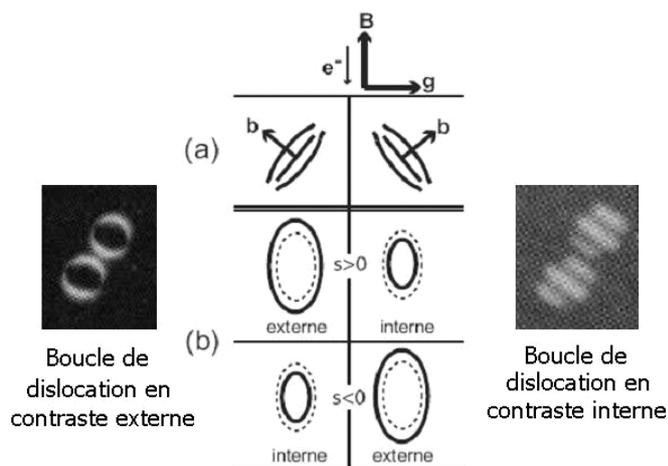


Figure 75 : Diagramme schématique : (a) conventions d'orientation et (b) type de contraste (interne/externe) observé pour l'image MET d'une boucle de dislocation interstitielle purement coin suivant le signe de $(g \cdot b) \cdot s$: les traits pointillés représentent la position projetée de la dislocation et les traits continus représentent la position de l'image. [42] En médaillon : images de boucles de dislocations avec un contraste en interne et en externe.

II.D) Conclusion

La caractérisation des jonctions nécessite la connaissance :

- de la répartition chimique des dopants,
- de leur activation,
- de la nature, la position, la densité et la taille des défauts après implantation ou après traitement.

L'analyse SIMS fournit des profils de concentration en fonction de la profondeur. Cependant, des problèmes inhérents au bombardement ionique détériorent la résolution dans les premiers nm. Dans un avenir proche, la sonde atomique permettra de surpasser l'analyse SIMS en fournissant des cartographies en trois dimensions de toutes les impuretés avec une résolution atomique. En attendant, nous avons établi un protocole qui garantit une résolution suffisante de l'analyse SIMS pour les jonctions inférieures à 100 nm et qui réduit les risques de dérive des mesures au cours du temps.

La résistance carrée mesurée par la méthode 4 pointes fournissait jusqu'à présent une indication fiable de l'activation des dopants. Toutefois, pour les jonctions inférieures à 30 nm, les lignes de courant traversent la jonction rendant la mesure de la résistance de la couche superficielle impossible. Nous avons cherché à repousser cette limite en modifiant les caractéristiques de la sonde et en prospectant des méthodes dérivées chez divers fournisseurs. Seules les mesures de résistance carrée sans contact par méthode optique combinent les avantages d'une mesure non destructive, rapide, hautement résolue sans limite en profondeur.

Pour ce qui est des défauts, aucun moyen de caractériser les défauts immédiatement après implantation n'a été identifié. Nous avons toutefois qualifié un moyen non destructif et quantitatif de mesurer la profondeur amorphisée par les implantations avec l'ellipsométrie. C'est une information importante car nous savons que la recristallisation se produisant pendant le recuit d'activation laisse une bande de défauts résiduels en arrière de l'interface amorphe-cristal. Nous avons ainsi un moyen de les localiser immédiatement après implantation.

Nous avons établi un protocole qui permet d'agglomérer les défauts induits par l'implantation en boucles de dislocations grâce à un recuit basse température (800°C pendant quelques minutes). Leur taille et leur nombre sont représentatifs des caractéristiques des défauts avant recuit et on peut ainsi comparer les échantillons entre eux. Nous avons prospecté de nombreuses techniques qui n'ont montré aucune sensibilité à des différences de

densité de boucles de dislocations. De plus, aucune d'elles ne permet d'obtenir à la fois leur taille, leur densité et leur localisation en profondeur : il faut les combiner et les calibrer. La microscopie électronique en transmission en mode champ sombre et faible faisceau est la seule technique à pouvoir identifier, quantifier et localiser les défauts étendus sans étalonnage.

CHAPITRE III :

INGENIERIE DES DEFAUTS

*“Nous sommes loin de nous douter
des services que pourraient nous rendre nos défauts,
si nous savions les mettre en oeuvre.”*
Sacha Guitry

Nous avons vu en fin de chapitre I quels effets pouvaient avoir les défauts sur des caractéristiques électriques clés des transistors. Nous devons donc trouver un moyen de remédier à ces défauts ou à leurs effets. Pour cela nous nous sommes intéressés aux différentes étapes du procédé :

- **l'implantation** qui va générer les défauts hors équilibre,
- **les dépôts** qui sont en contact direct avec les zones dopées et qui peuvent donc interagir avec elles, en plus du bilan thermique qu'ils apportent,
- **le recuit d'activation** pendant lequel se produit l'activation des dopants, la diffusion et la réparation des défauts.

Nos expériences concernent aussi bien les dopants usuels de type n (arsenic et phosphore) que le bore implanté sous forme de B^+ ou de BF_2^+ . Tous ces dopants sont présents dans les deux types de composants : NMOS et PMOS. En effet, pour le NMOS, les dopants de type n sont implantés dans les régions source-drain (SD) et leurs extensions (LDD pour *Lightly Doped Drain*) et les dopants de types p sont implantés dans les poches. Pour le PMOS, c'est l'inverse : les dopants de type p sont implantés dans les régions SD et LDD et les dopants de type n, dans les poches. Donc contrôler la diffusion, l'activation et les défauts générés par une espèce servira aux deux types de composants.

L'**arsenic** est un ion lourd dont on contrôle facilement le profil implanté et qui diffuse peu pendant le recuit d'activation. Toutefois, il provoque beaucoup de défauts lors de l'implantation qui sont difficiles à annihiler lors du recuit. Le **bore** et le **phosphore** sont des éléments plus légers qui provoquent moins de défauts lors de l'implantation mais dont la diffusion est très rapide. Les propriétés de l'arsenic ont fait que son utilisation a été préférée pendant longtemps à celle du phosphore. Désormais, les défauts d'implantation n'ont plus un rang secondaire dans la détérioration des caractéristiques du transistor, le phosphore se présente donc comme une alternative intéressante si on arrive à contrôler sa diffusion. Pour le PMOS, le problème est différent car le bore est une espèce dont on ne peut pas se passer. En effet, l'**indium** est également un dopant de type p mais la profondeur de son niveau accepteur, sa faible solubilité et le nombre important de défauts qu'il génère font qu'il ne peut être utilisé, dans le meilleur des cas, qu'en combinaison avec le bore. Nous devons donc toujours trouver des moyens de réduire la diffusion du bore.

III.A) L'implantation

Avant de nous intéresser au comportement des dopants dans le silicium, nous allons déterminer les paramètres clés de l'implanteur qui vont jouer sur la génération des défauts. Cette première phase nous aidera, à partir d'une problématique industrielle, à mettre en évidence à quel point les défauts induits par implantation sont une source de fluctuation des paramètres électriques du composant.

III.A.1) Paramètres de l'implantation : le flux d'implantation

La compréhension de la génération des défauts en fonction des caractéristiques du faisceau d'ions implantés est critique pour les technologies actuelles. En effet, nous avons vu apparaître le problème dès la technologie 120 nm. Sur site, le parc d'implanteurs à fort courant, destiné aux jonctions fines, était uniquement constitué d'équipements « multiplaques » implantant 13 plaques à la fois. Progressivement, des implanteurs monoplaques ont été introduits car ils dépassent les capacités des implanteurs multiplaques non seulement par leur productivité mais également par leur flexibilité.

III.A.1.(a) Rappels du fonctionnement d'un implanteur et différences entre l'implanteur multiplaque et monoplaque

Le parcours de l'ion de la source de l'implanteur jusqu'à la tranche de silicium est ponctué de phases d'accélération, de décélération et de tri. Tout cela sert à obtenir un faisceau uniforme composé d'une espèce ionique unique avec une énergie unique et un courant le plus fort possible. Nous allons décrire le parcours du faisceau ionique sur l'implanteur le plus complexe : l'équipement monoplaque *VIISa 80 HC* de *Varian* (Figure 76).

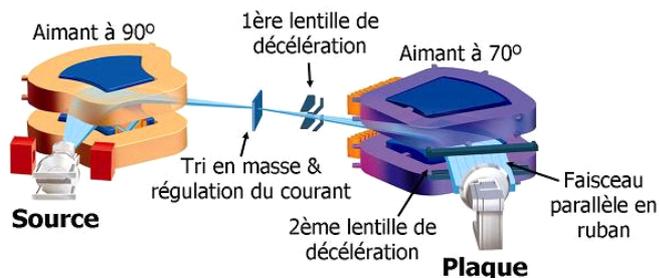


Figure 76 : Schéma du fonctionnement de l'implanteur monoplaque *VIISa HC* de *Varian* : différents modules servent à extraire, accélérer, trier, décélérer et focaliser le faisceau d'ion.

Tout d'abord, la source ionise les espèces, initialement sous forme gazeuse ou solide. Les ions extraits sont immédiatement accélérés à une énergie supérieure à celle

d'implantation pour améliorer le rendement de la source. Puis, un aimant courbé à 90° permet de les trier en masse afin de n'obtenir qu'une seule espèce ionique. En effet, le rayon de courbure de leur trajectoire dans le champ magnétique de l'aimant est défini par la relation suivante :

$$R = \frac{C}{B} \times \sqrt{\frac{mV}{|q|}}$$

où C est une constante, B le champ magnétique, m la masse de l'ion, V la tension appliquée et $q = n \cdot e$ avec n la charge de l'ion et e la charge élémentaire de l'électron. On comprend donc aisément que le rayon de courbure des ions dans l'aimant est proportionnel au terme $\sqrt{\frac{m}{|q|}}$.

Ainsi une espèce neutre ne sera pas influencée, les ions lourds ou peu chargés seront peu déviés et les ions légers ou trop chargés seront fortement déviés. Placé après cet aimant, un diaphragme va permettre d'affiner le tri en masse et de garantir un courant constant au faisceau. Ensuite, une première lentille permet de décélérer les ions avant leur entrée dans un deuxième aimant courbé à 70°. Ce dernier a pour objectif principal de rendre le faisceau uniforme et parallèle. Accessoirement, il permet un deuxième tri en masse, utile dans le cas où des espèces ionique se seraient recombinaées en espèce neutres : insensibles à la décélération, elles atteindraient la plaque avec une énergie trop importante introduisant des espèces trop profondément. Ce phénomène dramatique est appelé contamination énergétique. A la sortie de l'aimant, une deuxième lentille de décélération permet un second ajustement de l'énergie de l'ion. Le faisceau d'ion atteignant le silicium a une forme de ruban, uniforme et parallèle sur toute la largeur de la plaque et de quelques centimètres de hauteur. Le support de la plaque va se déplacer de bas en haut devant le faisceau autant de fois que nécessaire pour atteindre la dose désirée.

Les implanteurs multiplaques disponibles sur site sont des *Quantum de Applied Materials*. Le courant pouvant être extrait des implanteurs multiplaques est souvent plus faible que pour les implanteurs monoplaques. Le parcours du faisceau est différent car cet équipement ne possède qu'un seul aimant, courbé à 90°, et une seule possibilité de décélération. Les systèmes de focalisation et d'uniformisation sont également différents car le faisceau atteignant le silicium a une forme circulaire de moins de 10 cm de diamètre. De plus, le faisceau n'est pas uniforme sur toute sa largeur : son profil est gaussien ce qui entraîne nécessairement une certaine divergence angulaire. La conséquence de cette divergence est une jonction graduée en bord de motif illustrée en Figure 77. Les 13 plaques sont supportées sur

une roue de 1,3 m de diamètre tournant devant le faisceau à 900 tours/min (Figure 78). Une translation horizontale de la roue, en plus de sa rotation, permet d'implanter la totalité de la surface de la plaque.

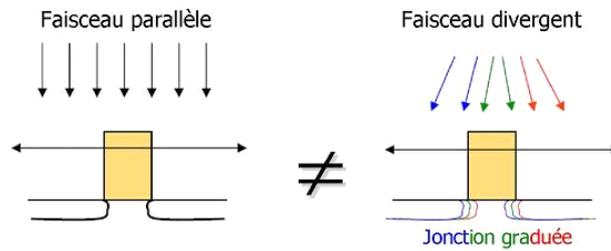


Figure 77 : Schéma montrant la différence entre une implantation avec un faisceau parallèle et un faisceau divergent : la jonction est graduée en bord de motif dans le cas d'un faisceau divergent.

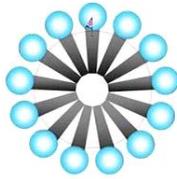


Figure 78 : Schéma de la roue de l'équipement Quantum de Applied Materials sur laquelle sont placées les 13 plaques à implanter

III.A.1.(b) Problématique

Habituellement, lors de l'introduction d'un nouvel équipement, une fois les réglages effectués, on s'assure que les profils obtenus après implantation sont identiques à ceux des autres équipements. Le plus souvent un facteur correctif doit être appliqué à la dose implantée pour que les profils soient superposés. Ce facteur correctif n'est valable que pour une espèce et sur une certaine gamme d'énergie. Après cet ajustement, on s'assure que les résistances des implantations effectuées sur les différents équipements sont identiques après un traitement thermique identique, ce qui est généralement le cas. Toutefois, pour certaines implantations, la différence entre un implanteur monoplaque et un implanteur multiplaque dépasse cette simple correction de dose. En effet, les résultats électriques sur la technologie 120 nm ont montré des divergences sur les produits traités sur l'un ou l'autre des équipements qui ne pouvaient pas être expliquées par un simple écart de dose (voir Table IV). Des divergences du même type ont également été constatées sur les produits de la technologie 90 nm.

Nous avons effectué des essais sur plaques sans motifs pour comprendre les phénomènes à l'origine de ces divergences.

Table IV : Divergences de quelques paramètres électriques sur produit 120 nm traité sur équipement monoplaque ou multiplaque.

	Paramètre électrique	Multiplaques	Monoplaque	Différence
NMOS	Résistance grille non siliciurée	115,1 Ω/\square $\pm 1,5$	115,4 Ω/\square $\pm 1,8$	Aucune
	Résistance zone active non siliciurée	113,5 Ω/\square $\pm 0,8$	113,5 Ω/\square $\pm 0,8$	Aucune
	Courant source-drain (10*0,13 μm High Speed)	606,5 $\mu\text{A}/\mu\text{m}$ $\pm 16,5$	596,9 $\mu\text{A}/\mu\text{m}$ $\pm 13,6$	# 10 $\mu\text{A}/\mu\text{m}$
PMOS	Résistance grille non siliciurée	330,8 Ω/\square $\pm 3,2$	325,0 Ω/\square $\pm 3,3$	# 6 Ω/\square (\cong 2-3% dose)
	Résistance zone active non siliciurée	129,0 Ω/\square $\pm 1,1$	121,4 Ω/\square $\pm 0,8$	# 8 Ω/\square ($>>$ 10% dose)
	Courant source-drain (10*0,13 μm High Speed)	-284,7 $\mu\text{A}/\mu\text{m}$ $\pm 8,9$	-280,0 $\mu\text{A}/\mu\text{m}$ $\pm 8,7$	# 5 $\mu\text{A}/\mu\text{m}$

III.A.1.(c) Procédure expérimentale

Avant tout, les échantillons employés pour l'étude ont été oxydés thermiquement jusqu'à obtenir une couche de 31 Å d'oxyde destinée à prévenir toute exodiffusion des dopants pendant le recuit. Deux implantations successives ont été effectuées, à température ambiante, pour reproduire les implantations source-drain du produit 120 nm. La première implantation est du BF_2 à 15 keV et $3,6 \cdot 10^{15}$ at/cm². C'est sur cette implantation que nous avons réalisé plusieurs essais. La deuxième implantation est identique sur tous les échantillons. Elle consiste en du bore sous forme de B^+ implanté à 13 keV et $6 \cdot 10^{13}$ at/cm², réalisée sur un implantateur monoplaque. Enfin, les essais ont été doublés pour que chacun puisse être recuit soit avec un recuit de type *spike* à 1113°C, soit avec un recuit en four à 800°C pendant 10 min. Le recuit de type *spike* est utilisé pour simuler l'étape de recuit d'activation standard du produit 120 nm. Il consiste en un pic de température dont les rampes de montée et de descente en température sont très abruptes (150°C/s et 90°C/s respectivement). Le second sert à agglomérer les défauts induits par implantation afin de simplifier leur caractérisation.

L'implantation de BF_2 a été réalisée soit en utilisant le faisceau ponctuel de l'implanteur multiplaque dans son mode standard (*éch. 1*), soit en utilisant le faisceau en ruban de l'implanteur monoplaque. Pour ce dernier, nous avons représenté l'énergie du faisceau tout au long de son parcours pour les différents échantillons sur la Figure 79. Pour l'*échantillon 2*, nous avons utilisé le mode standard où les ions sont accélérés entre la source et l'aimant à 90°, par l'application d'un potentiel de 8 kV, maintenus à cette énergie dans les deux aimants, puis décélérés entre l'aimant à 70° et la plaque. Puis nous avons modifié les paramètres du mode de transport ou la valeur du courant. Pour l'*échantillon 3*, le potentiel utilisé pour accélérer le faisceau est cette fois de 12 kV. Les *échantillons 5 et 6* utilisent les

mêmes réglages de décélération que les échantillons 2 et 3 respectivement, mais avec un courant 10 fois plus faible. Enfin, le faisceau de l'échantillon 4 est accéléré entre la source et l'aimant à 90° par l'application d'un potentiel de 12 kV, puis décéléré entre les deux aimants. Le faisceau conserve ensuite son énergie jusqu'à la plaque. La valeur maximale de courant que nous avons pu obtenir dans ce mode est intermédiaire par rapport aux précédents échantillons. Le faisceau a été volontairement expansé pour reproduire la divergence du faisceau ponctuel. Les différents essais sont décrits dans la Table V.

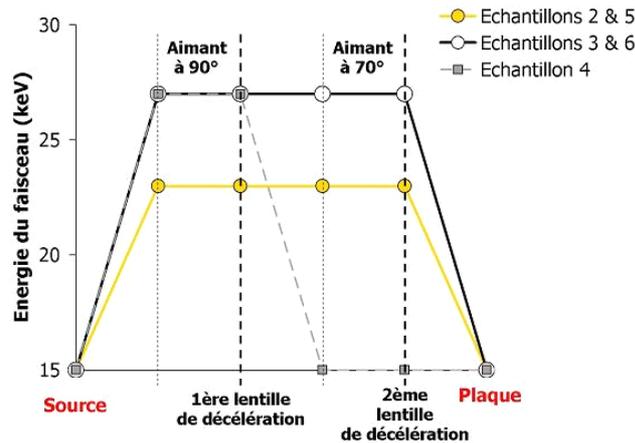


Figure 79 : Energie du faisceau ionique tout au long de son parcours dans l'implanteur (de la source à la plaque) pour les différents essais.

Pour pouvoir comparer les différentes implantations entre elles, nous avons calculé le flux d'implantation J qui rend compte de la manière dont la plaque perçoit globalement le faisceau. En effet, le courant du faisceau ponctuel dans son mode standard est de 9 mA, ce qui est sensiblement identique aux 10,5 mA du faisceau ruban dans son mode standard. Toutefois, le faisceau ponctuel est plus dense, du fait de sa géométrie, mais reste beaucoup moins de temps sur un même point, du fait de la vitesse de rotation de la roue sur laquelle la plaque est disposée. Le flux d'implantation permet de tenir compte macroscopiquement de ces différences majeures. Il s'exprime sous la forme :

$$J = \frac{Q}{t \times n}$$

avec Q la dose implantée (ion/cm^2), t la durée de l'implantation (s) et n le nombre de plaques implantées (pour l'équipement multiplaque $n = 13$ et pour le mono-plaque $n = 1$). Les valeurs de J pour chaque échantillon sont relevées dans la Table V.

L'épaisseur de la couche amorphisée par l'implantation est mesurée par ellipsométrie. Après le recuit en four, les défauts sont analysés sur une coupe transversale par MET. L'activation du bore après recuit *spike* est caractérisée par la méthode 4 pointes et l'analyse

SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy) est utilisée pour étudier la distribution et la ségrégation des dopants.

Table V : Paramètres de l'implantation de BF_2 à 15 keV et $3,6.10^{15}$ at/cm² pour les différents échantillons.

Type d'implanteur	Mode de transport	Courant (mA)	Durée (s)	Flux d'implantation (ion/cm ² /s/plaque)	Echantillon
Multiplaque	Standard	9	1480	$0,02.10^{13}$	1
Monoplaque	Standard : Décélération (8kV)	10,5	60	6.10^{13}	2
	Décélération (12kV)	13,4	70	$5,14.10^{13}$	3
	Drift expansé	5,05	220	$1,64.10^{13}$	4
	Décélération (8kV)	1,27	540	$0,67.10^{13}$	5
	Décélération (12kV)	1,3	540	$0,67.10^{13}$	6

III.A.1.(d) Résultats

Table VI : Récapitulatif des résultats.

Ech.	Mode de transport	J (ion/cm ² /s/plaque)	Épaisseur amorphisée (nm)	Nombre de dislocations par μm de long estimé sur les coupes MET	Rs après spike (Ω/\square)
1	Standard	$0,02.10^{13}$	$30,3 \pm 0,02$	30	107 ± 2
2	Décélération (8kV) : standard	6.10^{13}	$32,5 \pm 0,03$	5	99 ± 2
3	Décélération (12kV)	$5,14.10^{13}$	$32,7 \pm 0,02$	5	$99 \pm 1,8$
4	Drift expansé	$1,64.10^{13}$	$31,9 \pm 0,03$	10	101 ± 2
5	Décélération (8kV)	$0,67.10^{13}$	$31,1 \pm 0,02$	20	$103 \pm 2,2$
6	Décélération (12kV)	$0,67.10^{13}$	$31,2 \pm 0,02$	20	$104 \pm 2,1$

Ellipsométrie

L'ellipsométrie a été utilisée pour estimer la profondeur amorphisée par les implantations par ajustement des spectres expérimentaux aux spectres théoriques d'un empilement oxyde/Si amorphe/Si cristallin. Les épaisseurs de l'oxyde et du silicium amorphe sont optimisées pour atteindre le meilleur ajustement entre les spectres expérimentaux et théoriques, simulés en gardant constantes les propriétés optiques des différents matériaux. Les valeurs des épaisseurs mesurées après la deuxième implantation sont données dans la Table VI et sont représentées en fonction de J sur la Figure 80.

Les résultats montrent que l'épaisseur amorphisée augmente quand le flux d'implantation augmente. Le mode de transport, et surtout le mode de décélération, n'influencent pas significativement l'épaisseur amorphisée.

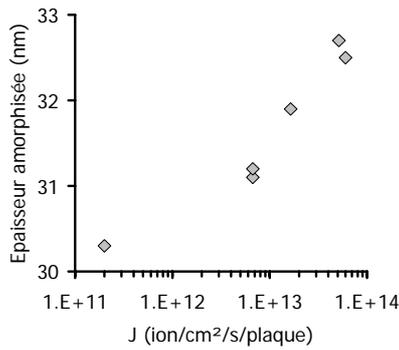


Figure 80 : Corrélation entre l'épaisseur amorphisée après les deux implantations (mesurée par ellipsométrie) et le flux d'implantation.

MET (vues en coupe)

Après le recuit à 800°C pendant 10 min, les défauts ponctuels ont pris la forme de boucles de dislocations. Les images des coupes observées par MET sont représentées en Figure 81. Le compte des dislocations est exprimé en nombre de dislocations par μm de long dans la Table VI et représenté en fonction de J sur la Figure 82. Même si ce nombre dépend de l'épaisseur de la lamelle observée, les coupes ont toutes été préparées de la même manière par FIB en ciblant une épaisseur de 150 nm, donc les valeurs sont comparables.

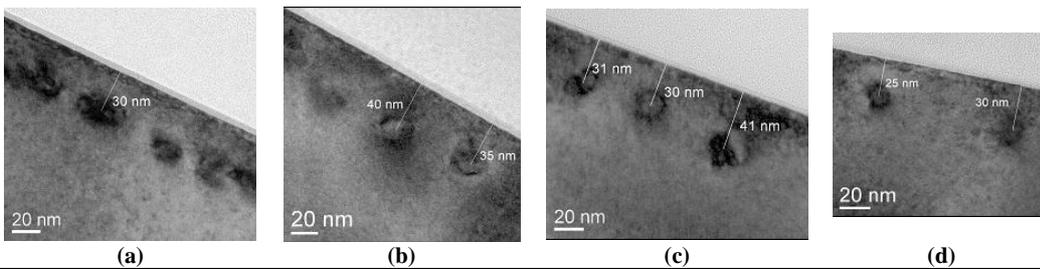


Figure 81 : Images des coupes observées par MET **a)** de l'échantillon 1, **b)** de l'échantillon 2 ou 3, **c)** de l'échantillon 4 et **d)** de l'échantillon 5 ou 6.

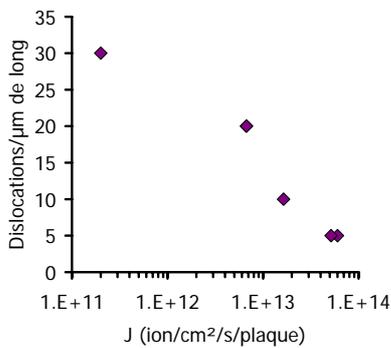


Figure 82 : Corrélation entre le nombre de dislocations/ μm de long (mesurée sur les coupes MET) et le flux d'implantation.

On observe que le nombre de dislocations/ μm de long diminue quand le flux d'implantation augmente. Aucun élément ne nous permet de faire la distinction entre les

clichés des échantillons 2 et 3 ou 5 et 6 différant uniquement par le mode de décélération du faisceau (non montré).

SIMS

Les profils après implantation sont identiques (non montrés). Les profils de bore et de fluor après le recuit *spike* sont représentés en Figure 83. On observe la même profondeur de diffusion pour tous les profils de bore. Toutefois, deux pics se distinguent pour le bore et pour le fluor. Le premier, localisé à environ 20 nm de la surface du silicium, correspond à la profondeur du Rp de l'implantation de bore implanté sous forme de BF_2 . Le second, à environ 33 nm de la surface, correspond à la ségrégation sur les défauts de fin de parcours (EOR) de l'implantation en question. Ceci est en accord avec les résultats de Ohno et al [67].

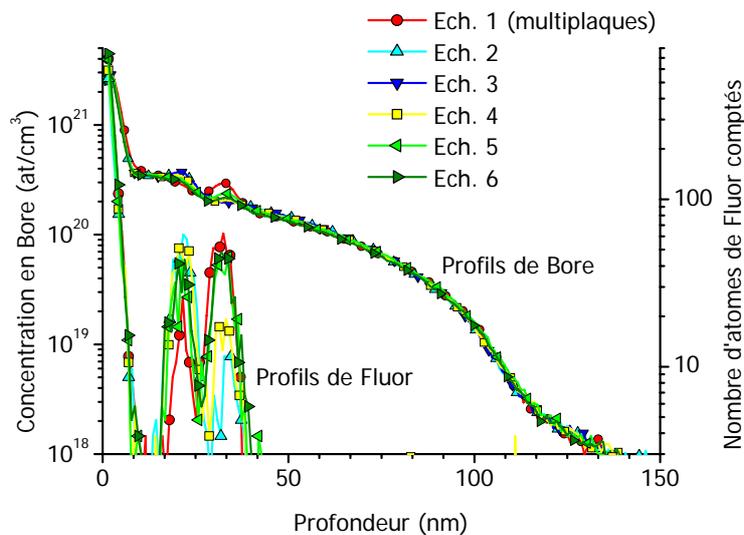


Figure 83 : Profils du bore et du fluor dans le silicium après recuit spike analysés par SIMS.

Résistance carrée

Les valeurs de résistance carrée mesurées par la méthode 4 pointes sont récapitulées en Table VI. On observe à nouveau une corrélation avec le flux d'implantation comme le montre la Figure 84 : plus le flux d'implantation est important, plus la résistance carrée est faible (donc l'activation élevée). Il est intéressant de retrouver le même écart de $8 \Omega/\square$ constaté sur composant (résistance des zones actives non siliciurées du PMOS dans la Table IV) entre les implantations standard réalisées sur les implanteurs multiplaque et monoplaque (*éch. 1* et *2* dans la Table VI).

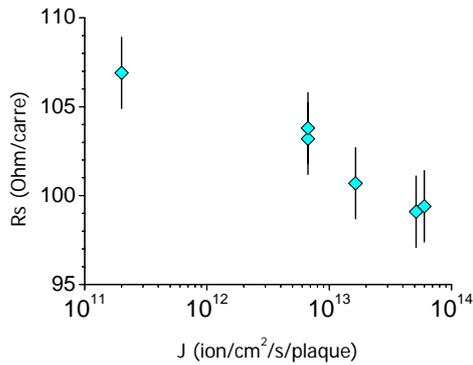


Figure 84 : Corrélation entre la résistance carrée (mesurée par méthode 4 pointes) et le flux d'implantation.

III.A.1.(e) Discussion

Nous avons constaté que la couche amorphe est influencée par le flux d'implantation. En effet, un flux plus faible accorde un temps plus long pour les recombinaisons des paires de Frenkel avant la collision suivante. On obtient alors une couche amorphe plus fine [68]. Toutefois, la profondeur d'implantation des dopants ne dépend pas du flux d'implantation et donc la sursaturation d'interstitiels décrite par le modèle des interstitiels en excès est à la même position quelque soit le flux. Cela signifie que les défauts en arrière de l'interface amorphe/cristal sont plus nombreux avec un faible flux d'implantation. Ceci est clairement révélé par le recuit en four à 800°C (Figure 81): le nombre de boucles de dislocation observé sur les coupes diminue quand la valeur du flux augmente (Figure 82, Table VI).

Après le recuit d'activation, la concentration de bore et de fluor ségréguée sur les défauts EOR augmente avec la quantité de défauts résiduels, donc avec le flux, comme le montrent les Figures 85 et 86. Les profils des échantillons 2 et 3 ou 5 et 6, différant uniquement par le mode de décélération, sont similaires.

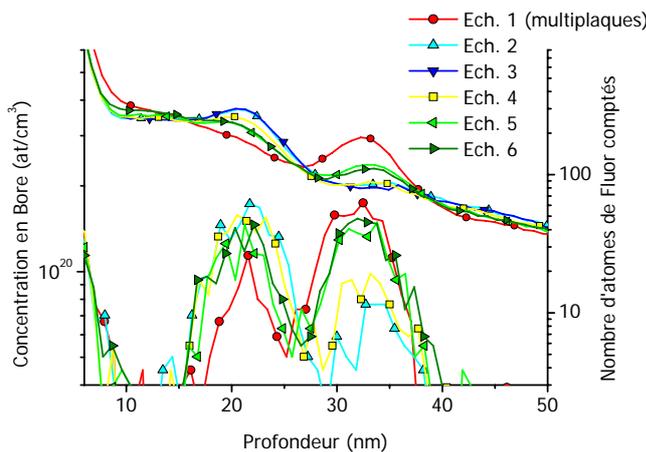


Figure 85 : Agrandissement de la Figure 83 montrant uniquement les pics de ségrégation des profils de bore et de fluor au Rp de l'implantation de BF_2 (# 20 nm) et aux défauts EOR (# 33 nm).

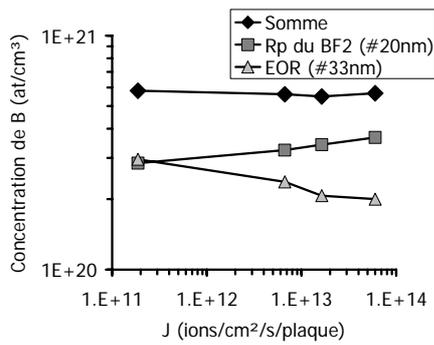


Figure 86 : Corrélation entre le flux et la concentration des pics de ségrégation du bore au Rp de l'implantation de BF_2 et aux défauts EOR. La somme des concentrations de chaque pic est également représentée.

L'activation des implantations est plus faible pour un flux d'implantation faible. Ceci doit être dû au fait que la quantité de bore piégée par les défauts de fin de parcours est inactive contrairement à celle qui reste au Rp de l'implantation de BF_2 .

III.A.1.(f) Conclusion

Nous avons étudié les implantations induites par deux types de faisceau ioniques en terme de défauts, de diffusion et d'activation des dopants. Les résultats montrent que le flux d'implantation est un paramètre important pour comprendre le comportement physique des défauts et des dopants. A faible flux d'implantation, les paires de Frenkel générées ont plus de temps pour se recombiner entre les collisions, réduisant ainsi la profondeur de l'amorphisation. Cependant, le parcours projeté de l'implantation est identique quel que soit le flux d'implantation. Par conséquent, le nombre d'interstitiels en arrière de l'interface amorphe/cristal est plus élevé pour un flux plus faible. Pendant le recuit d'activation, les interstitiels s'agglomèrent, piégeant et désactivant le bore. L'activation est donc plus faible pour un flux d'implantation plus faible.

Ces défauts générés pendant l'implantation peuvent à eux seuls provoquer des fluctuations des paramètres électriques tels que la résistance et la tension seuil. Pour apparier les deux types d'équipement il faudrait donc avoir le même flux d'implantation, or celui de l'équipement multiplaque est déjà à son maximum. Il faudrait donc baisser celui de l'implanteur monoplaque, ce qui diminuerait trop fortement sa productivité. La solution appliquée est de dédier un type d'équipement à une implantation donnée.

Pour ce qui est de la divergence du faisceau ponctuel de l'implanteur multiplaque, on a pu apparier les équipements en inclinant l'implantation de 3° avec l'implanteur monoplaque [69].

Nous allons, à présent, nous intéresser au comportement des dopants dans le silicium.

Un moyen de répondre aux spécifications dimensionnelles des jonctions (fines et abruptes) tout en implantant de fortes quantités de dopants est d'utiliser la co-implantation d'espèces non dopantes en plus des dopants usuels, notamment pour les espèces légères telles que le bore ou le phosphore. Le souci de contrôler la diffusion est ancien pour le bore, mais relativement récent pour les dopants de type n à cause de l'introduction du phosphore en combinaison avec l'arsenic.

Nous commencerons par le cas du bore dont la littérature exhaustive nous a orientée vers le choix du carbone parmi les autres espèces neutres possibles. Par des expériences, nous confirmerons que la co-implantation du carbone, après pré-amorphisation, réduit efficacement la diffusion du bore. Néanmoins, nous irons plus loin en optimisant les conditions d'implantation du carbone pour maximiser ses effets, d'abord sur plaques sans motifs, puis sur composants pour trouver un compromis entre le gain en performances et les fuites engendrées (inconvenient majeur du carbone).

Le mécanisme de diffusion du phosphore étant similaire à celui du bore (mécanisme de diffusion par paire dopant-interstitiel), nous optimiserons la co-implantation du carbone après pré-amorphisation pour réduire la diffusion du phosphore et améliorer les performances du NMOS. Mais, avant, nous introduirons l'intérêt d'implanter du phosphore en combinaison avec l'arsenic en terme de diffusion et de défauts induits.

III.A.2) Le dopant usuel de type p (B)

Nous allons tout d'abord discuter les différentes possibilités d'espèces à co-implanter pour expliquer les raisons qui nous ont poussées à poursuivre avec le carbone plutôt qu'avec le fluor et l'azote. Puis nous développerons les travaux sur la co-implantation du carbone pour réduire la diffusion du bore. En effet, son intégration est devenue indispensable à partir de la technologie 45 nm, mais les conditions d'implantation doivent être optimisées pour maximiser son efficacité sans introduire des fuites de courant trop importantes (le carbone introduit un niveau profond dans la bande interdite du silicium).

III.A.2.(a) Le choix du carbone parmi les autres espèces

Les candidats sont des espèces électriquement inactives. Des espèces légères, d'une part, sont connues pour réduire la diffusion du bore et nous allons détailler les propriétés de

chaque espèce : le fluor, l'azote et le carbone. D'autre part, des espèces plus lourdes peuvent être utilisées pour préamorphiser le matériau : le silicium, le germanium et le xenon.

L'**azote** peut être utilisé pour réduire la diffusion de l'arsenic [70, 71, 72] et du bore [70, 73, 74]. Bien que le mécanisme à l'origine de cette réduction de la diffusion ne soit pas encore clair, ces auteurs montrent un effet sur les défauts induits par implantation que ce soit par observation MET ou électrique. En effet, Kuroï et al [71] voient les défauts générés par une implantation d'arsenic se rapprocher de la surface en présence d'azote. Une diminution de la fuite surfacique des transistors (et pas de celle périphérique) est également constatée, donc c'est bien la fuite de jonction, et non pas celle en bord de tranchée isolante, qui est réduite. De plus, l'azote aurait un effet positif sur la siliciure de nickel. En effet, l'état de surface est amélioré par la présence d'azote qui empêche l'oxydation du silicium [75]. La phase NiSi est stabilisée et la formation de NiSi₂ (très résistive) est retardée [70]. L'azote diffuse très rapidement pendant les recuits et a tendance à ségréger à l'interface Si/SiO₂ [74]. Cette propriété est associée à une diminution de l'influence des porteurs chauds responsables du vieillissement prématuré de l'oxyde de grille [71, 72]. L'azote a toutefois l'inconvénient de diminuer l'activation des dopants de type P (B et In) [76]. Cette perte d'activation peut être attribuée au fait que l'azote est stable en site substitutionnel. Il peut donc s'activer (c'est un élément de la colonne V, donc dopant de type n) et occuper des sites à la place du dopant à activer ou former des agrégats inactifs [76]. Des essais sur produit 65 nm, réalisés dans la période de nos travaux², ont montré que l'azote avait un effet bénéfique sur le NMOS lorsqu'il est implanté au niveau des poches ou plus profondément. L'effet touche non seulement les poches en réduisant la diffusion du bore, mais surtout l'oxyde de grille car l'azote diffuse rapidement dans le silicium du substrat et dans le polysilicium de la grille renforçant ainsi la nitruration de la grille (réduction des fuites à travers l'oxyde de grille). Il augmente également l'activation des dopants de type N dans la grille (réduction de la déplétion de grille). Pour le PMOS, l'azote implanté au niveau des extensions améliore les effets de canaux courts et réduit les fuites de jonction. Par contre, il réduit les performances du transistor. On n'a pas observé d'effet de l'azote sur la siliciuration.

Le **fluor** peut également réduire la diffusion de l'arsenic [77], du bore [78, 79, 80, 81, 82] et du phosphore [83]. Le mécanisme n'est pas encore élucidé. Toutefois, il semblerait qu'un optimum d'efficacité serait atteint pour un rapport entre les énergies d'implantation

² Julien Singer « Caractérisation et optimisation de jonctions minces pour la technologie 65 nm et en deça » rapport de stage confidentiel, STMicroelectronics (2005)

$\frac{E_{\text{fluor}}}{E_{\text{bore}}} = 12$ [81, 82]. D'un point de vue pratique, le fluor est une espèce aisée à mettre en

œuvre puisque le BF_3 gazeux est la source standard pour l'implantation du bore. L'inconvénient du fluor est de désactiver le bore [80, 84]. De plus, le fluor augmente la pénétration du bore dans l'oxyde de grille. Des essais sur produit 65 nm, réalisés dans la période de nos travaux³, ont montré que, sur le NMOS, le fluor permet d'améliorer les effets de canaux courts en réduisant la diffusion du bore s'il est placé plus profondément que la poche. Toutefois, il introduit une légère baisse des performances à cause d'un courant de fuite plus élevé et d'une résistance plus élevée de la grille. Pour le PMOS, le fluor implanté au niveau des extensions dégrade les effets de canaux courts, car il augmente la pénétration du bore dans l'oxyde de grille et lui permet de le traverser pour diffuser depuis la grille dans le canal.

Le **carbone** a été étudié pour sa capacité à piéger les impuretés métalliques [85]. Il a également la propriété de piéger les interstitiels de silicium responsables de la diffusion du bore [86, 87, 88], du phosphore [89, 90] et dans une moindre mesure de l'arsenic. Il n'est efficace qu'en site substitutionnel, ce qui peut être réalisé soit par épitaxie (utilisé pour le transistor bipolaire), soit par pré-amorphisation/recristallisation [88]. L'espèce utilisée pour la pré-amorphisation est indifférente [88]. Il a été montré qu'après une pré-amorphisation, le carbone est plus efficace que le fluor pour réduire la diffusion du bore [91]. De plus, il a une action sur l'évolution des défauts étendus, car il va capturer les interstitiels pendant les échanges entre défauts impliqués dans le mécanisme de maturation d'Ostwald [92, 93]. Il va donc ralentir leur croissance. Le carbone augmente également l'activation de l'indium en formant des paires In-C de niveau accepteur moins profond que celui de l'indium seul [94]. L'inconvénient majeur du carbone est d'introduire un niveau profond dans la bande interdite à l'origine de fuites de courant [95, 96, 97, 98]. Il a également été montré que le carbone pouvait désactiver le bore [99, 100].

Le **germanium** est utilisé pour sa masse qui en fait un bon destructeur de réseau cristallin. La pré-amorphisation permet de réduire la canalisation des espèces implantées et permet également une augmentation de l'activation de certains dopants comme l'indium et le bore [101]. Le placement de l'interface amorphe/cristal déterminera la position des défauts résiduels. S'ils se trouvent dans la zone déplétée, le niveau de fuite peut être dramatique.

³ ibidem

D'autres espèces peuvent être utilisées pour la préamorphisation, telles que le **silicium** ou le **xenon**. Toutefois, ces espèces génèrent un trop grand nombre de défauts résiduels.

Pour résumer, toutes ces espèces peuvent réduire la diffusion de certains dopants, mais ont des inconvénients. Il est donc nécessaire d'optimiser les conditions d'implantation pour maximiser leurs effets bénéfiques et minimiser leurs effets néfastes. Notre choix s'est porté sur la combinaison pré-amorphisation avec du germanium suivi de l'implantation de carbone, qui montre le plus de potentiel pour réduire la diffusion des dopants qui nous posent problème : le bore et le phosphore. Pour optimiser les conditions d'implantation, il est nécessaire de comprendre les mécanismes impliqués dans la diffusion de chaque espèce et l'action des espèces co-implantées sur cette diffusion.

III.A.2.(b) Optimisation de la co-implantation Ge + C pour réduire la diffusion du bore

Ces expériences, sur plaques sans motif, ont pour but d'optimiser les conditions d'implantation du carbone, toutes conditions égales par ailleurs, pour maximiser la réduction de la diffusion du bore. Nous avons donc fait varier l'énergie ou la dose de carbone et comparé les profils de bore après recuit.

Procédure expérimentale

Sur des plaques sans motifs, on pré-amorphise tout d'abord le substrat jusqu'à une profondeur d'environ 30 nm avec du germanium 15 keV, 4.10^{14} at/cm² (PAI pour *PreAmorphization Implantation*). Nous rappelons que cette préamorphisation est nécessaire pour placer le carbone en site substitutionnel aux premiers instants du recuit d'activation. En effet, le carbone n'est pas efficace en site interstitiel.

On réalise ensuite l'implantation de carbone avant celle du dopant. Trois énergies d'implantation ont été choisies pour le carbone afin de situer son Rp à la même profondeur que celui du dopant (1 keV), à la profondeur des défauts EOR (8 keV) ou entre ces deux emplacements (5 keV) comme le montre la Figure 87. En réalité, l'écart type du profil implanté de carbone est tel que les implantations réalisées à 5 et 8 keV vont agir sur ces trois régions. Toutefois, l'effet sera accentué sur la zone ciblée. Pour chaque énergie d'implantation, deux doses sont testées : 2.10^{15} at/cm² (identique au dopant) ou 5.10^{14} at/cm². Il est à noter que l'implantation du carbone à 2.10^{15} at/cm² aux énergies de 5 et 8 keV repousse la profondeur de l'amorphisation de 3 et 8 nm respectivement.

Le bore, implanté à 1 keV et 2.10^{15} at/cm², est totalement inclus dans la zone amorphisée.

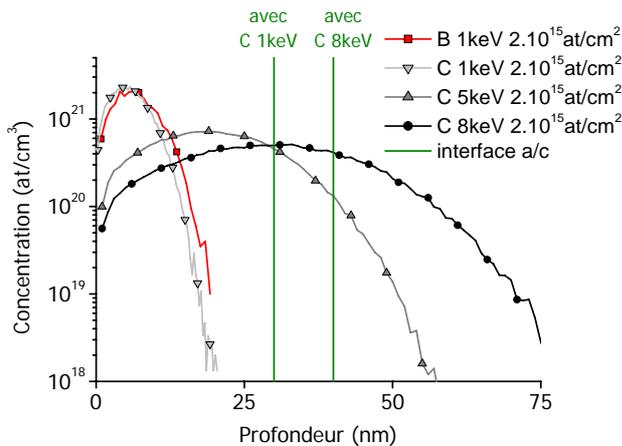


Figure 87 : Simulation des profils implantés des impuretés avec le logiciel SRIM2003. La position de l'interface amorphe cristal (a/c) est également représentée dans les deux cas extrêmes. L'énergie de l'implantation de carbone le localise soit superposé au bore, soit aux défauts EOR, soit entre les deux.

Enfin, le recuit d'activation final est de type *spike* à 1055°C ou 1080°C en atmosphère contenant 95% d'azote et 5% d'oxygène. Une étape de stabilisation à 450°C pendant 20 s précède le pic de température.

On a utilisé l'analyse SIMS pour mesurer les profils des différentes impuretés et un outil de mesure sans-contact pour mesurer la résistance carrée des échantillons.

Résultats

SIMS

Tout d'abord, nous allons étudier les profils de bore sans carbone (Figure 88). Implanté seul, le profil du bore après recuit présente deux zones caractéristiques :

- Proche de la surface, le bore a une concentration supérieure à la limite de solubilité et se trouve donc sous forme de précipités ou de complexes. Il est immobile, inactif et va servir de réservoir de bore lors de la diffusion.
- Plus en profondeur, le bore a diffusé rapidement.

Lorsque le silicium a été amorphisé avec du germanium avant l'implantation de bore on constate deux différences majeures sur les profils : le pic de surface est moins étalé et la diffusion en profondeur est plus importante. En effet, on a déplacé la source d'interstitiels responsables de la diffusion du bore qui se situe à proximité du pic implanté dans le cas du bore implanté dans le silicium cristallin, d'où une accélération de la diffusion dans cette zone. Dans le cas où le silicium a été préamorphisé, la source d'interstitiels se situe en arrière de l'interface amorphe cristal initiale d'où une accélération en volume.

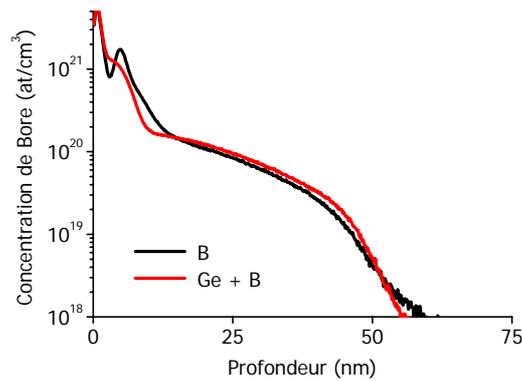


Figure 88 : Influence de la pré-amorphisation sur les profils de bore implanté à $1\text{keV } 2.10^{15} \text{ at/cm}^2$ après recuit à 1055°C .

La Figure 89.a illustre l'effet de la localisation du carbone implanté à une dose de $2.10^{15} \text{ at/cm}^2$ (après pré-amorphisation) sur les profils de bore après recuit à 1080°C . Tout d'abord, nous observons sur tous les profils un pic de surface. Il est attribué au bore précipité car au-dessus de la limite de solubilité. Il est immobile et sert de réservoir pour alimenter la diffusion du bore. Le point d'inflexion entre le pic de surface et le plateau de la diffusion accélérée du bore est situé à la limite de solubilité qui est d'environ $2.10^{20} \text{ at/cm}^3$ aux températures de recuit utilisées.

La présence de carbone réduit notablement la diffusion du bore. L'énergie d'implantation du carbone n'a pas une influence linéaire sur la profondeur de jonction : des trois énergies d'implantations du carbone, c'est l'énergie intermédiaire qui fournit la jonction la plus fine. Nous constatons des concentrations très variables au point d'inflexion après le pic de surface selon l'énergie d'implantation du carbone.

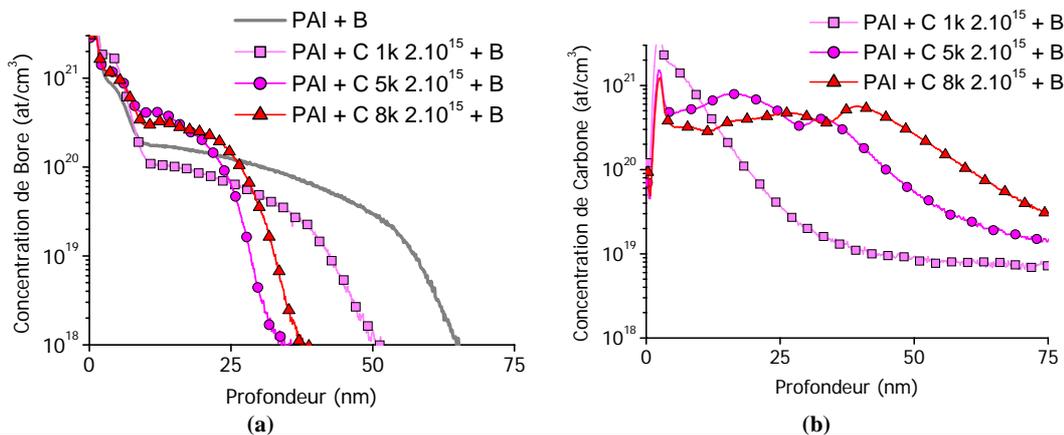


Figure 89 : Influence de l'énergie d'implantation du carbone $2.10^{15} \text{ at/cm}^2$ sur les profils du bore $1\text{keV } 2.10^{15} \text{ at/cm}^2$ après recuit à 1080°C **a)** du bore et **b)** profils de carbone correspondant.

Les profils de carbone correspondants sont montrés sur la Figure 89.b. Le carbone implanté à 1 keV après recuit reste quasiment complètement inclus dans les 25 premiers nm. Les deux énergies plus élevées donnent des profils plus étalés. Le pic de ségrégation le plus profond correspond à la ségrégation aux défauts EOR.

Quand la dose de carbone est de 5.10^{14} at/cm² (Figure 90.a), les trois énergies d'implantation conduisent à des profils de bore quasiment identiques. On note toutefois un pic de ségrégation aux défauts EOR pour les profils co-implantés avec le carbone à 5 keV et à 8 keV. Ce pic est inexistant quand du carbone à 1 keV est co-implanté. Les profils de carbone correspondants sont représentés en Figure 90.b. Le carbone implanté à 1 keV est toujours situé très en surface. Les profils plus profonds ont, cette fois, un seul pic de ségrégation aux défauts EOR.

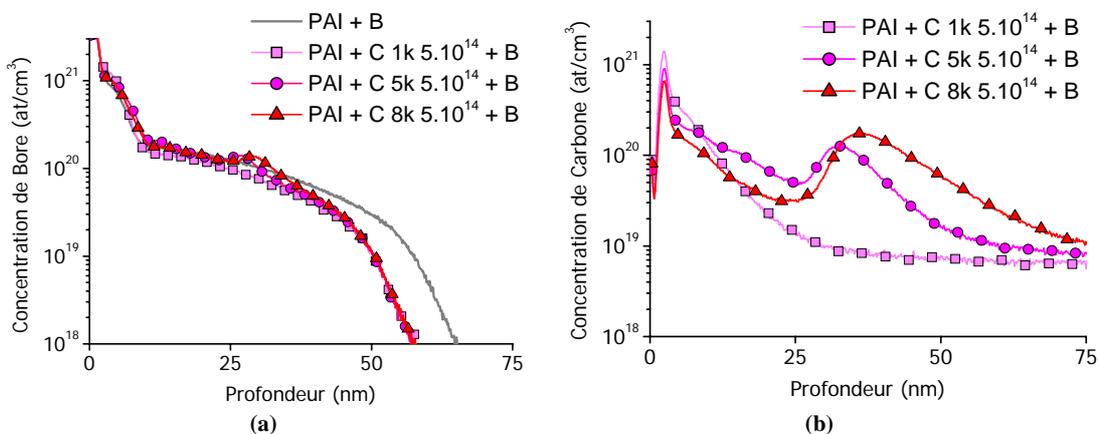


Figure 90 : Influence de l'énergie d'implantation du carbone 5.10^{14} at/cm² sur les profils après recuit à 1080°C a) du bore et b) profils de carbone correspondants.

La Figure 91 montre l'influence de l'énergie du carbone co-implanté à 5.10^{14} at/cm² sur les profils de bore après un recuit à 1055°C. Ils peuvent être comparés à la Figure 90.a où le recuit est effectué à 1080°C. Les remarques sont identiques.

La Figure 92 montre l'effet de la dose de carbone co-implanté à 8 keV sur les profils de bore après recuit à 1055°C. La profondeur de jonction est fortement réduite avec une dose de 2.10^{15} at/cm² de carbone. Les deux profils co-implantés montrent un pic de ségrégation aux défauts EOR, contrairement aux profils de bore sans carbone.

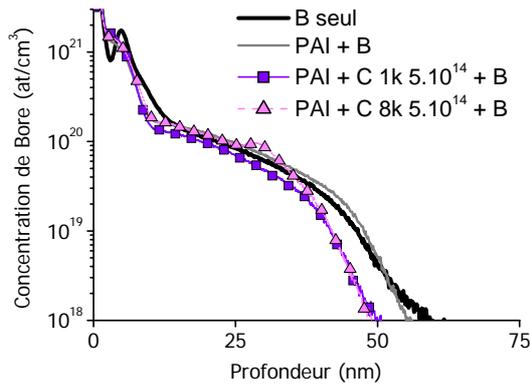


Figure 91 : Effet de l'énergie du carbone implanté à 5.10^{14} at/cm² sur les profils de bore recuit à 1055°C.

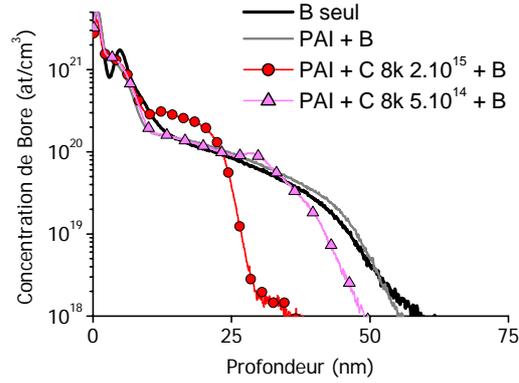


Figure 92 : Effet de la dose du carbone implanté à 8keV sur les profils de bore recuit à 1055°C.

En comparant les profils de référence sans carbone (Figure 91 ou 92), on remarque qu'avec ou sans pré-amorphisation, les profondeurs de jonctions sont comparables. Toutefois, le pic de surface est plus étalé sans pré-armophisation, témoignant d'une accélération de la diffusion au voisinage du Rp du bore. En profondeur, par contre, l'épaule est plus profond avec pré-amorphisation, ce qui témoigne d'une accélération de la diffusion du bore plus prononcée en volume.

Résistance carrée

La Figure 93 regroupe, en un seul graphique, toutes les valeurs de résistance carrée mesurées dans cette étude (avec ou sans les diverses implantations de carbone) en fonction de la profondeur de jonction mesurée sur les profils de bore à une concentration de 3.10^{18} at/cm³. Nous avons également représenté les valeurs théoriques pour des isoconcentrations d'impuretés actives de type p. Pour ces calculs, les profils sont considérés rectangulaires.

En raisonnant par rapport aux courbes d'isoconcentration de dopants actifs théoriques, nous pouvons distinguer trois familles de points. Tout d'abord, ceux qui suivent de près l'isoconcentration 1.10^{20} at/cm³ : l'essai avec le bore seul et l'essai avec le carbone implanté à 1 keV. Puis, ceux qui suivent une isoconcentration dont la valeur est entre 1.10^{20} et 2.10^{20} at/cm³ : les essais sans carbone mais avec pré-amorphisation, ou avec une faible dose de carbone. Nous soulignons que la pré-amorphisation a pour effet d'améliorer l'activation du bore sans modifier la profondeur de jonction, comme nous pouvons le voir sur les essais recuits à 1055°C. Enfin, ceux qui suivent de près l'isoconcentration 2.10^{20} at/cm³ : les essais avec le carbone 2.10^{15} at/cm² à 5 ou 8 keV.

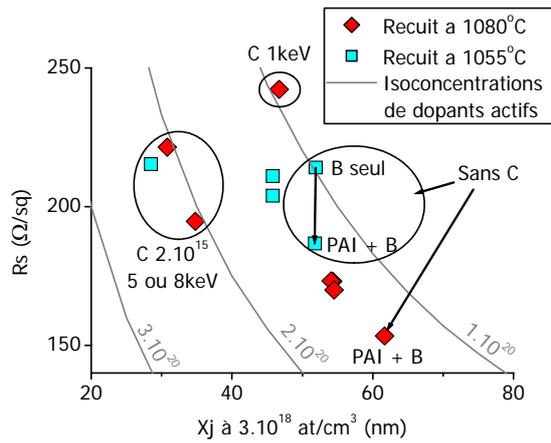


Figure 93 : Résistance carrée en fonction de la profondeur de jonction mesurée à 3.10^{18} at/cm³ pour tous les essais avec ou sans carbone, recuits à 1055°C ou 1080°C. Les courbes des isoconcentrations d'impuretés actives calculées à partir des données théoriques pour des profils rectangulaires sont également représentées.

Discussion

Les résultats montrent clairement que le carbone est efficace pour réduire la diffusion du bore. Une certaine dose doit être employée puisque les effets du carbone implanté à 5.10^{14} at/cm² sont faibles. A forte dose (2.10^{15} at/cm²), des trois énergies utilisées pour nos expériences plaçant le carbone à différents endroits stratégiques, c'est celle qui place le carbone entre le Rp du bore et les défauts EOR qui est la plus efficace. A cette position, le carbone bloque le flux d'interstitiels émanant des défauts EOR qui ne peut donc pas atteindre les atomes de bore implantés en surface.

Pour confirmer le lien étroit entre la quantité de carbone dans cette zone et la profondeur de jonction, nous avons calculé, à partir des profils analysés par SIMS, la quantité de carbone contenue dans différentes zones. Pour chaque essai, nous avons donc intégré le profil de carbone pour en extraire la dose contenue soit en arrière de l'interface amorphe/cristal initiale, soit au niveau du pic de surface du bore, soit entre les deux. Un exemple est montré sur la Figure 94.

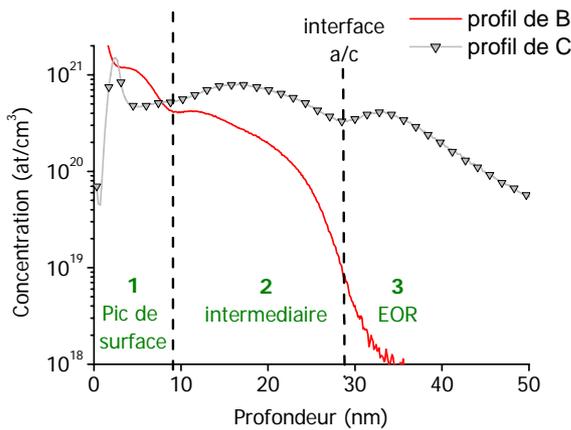


Figure 94 : Exemple du découpage des 3 zones où sont mesurées les doses de carbone.

Les Figures 95 et 96 représentent, pour chaque zone, les doses de carbone calculées en fonction de la profondeur de jonction mesurée à 3.10^{18} at/cm³, après recuit à 1080°C ou 1055°C. Les profondeurs de jonction pour les échantillons de référence sans carbone sont également représentées. Nous n'observons pas de corrélation entre la dose de carbone et la profondeur de jonction pour les zones 1 et 3 (Figures 95 et 96.b) puisque, à température fixée, des doses de carbone similaires conduisent à des profondeurs de jonctions très différentes, et inversement. Seul le carbone contenu dans la zone 2 est corrélé à la profondeur de jonction. Ceci signifie que plus on place de carbone entre les défauts EOR et le pic de surface, plus on réduit la profondeur de jonction. Le carbone contenu dans la zone 3 n'est pas en site substitutionnel mais aggloméré dans les défauts EOR, ce qui ne suffit pas à bloquer les interstitiels en excès.

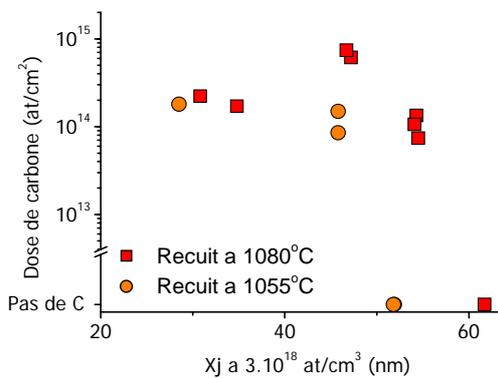


Figure 95 : Corrélation entre la dose de carbone de la zone 1 (pic de bore) et la profondeur de jonction mesurée à 3.10^{18} at/cm³ sur les profils de bore.

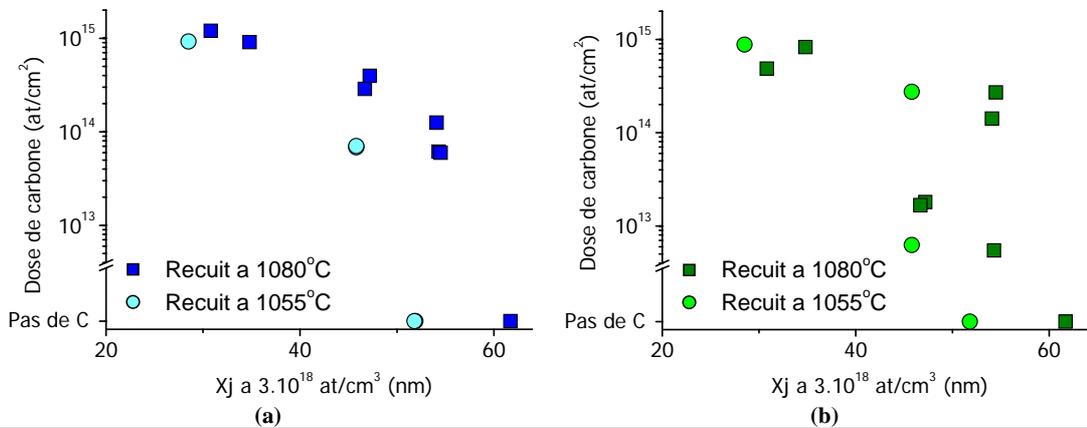


Figure 96 : Corrélation entre la dose de carbone et la profondeur de jonction mesurée à 3.10^{18} at/cm³ sur les profils de bore : (a) dans la zone 2 (flux d'interstitiels) (b) dans la zone 3 (défauts EOR)

En outre, le carbone a un effet sur la ségrégation du bore. Nous avons relevé un pic de ségrégation du bore aux défauts EOR uniquement en présence de carbone (Figures 90.a, 91 et 92). Kimerling et al [102] ont identifié une paire B_1C_S issue de la réaction $C_1 + B_S \rightarrow B_1C_S$

qui peut expliquer ce phénomène. Ceci pourrait également expliquer l'immobilisation et la diminution de l'activation du bore en présence de carbone implanté à 1 keV et 2.10^{15} at/cm².

Ces essais sur plaques sans motifs nous ont permis d'optimiser les conditions d'implantations du carbone pour maximiser son effet sur la réduction de la diffusion du bore et de comprendre les mécanismes impliqués. L'inconvénient du carbone est d'introduire un niveau profond dans la bande interdite du silicium à l'origine de fuites de courant. Le seul moyen de déterminer si les fuites générées par l'implantation du carbone sont acceptables ou rédhibitoires est de faire des essais sur produit. De plus, nous pourrions évaluer si les gains obtenus sur la diffusion améliorent de manière globale le fonctionnement du transistor.

III.A.2.(c) Intégration de la co-implantation Ge+ C pour les source-drain du PMOS

Nous avons appliqué les meilleures conditions parmi les précédentes sur produit de la technologie 45 nm.

Procédure expérimentale

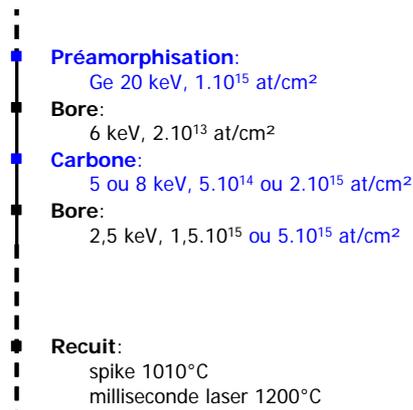
Le procédé de fabrication est le procédé standard de la technologie 45 nm dans lequel on a modifié les implantations SD. Les implantations standard successives sont du bore 6 keV à 2.10^{13} at/cm² et du bore 2,5 keV à $1,5.10^{15}$ at/cm².

Pour évaluer les effets des modulations de dose de l'implantation de bore sur les paramètres électriques, quelques essais ont été réalisés sans carbone avec des doses de $1,5.10^{15}$, 3.10^{15} et 5.10^{15} at/cm². La première implantation de bore n'a pas été modifiée. Ces essais servent de référence pour les essais avec le carbone.

La co-implantation a été insérée entre les deux implantations de bore, la première étant conservée à 6 keV et 2.10^{13} at/cm². On amorphise le silicium avec du germanium. Puisque l'énergie de la deuxième implantation de bore est plus élevée que pour nos essais sans motifs, nous avons augmenté l'énergie et la dose du germanium à 20 keV et 1.10^{15} at/cm². La profondeur d'amorphisation est estimée à environ 40 nm. Puis le carbone est implanté à 5 ou 8 keV, et 2.10^{15} ou 5.10^{14} at/cm². Les deux énergies d'implantations localisent donc le carbone entre les défauts EOR et le profil de bore, et on pourra évaluer les effets des modulations d'énergie et de dose. Enfin le bore 2,5 keV est implanté soit à $1,5.10^{15}$ at/cm², soit à 5.10^{15} at/cm².

Le recuit d'activation est composé d'un recuit *spike* à 1010°C, suivi d'un recuit laser de l'ordre de la milliseconde à 1200°C.

Figure 97 : *Etapes du procédé de la formation des zones dopées source et drain du PMOS de la technologie 45 nm modifiées pour nos essais sur la co-implantation du carbone.*



Performances

Le premier indicateur à vérifier est celui des performances du transistor. Elles sont évaluées à partir des caractéristiques du courant en mode bloqué (I_{off} représentatif de la fuite globale) en fonction du courant en mode passant (I_{on}). En effet, le fonctionnement du transistor MOS peut être décrit par 2 régimes distincts, qui s'articulent autour du seuil d'apparition de la couche de porteurs minoritaires dans le canal, appelée aussi couche d'inversion ou canal d'inversion. La tension appliquée à l'électrode de grille pour créer l'inversion est appelée tension de seuil (V_{th}). Par convention, le seuil d'inversion est atteint lorsque la concentration de porteurs minoritaires en surface est égale à la concentration de porteurs majoritaires dans le substrat (condition d'inversion forte). Dans le régime sous le seuil, la concentration de porteurs d'inversion en surface est très faible devant la concentration de dopants dans le substrat : la barrière énergétique est trop haute et on reste en mode bloqué. Néanmoins, il y a toujours statistiquement une partie des porteurs dont l'énergie thermique est suffisante pour franchir cette barrière. La conduction entre la source et le drain s'effectue essentiellement par diffusion. Dans le régime de forte inversion, la concentration de porteurs d'inversion en surface est très grande devant la concentration de porteurs majoritaires dans le substrat. La conduction entre source et drain s'effectue alors par dérive selon le champ longitudinal créée par la polarisation de drain (V_D). L'intensité de V_D détermine deux régimes de conduction : le régime linéaire pour $V_D < V_G - V_{th}$ et le régime saturé pour $V_D > V_G - V_{th}$. Pour mesurer I_{off} et I_{on} , on polarise le drain à la tension d'alimentation ($V_{dd} = 1,1$ V pour la technologie 45 nm) et à une polarisation de l'électrode de grille $V_G = 0$ et $V_G = V_D = V_{dd}$, respectivement. Pour aider à la compréhension, la Figure 99 illustre ces notions sur une

caractéristique du courant de drain (I_D) en fonction de V_G . D'un point de vue technologique, on cherche à maximiser I_{on} tout en gardant des valeurs de I_{off} les plus faibles possibles.

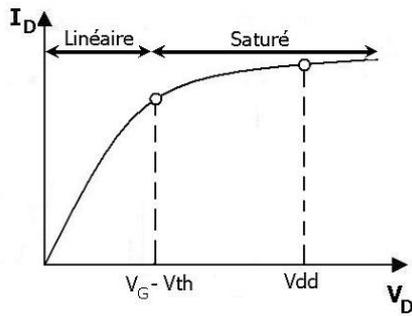


Figure 98 : Caractéristiques $I_D(V_D)$, illustrant les modes linéaires et saturés du régime de forte inversion.

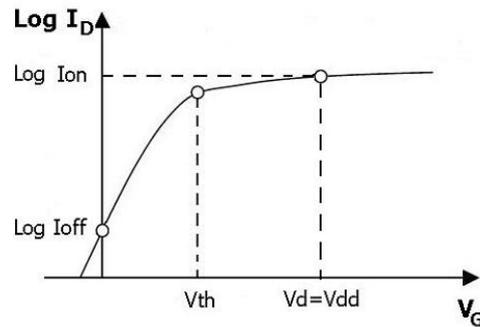


Figure 99 : Caractéristiques $I_D(V_G)$, illustrant les courants I_{on} et I_{off} ainsi que la tension de seuil.

Les Figures 100 et 101 présentent les caractéristiques $I_{off}(I_{on})$ pour des composants ayant des longueurs de grille de 40 nm (largeur 10 μm). Pour chaque essai, 17 points sont mesurés sur différentes structures de test réparties statistiquement sur la plaque de silicium. La valeur ciblée pour la technologie 45 nm est représentée sur les figures.

La Figure 100 présente les caractéristiques $I_{off}(I_{on})$ pour les échantillons sans carbone. Nous observons un effet important de la dose de bore sur les performances. Pour les doses les plus élevées, la dispersion des valeurs de I_{on} et les valeurs élevées de I_{off} indiquent qu'on a un perçage du transistor certainement dû à d'importants effets de canaux courts (pénétration trop importante des dopants sous la grille). Mais même pour la dose la plus faible, les performances restent loin de la valeur cible.

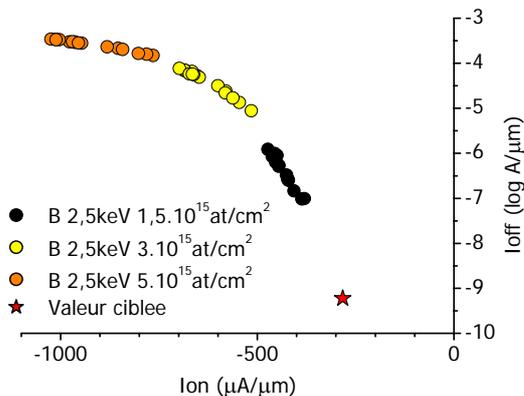


Figure 100 : Impact des modulations de la dose du bore sur les performances en l'absence de carbone.

L'ajout de carbone après pré-amorphisation avec le bore améliore les performances de façon spectaculaire, comme nous pouvons le voir sur la Figure 101.

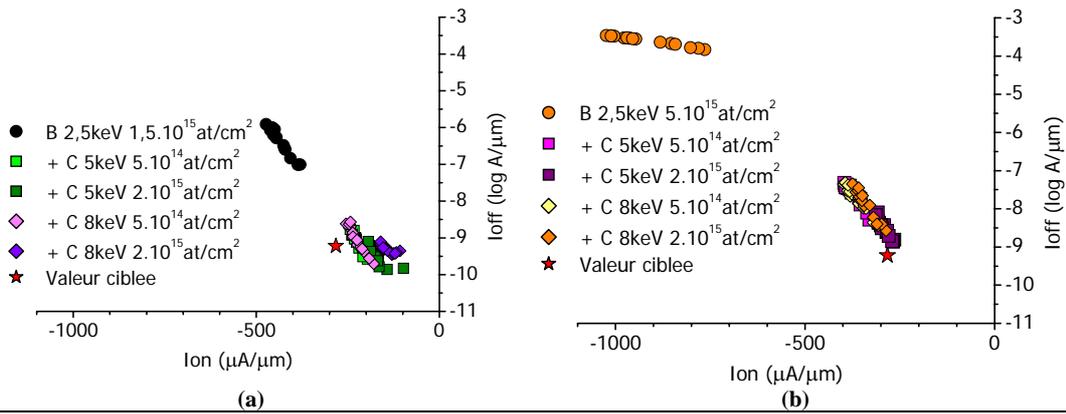


Figure 101 : Effet de la dose et de l'énergie du carbone sur les performances : a) avec le bore 2,5 keV, $1,5 \cdot 10^{15}$ at/cm² ou b) avec le bore 2,5 keV, $5 \cdot 10^{15}$ at/cm²

Pour le bore implanté à $1,5 \cdot 10^{15}$ at/cm² en présence de carbone (Figure 101.a) les valeurs de Ioff sont proches de la valeur ciblée et il reste quelques pourcents à gagner sur Ion. Quand le carbone est implanté avec une faible dose ($5 \cdot 10^{14}$ at/cm²), on ne constate pas d'effet de l'énergie d'implantation (comme sur les plaques sans motifs). Par contre implanté à $2 \cdot 10^{15}$ at/cm², on peut distinguer les deux énergies d'implantation. Les faibles valeurs de Ion pour ces deux énergies, nous indiquent qu'on est à la limite du fonctionnement du transistor. Ceci est dû à une augmentation de la déplétion de la grille augmentant l'épaisseur électrique de l'oxyde de grille, comme on peut le voir sur la Figure 102. L'effet est plus important à 8 keV qu'à 5 keV. Pour le bore implanté à $5 \cdot 10^{15}$ at/cm² en présence de carbone, les valeurs de Ioff sont un peu élevées, mais on approche la valeur de Ion ciblée. On n'a pas d'effet significatif de la dose ou de l'énergie du carbone, bien que les points se rapprochant le plus de la valeur cible appartiennent à l'essai avec le carbone 5 keV, $2 \cdot 10^{15}$ at/cm².

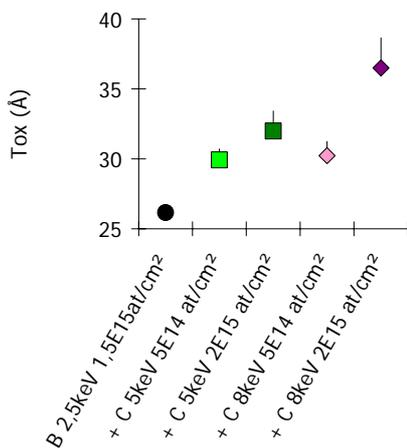


Figure 102 : Epaisseur électrique de l'oxyde de grille en inversion.

Effets de canaux courts

Pour constater des effets de canaux courts, nous nous plaçons dans un régime sous le seuil à $V_D = V_{DD} = 1,1 \text{ V}$ et on module la polarisation de grille pour obtenir un courant de drain $I_{th} = 10 \text{ nA} \times \frac{W}{L}$. La valeur de la polarisation de grille à ce point de fonctionnement est appelée $V_{t_{sat}}$. En se plaçant sous le seuil à $V_D = V_{DD}$, on prend en compte à la fois le SCE et le DIBL. Les variations de V_G sont très sensibles à la fluctuation de dopage du canal, et donc au recouvrement des zones déplétées induites par les jonctions. Plus elles sont proches, plus l'inversion est forte donnant lieu à un courant de drain plus élevé, et donc I_{th} sera atteint avec une polarisation de grille $V_{t_{sat}}$ plus faible. En représentant $V_{t_{sat}}$ pour différentes longueurs de grille, on aura donc un indicateur sensible aux effets de canaux courts : plus la chute de $V_{t_{sat}}$ se produit à des longueurs de grille (L_g) élevées, plus l'effet de canal court est dégradé. Une élévation des valeurs de $V_{t_{sat}}$ avant leur chute témoigne d'un effet de canal court inverse (RSCE).

Nous représentons $V_{t_{sat}}$ en fonction de la longueur de grille (largeur : $0,6 \mu\text{m}$) pour les différents essais sur les Figures 103 et 104. Pour faciliter la lecture, $V_{t_{sat}}$ est normalisée pour chaque condition d'implantation en soustrayant à la valeur nominale la valeur mesurée pour des longueurs de grille de $10 \mu\text{m}$ (pour une condition d'implantation : $V_{t_{sat}} \text{ normalisée} = V_{t_{sat}} - V_{t_{sat} \text{ à } 10\mu\text{m}}$).

Pour les essais sans carbone (Figure 103), l'augmentation de la dose de bore implanté à 6 keV dégrade les effets de canaux courts. En effet, avec l'implantation de bore $2,5 \text{ keV}$ et $1,5 \cdot 10^{15} \text{ at/cm}^2$, $V_{t_{sat}}$ chute significativement pour des longueurs de grille inférieures à 120 nm . C'est déjà une valeur élevée. Pour les doses plus élevées de $3 \cdot 10^{15}$ et $5 \cdot 10^{15} \text{ at/cm}^2$, cette chute intervient pour des longueurs de grille inférieures à $1 \mu\text{m}$. On ne peut pas se permettre de tels effets de canaux courts : il faut absolument réduire la diffusion du bore.

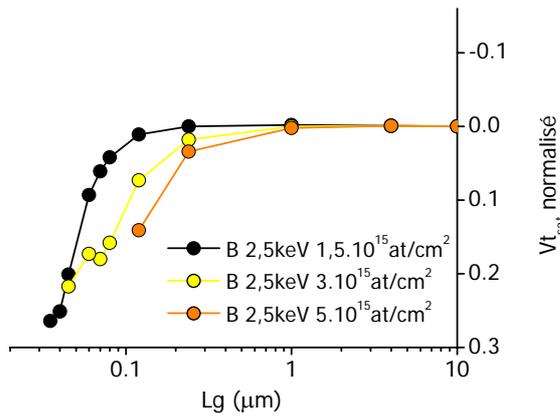


Figure 103 : Impact des modulations de la dose du bore sur les effets de canaux courts en l'absence de carbone.

En ajoutant du carbone (Figure 104), les effets de canaux courts sont améliorés puisque la chute de $V_{t,sat}$ n'est significative qu'à partir des longueurs de grille de 70 ou 80 nm selon les essais, même avec du bore à 5.10^{15} at/cm². On ne relève pas d'effet significatif de la dose ou de l'énergie du carbone bien que la dose la plus élevée augmente légèrement l'effet RSCE, ce qui témoigne d'une meilleure efficacité des poches. L'essai combinant l'implantation de bore 2,5 keV $1,5.10^{15}$ at/cm² et le carbone 8 keV 2.10^{15} at/cm² sort toutefois de la tendance avec des valeurs de $V_{t,sat}$ systématiquement plus élevées. Ceci qui est cohérent avec l'augmentation de la déplétion de grille.

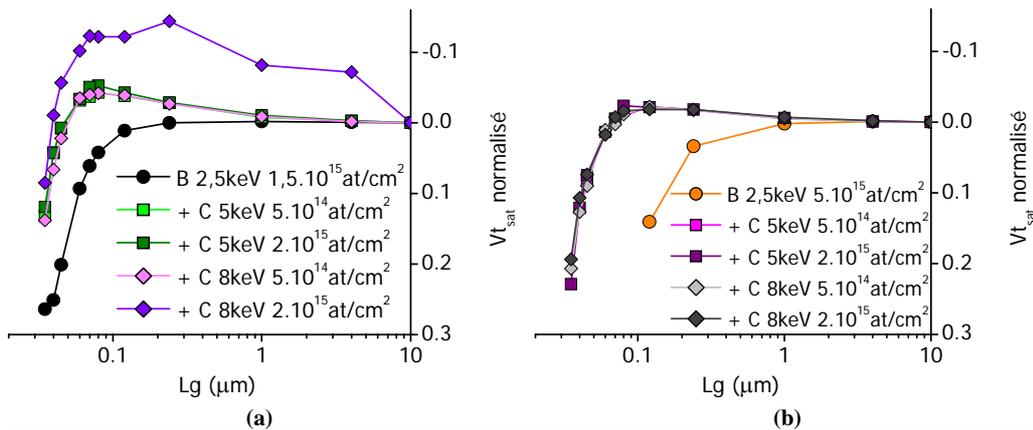


Figure 104 : Effet de la dose et de l'énergie du carbone sur les effets de canaux courts, à comparer à une référence sans carbone **a)** avec du bore 2,5 keV $1,5.10^{15}$ at/cm² **b)** avec du bore 2,5 keV 5.10^{15} at/cm²

La valeur de la capacité de recouvrement (C_{ov}) est un indicateur représentatif de la diffusion des dopants latéralement sous la grille. Plus sa valeur est élevée, et plus les dopants ont diffusé latéralement. La Figure 105 explicite les résultats pour les différents essais.

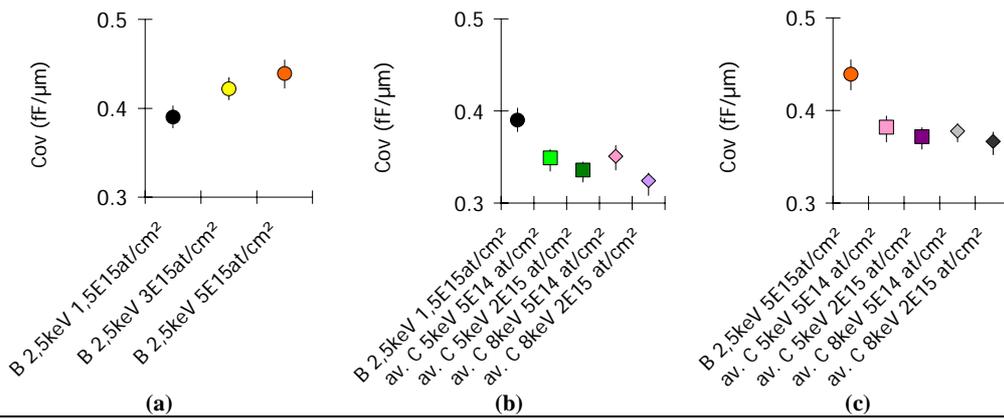


Figure 105 : Valeurs des capacités de recouvrements des différents essais: **a)** effet de la dose du bore en l'absence de carbone et effet de la dose et de l'énergie du carbone **b)** avec le bore 2,5 keV, $1,5 \cdot 10^{15}$ at/cm² ou **c)** avec le bore 2,5 keV, $5 \cdot 10^{15}$ at/cm²

L'analyse de la capacité de recouvrement confirme les résultats précédents : la diffusion du bore est importante et le carbone réduit cette diffusion. On distingue un peu mieux les effets de la dose : plus la dose est élevée, moins les dopants diffusent sous la grille. On note que l'essai combinant l'implantation de bore 2,5 keV $1,5 \cdot 10^{15}$ at/cm² et le carbone 8 keV $2 \cdot 10^{15}$ at/cm² a la valeur de Cov la plus faible. Par contre, l'énergie d'implantation du carbone n'a pas d'effet significatif.

Fuites

La Figure 106 schématise les différentes composantes de la fuite de courant issues des zones dopées. Les Figures 107 à 109 montrent les résultats de chacune des composantes pour les différents essais réalisés.

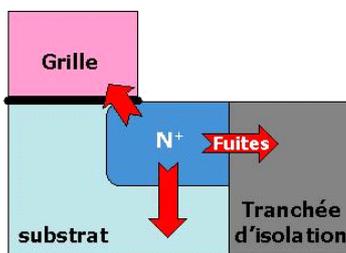


Figure 106 : Schéma montrant les différentes composantes de la fuite de courant d'un transistor MOS : bord de grille, substrat et bord de tranchée d'isolation.

La dose de bore, en l'absence de carbone, n'a pas d'influence sur les différentes composantes de la fuite, même sur celles en bord de grille. En présence de carbone le niveau de fuite est très variable : pour certains essais, le niveau est équivalent à la référence sans carbone, mais pour d'autres le niveau augmente jusqu'à 8 décades.

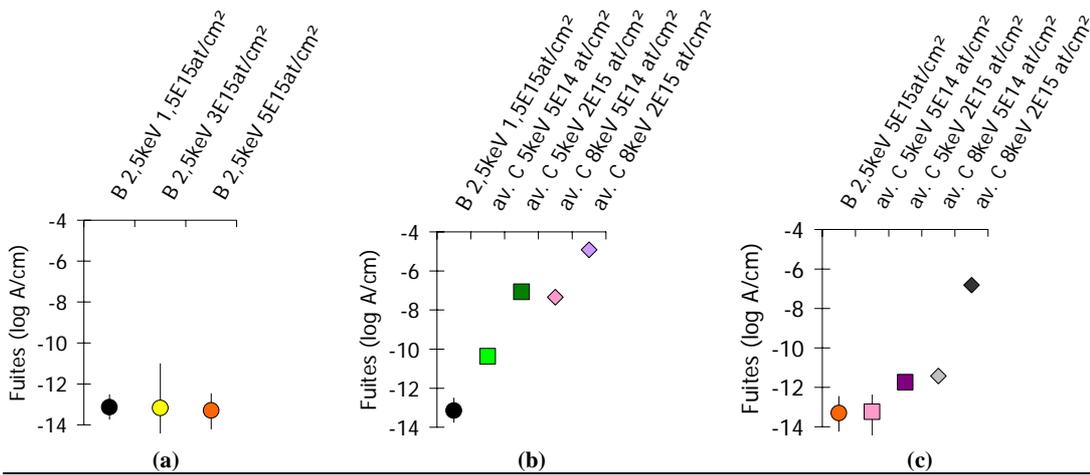


Figure 107 : Valeurs des fuites en bord de tranchée d'isolation des différents essais : **a)** effet de la dose du bore en l'absence de carbone et effet de la dose et de l'énergie du carbone **b)** avec le bore 2,5 keV, $1,5 \cdot 10^{15}$ at/cm² ou **c)** avec le bore 2,5 keV, $5 \cdot 10^{15}$ at/cm²

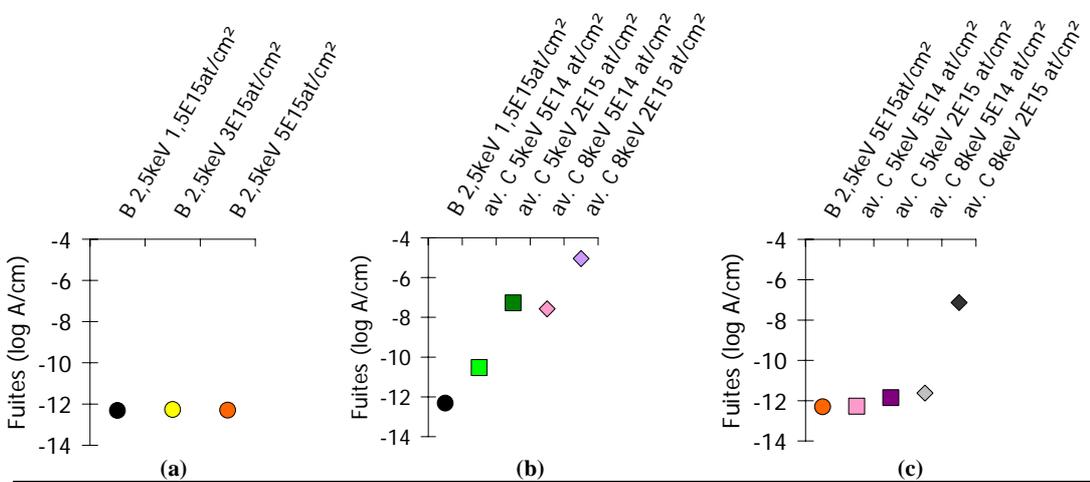


Figure 108 : Valeurs des fuites vers le substrat des différents essais : **a)** effet de la dose du bore en l'absence de carbone et effet de la dose et de l'énergie du carbone **b)** avec le bore 2,5 keV, $1,5 \cdot 10^{15}$ at/cm² ou **c)** avec le bore 2,5 keV, $5 \cdot 10^{15}$ at/cm²

Avec le bore implanté à $1,5 \cdot 10^{15}$ at/cm², le carbone dégrade le niveau de fuite en bord de tranchée d'isolation et vers le substrat d'autant plus que la dose et l'énergie sont élevées. Par rapport à la référence sans carbone, environ une décade est perdue avec le carbone implanté à 5 keV et $5 \cdot 10^{14}$ at/cm² et plus de 4 décades à 8 keV $5 \cdot 10^{14}$ at/cm². Augmenter la dose de carbone à $2 \cdot 10^{15}$ at/cm² fait perdre encore plus de 1,5 décade.

Avec le bore implanté à forte dose ($5 \cdot 10^{15}$ at/cm²), seule la combinaison avec du carbone 8 keV $2 \cdot 10^{15}$ at/cm² est dramatique. Pour les autres essais, on perd au maximum une décade pour la fuite en bord de tranchée.

Les fuites en bord de grille suivent à peu près les mêmes tendances que les deux composantes précédentes, mais les effets sont moins dramatiques. On atteint même des niveaux de fuites inférieurs à la référence, notamment avec le carbone implanté à 5 keV et 5.10^{14} at/cm² pour le bore 2,5 keV et $1,5.10^{15}$ at/cm² et pour toutes les conditions exceptée le carbone à 8 keV et 2.10^{15} at/cm² avec le bore 2,5 keV et 5.10^{15} at/cm².

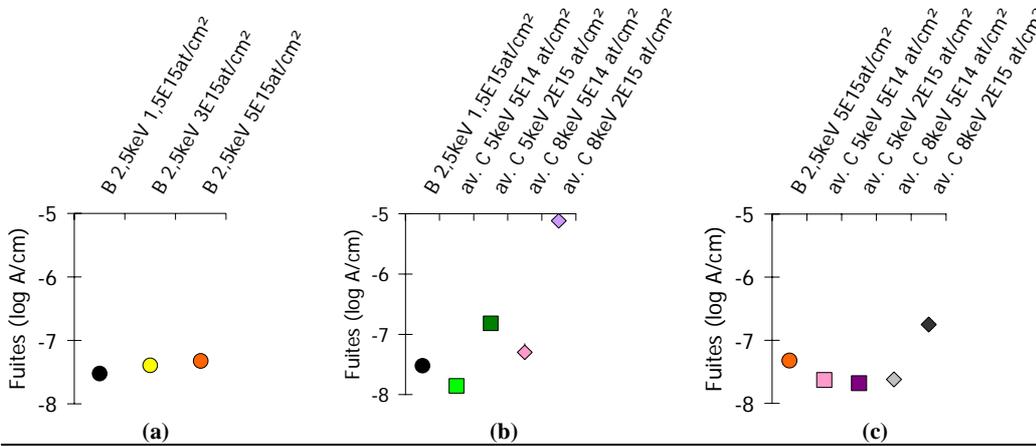


Figure 109 : Valeurs des fuites en bord de grille pour les différents essais : a) effet de la dose du bore en l'absence de carbone et effet de la dose et de l'énergie du carbone b) avec le bore 2,5 keV, $1,5.10^{15}$ at/cm² ou c) avec le bore 2,5 keV, 5.10^{15} at/cm²

Conclusion

La co-implantation du carbone après pré-amorphisation est indispensable pour obtenir des transistors PMOS qui fonctionnent avec les doses de bore élevées nécessaires pour répondre aux spécifications des technologies actuelles. Les gains en performances et sur les effets de canaux courts sont spectaculaires en présence de carbone même à faible dose. Les variations des conditions d'implantation du carbone font peu varier ces gains. Par contre, elles ont un impact important sur les fuites qui peuvent conserver des niveaux similaires aux références sans carbone ou augmenter de 8 décades selon l'énergie ou la dose utilisée. Ainsi, le carbone implanté à 5 keV et 5.10^{14} at/cm² constitue un bon compromis entre le gain en performances et les fuites, avec le bore 2,5 keV aussi bien à $1,5.10^{15}$ at/cm² qu'à 5.10^{15} at/cm². Cette condition d'implantation du carbone avait pourtant peu d'effet sur la diffusion du bore sur plaques sans motifs : l'effet du carbone est donc exacerbé par les motifs.

Nous allons maintenant voir ce qu'il en est pour les dopants de type n et notamment le phosphore. Mais d'abord, nous allons souligner l'intérêt du phosphore en combinaison à l'arsenic.

III.A.3) Les dopants usuels de type n (As et P)

L'arsenic, comme nous l'avons écrit précédemment, est un ion de masse élevée qui permet un contrôle aisé de son implantation et qui diffuse peu dans les conditions actuelles des procédés de fabrication. Par contre, il génère beaucoup de défauts lors de l'implantation qui sont difficiles à éliminer par la suite. Ces défauts sont à l'origine de fuites. Ils sont également suspectés d'être la cause d'une pénétration excessive du siliciure de nickel qui peut causer des courts-circuits dans les pires cas.

Le phosphore est un ion léger qui provoque moins de défauts que l'arsenic, mais dont la diffusion est plus rapide. Il a été progressivement ajouté pour graduer la jonction en profondeur et réduire les fuites entre les source-drain (SD) et le substrat. La nécessité d'augmenter les dopages du fait de la réduction de la dimension des composants, sans toutefois augmenter la quantité de défauts, l'a rendu incontournable. En effet, on a ainsi pu augmenter le nombre de porteurs sans augmenter la dose d'arsenic en implantant du phosphore.

Le dopage des SD est donc maintenant composé de trois implantations successives : une d'arsenic constituant le corps des SD à laquelle est superposée une implantation de phosphore et une implantation profonde de phosphore à faible dose pour graduer la jonction. De plus, il a été constaté sur produit que l'augmentation de la dose de phosphore n'avait pas pour seul effet d'améliorer les performances du transistor, du fait d'un dopage plus élevé, mais qu'elle réduisait également les fuites en bord de grille et diminuait la quantité de courts-circuits dus au perçage du siliciure. Il est donc intéressant de comprendre l'interaction entre l'arsenic et le phosphore : effet sur les défauts ? phénomène de co-diffusion ?

III.A.3.(a) Comportement de différentes combinaisons d'implantation d'arsenic et de phosphore

Ces expériences ont pour but d'observer l'interaction entre l'arsenic et le phosphore du point de vue de la diffusion et des défauts résiduels. Nous espérons dégager des tendances qui vont nous permettre de comprendre les mécanismes. Nous avons travaillé à partir d'une combinaison d'implantation de référence : de l'arsenic implanté à 20 keV et 1.10^{15} at/cm² et du phosphore implanté à 6 keV et 3.10^{14} at/cm² dont nous avons ensuite fait varier la dose ou l'énergie. L'implantation profonde de phosphore n'a pas été ajoutée, car elle a peu d'impact sur les phénomènes surfaciques qui nous intéressent.

Procédure expérimentale

Tout d'abord, les échantillons ont tous été oxydés thermiquement pour former une couche d'oxyde d'environ 20 Å. Cette couche évite toute exodiffusion des dopants pendant le recuit d'activation.

Puis différentes combinaisons d'implantation d'arsenic et de phosphore ont été réalisées. Nous avons soit :

- à implantation d'arsenic équivalente (20 keV et 1.10^{15} at/cm²), augmenté la dose de phosphore 6 keV de 3.10^{14} at/cm² à 1.10^{15} at/cm² ou 2.10^{15} at/cm².
- à implantation de phosphore équivalente (6 keV et 3.10^{14} at/cm²), diminué la dose d'arsenic 20 keV de 1.10^{15} at/cm² à 5.10^{14} at/cm² ou 2.10^{14} at/cm².
- à implantation d'arsenic équivalente (20 keV et 1.10^{15} at/cm²), diminué l'énergie d'implantation du phosphore 3.10^{14} at/cm² à 2keV ou augmenté son énergie à 12 keV.
- ces échantillons pourront être comparés à des échantillons ne comprenant que de l'arsenic implanté à 20 keV et 1.10^{15} at/cm².
- un essai a consisté à remplacer l'arsenic par du germanium implanté 20 keV et 1.10^{15} at/cm² pour son effet avec du phosphore 6 keV et 1.10^{15} at/cm². En effet, leur proximité dans le tableau périodique devrait nous permettre de dégager un effet chimique d'un effet physique.

Chaque échantillon est doublé pour être recuit soit avec un recuit d'activation de type *spike* à 1055°C, soit avec un recuit en four à 800°C pendant 10 min. Le premier recuit sert à reproduire les conditions standards du procédé de fabrication et le second à révéler les défauts ponctuels en défauts étendus plus faciles à caractériser. Le Table VII récapitule les implantations des différents essais.

Table VII : Récapitulatif des essais.

	Référence	As seul	Dose P		Dose As		Energie P		Ge
As	20 keV, 1.10^{15} at/cm ²	20 keV, 1.10^{15} at/cm ²	20 keV, 1.10^{15} at/cm ²	20 keV, 1.10^{15} at/cm ²	20 keV, 5.10^{14} at/cm ²	20 keV, 2.10^{14} at/cm ²	20 keV, 2.10^{14} at/cm ²	20 keV, 2.10^{14} at/cm ²	Ge 20 keV, 2.10^{14} at/cm ²
P	6 keV, 3.10^{14} at/cm ²	X	6 keV, 1.10^{15} at/cm ²	6 keV, 2.10^{15} at/cm ²	6 keV, 3.10^{14} at/cm ²	6 keV, 3.10^{14} at/cm ²	2 keV , 3.10^{14} at/cm ²	12 keV , 3.10^{14} at/cm ²	6 keV, 1.10^{15} at/cm ²

Les profils des dopants ont été analysés par SIMS après le recuit à 1055°C. Certains échantillons ont pu être observé par MET en mode WBDF pour mesurer la densité de défauts après le recuit à 800°C. Les échantillons MET ont été préparés et observés aux laboratoires LAAS et CEMES de Toulouse.

Résultats

SIMS

La Figure 110 présente les profils de l'implantation d'arsenic à 20 keV et 1.10^{15} at/cm² après le recuit d'activation à 1055°C en présence de différentes quantités de phosphore implantées à 6 keV. Nous pouvons comparer les profils à une référence sans phosphore. Les profils sont peu différents en terme de profondeur de jonction bien qu'on puisse constater une légère augmentation de celle-ci avec la dose de phosphore implanté. Toutefois, les différences sont plus significatives au sommet du profil, près de la surface.

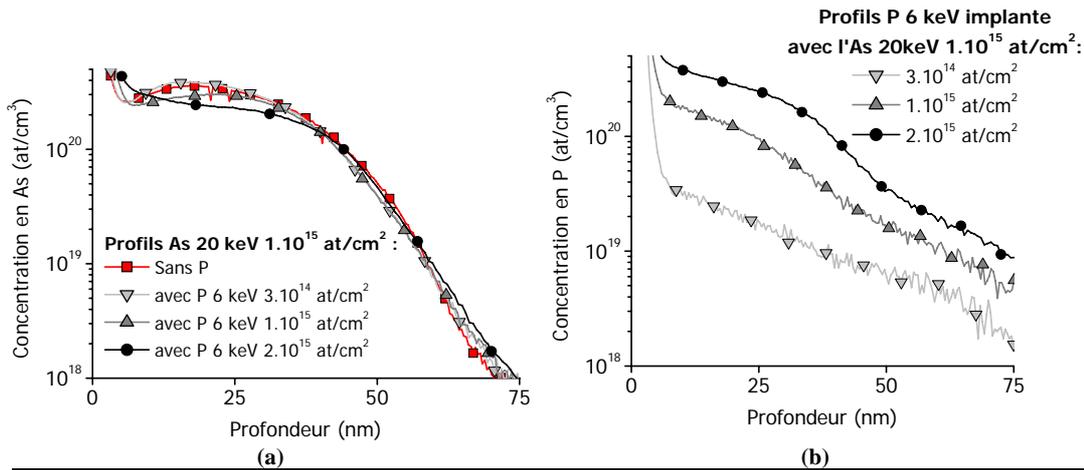


Figure 110 : Influence de la dose de phosphore implanté à 6 keV sur l'implantation d'arsenic 20 keV, 1.10^{15} at/cm² après recuit à 1055°C : (a) profils d'arsenic (b) profils de phosphore correspondant.

En présence de phosphore implanté avec une dose de 3.10^{14} at/cm², le profil d'arsenic n'est pas significativement modifié par rapport à la référence. Quand la dose de phosphore implantée est de 2.10^{15} at/cm², l'arsenic diffuse à la fois en profondeur et en direction de la surface, comme en témoigne la concentration plus élevée d'arsenic dans les tout premiers nm. Le phénomène est toutefois léger. Quand la dose de phosphore est de 1.10^{15} at/cm², le profil d'arsenic est intermédiaire.

La Figure 111 présente les profils de phosphore implanté à 6 keV et 3.10^{14} at/cm², après le recuit d'activation à 1055°C, associés à différentes doses d'arsenic implanté à 20 keV. Bien que les profils soient très bruités, il semble qu'avec la dose la plus élevée d'arsenic (1.10^{15} at/cm²), le profil de phosphore ait plus diffusé que les deux autres profils.

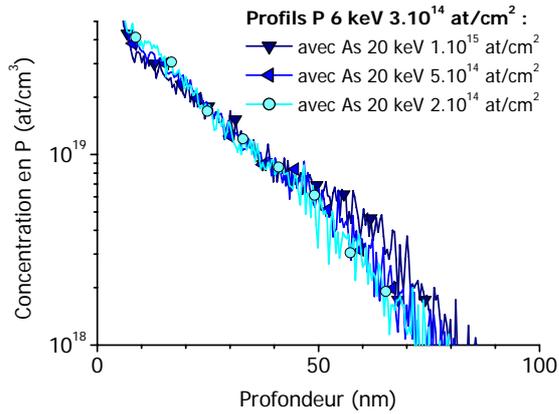


Figure 111 : Influence de la dose d'arsenic implanté à 20 keV sur l'implantation de phosphore 6 keV, 3.10^{14} at/cm² après recuit à 1055°C.

La Figure 112 présente les profils d'arsenic implanté à 20 keV et 1.10^{15} at/cm², après le recuit d'activation à 1055°C, en présence de phosphore 3.10^{14} at/cm² implanté à différentes énergies. Les différences entre les profils sont minces. On peut, néanmoins, détecter une légère tendance à l'accélération de la diffusion de l'arsenic avec l'augmentation de l'énergie du phosphore.

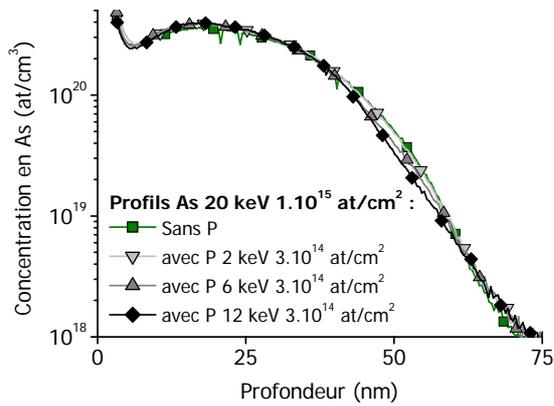


Figure 112 : Influence de l'énergie du phosphore implanté à 3.10^{14} at/cm² sur l'implantation d'arsenic 20 keV, 1.10^{15} at/cm² après recuit à 1055°C.

La Figure 113 compare les profils de phosphore 6 keV, 1.10^{15} at/cm², après un recuit d'activation à 1055°C, en présence d'implantations d'arsenic ou de germanium à 20 keV et 1.10^{15} at/cm². La diffusion du phosphore est moins importante en présence de germanium qu'en présence d'arsenic. Il est possible que le phénomène de percolation soit plus prononcé en présence d'arsenic qu'en présence de germanium, car la concentration de germanium ne dépasse pas le seuil des $2,5.10^{20}$ at/cm³ dans les premiers nm.

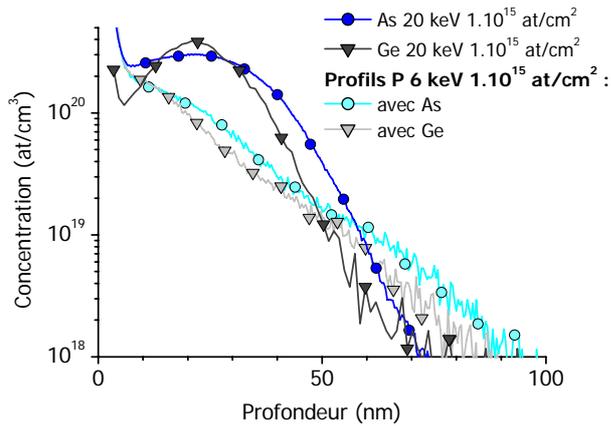


Figure 113 : Comparaison de l'arsenic et du germanium sur la diffusion du phosphore après recuit à 1055°C.

TEM

Après les aspects de diffusion, l'hypothèse qui pourrait expliquer les phénomènes observés sur produit est une interaction au niveau des défauts résiduels. Nous avons analysé les vues planes observées par MET en mode WBDF de certains échantillons après le recuit à 800°C pendant 10 min. Le recuit est malheureusement trop long pour ce type d'implantation : parmi les 6 échantillons analysés, nous observons des défauts (boucles de dislocation) uniquement sur l'échantillon implanté en arsenic 20 keV et 1.10^{15} at/cm² (Figure 114). Nous aurions souhaité avoir plus de défauts pour avoir des nuances entre les échantillons.

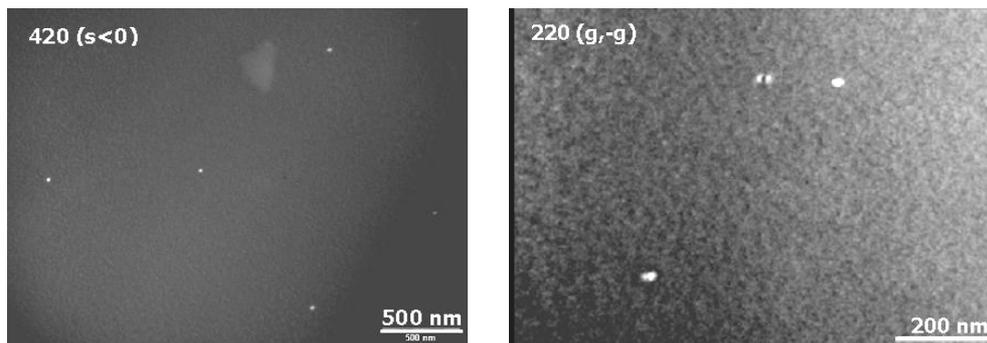


Figure 114 : Vue planes observées par MET (différents grossissement) de l'échantillon implanté avec le l'arsenic 20 keV, 1.10^{15} at/cm² recuit à 800°C pendant 10 min. Dans l'angle supérieur des images sont rappelées les conditions cristallographiques dans lesquelles sont pris les clichés.

Nous calculons des densités de boucles de dislocation entre 8.10^7 et 4.10^8 boucles/cm² selon les clichés (la faible quantité de défauts provoque une grande incertitude). Puis dès que nous ajoutons du phosphore, même en faible quantité (3.10^{14} at/cm²), nous ne voyons plus de défauts hormis les rayures et les particules surfaciques (non montré). Quand on augmente la dose de phosphore à 1.10^{15} ou 2.10^{15} at/cm², les défauts ne réapparaissent pas. L'échantillon

remplaçant l'arsenic par du germanium ne révèle pas non plus de présence de défauts volumiques.

Conclusion

De cette étude préliminaire, nous dégageons des pistes sur les interactions complexes entre l'arsenic et le phosphore. Nous n'observons pas d'effet notable au niveau de la diffusion, mais il y a effectivement une interaction liée aux défauts d'implantations. Les expériences sont à reproduire avec un recuit moins long à 800°C pour éviter une dissolution trop importante des défauts. La discussion sera menée plus tard, grâce à la compréhension apportée par l'action spécifique du carbone sur les interstitiels (§III.A.3.(b) et III.A.3.(c)).

III.A.3.(b) Optimisation des conditions d'implantation pour réduire la diffusion du phosphore

Pour pouvoir intégrer l'implantation du phosphore dans les technologies actuelles, il est nécessaire de trouver un moyen de réduire sa diffusion. Le bore et le phosphore diffusant tous deux majoritairement par le biais d'un mécanisme assisté par paire dopant-interstitiel, on s'attend à ce que la co-implantation du carbone après pré-amorphisation agisse de la même manière sur les deux dopants. On a donc utilisé la même procédure que pour le bore. Nous aurons ainsi des informations sur l'action du carbone sur la diffusion du phosphore que nous pourrions comparer au cas du bore.

Procédure expérimentale

Tout d'abord, nous avons formé une couche amorphe par implantation de germanium (15 keV, $4 \cdot 10^{14}$ at/cm²). La couche amorphisée a été estimée à 30 nm par ellipsométrie.

On réalise ensuite l'implantation de carbone avant celle du dopant. Trois énergies d'implantation ont été choisies pour le carbone afin de situer son Rp à la même profondeur que celui du dopant (1 keV), à la profondeur des défauts EOR (8 keV) ou entre ces deux emplacements (5 keV) comme le montre la Figure 115. Pour chaque énergie d'implantation, deux ou trois doses sont testées : $2 \cdot 10^{15}$ at/cm² (identique au dopant), $1 \cdot 10^{15}$ at/cm² ou $5 \cdot 10^{14}$ at/cm². Il faut également noter qu'implanté à $2 \cdot 10^{15}$ at/cm² aux énergies de 5 et 8 keV, le carbone repousse la profondeur de l'amorphisation de 3 et 8 nm respectivement.

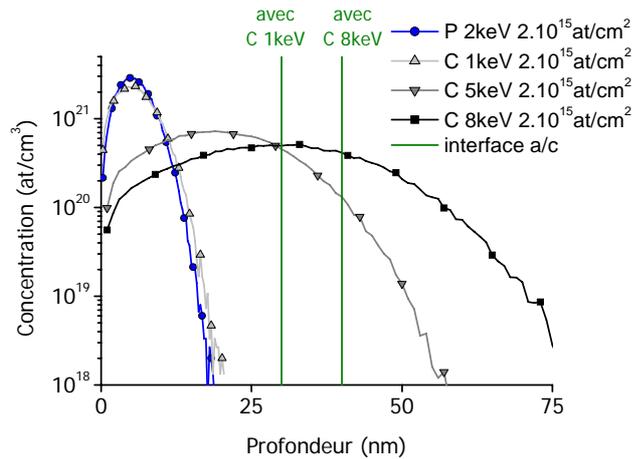


Figure 115 : Simulation des profils implantés des impuretés avec le logiciel SRIM2003. La position de l'interface amorphe cristal (a/c) est également représentée dans les deux cas extrêmes. L'énergie de l'implantation de carbone se localise soit superposée au phosphore, soit aux défauts EOR, soit entre les deux.

Le phosphore, implanté à 2 keV et 2.10^{15} at/cm² est totalement inclus dans la région pré-amorphisée. La dose est la même que celle utilisée précédemment pour le bore et l'énergie a été choisie pour que le Rp de l'implantation de phosphore soit similaire à celle du bore à 1 keV.

Enfin, le recuit d'activation final est de type *spike* à 1000°C, 1055°C ou 1080°C en atmosphère contenant 95% d'azote et 5% d'oxygène. Une étape de stabilisation à 450°C pendant 20 s précède le pic de température.

On a utilisé l'analyse SIMS pour mesurer les profils des différentes impuretés et un outil de mesure sans contact pour mesurer la résistance carrée des échantillons.

Résultats

SIMS

La Figure 116.a montre l'effet de l'énergie d'implantation du carbone sur les profils de phosphore recuits à 1080°C comparé à une référence sans carbone co-implanté. Nous observons que l'ajout de carbone à 1 keV induit une forte ségrégation du phosphore à la surface ralentissant sa diffusion en profondeur. Toutefois, l'accélération de la diffusion du phosphore en volume est peu impactée. On a donc une faible influence du carbone sur la profondeur de jonction. Par contre, aux énergies plus élevées, l'effet sur la queue de diffusion, et ainsi sur la profondeur de jonction, est significatif et similaire pour les deux énergies. On peut également remarquer que le niveau de concentration du plateau du phosphore en surface est plus haut pour la co-implantation à 5 keV qu'à 8 keV. Les profils de carbone correspondants sont montrés sur la Figure 116.b. Le carbone implanté à 1 keV après recuit reste quasiment complètement inclus dans les 20 premiers nm. Les deux énergies plus élevées

donnent des profils plus étalés avec des pics de ségrégation. Le pic le plus profond correspond à la ségrégation aux défauts de fin de parcours (EOR).

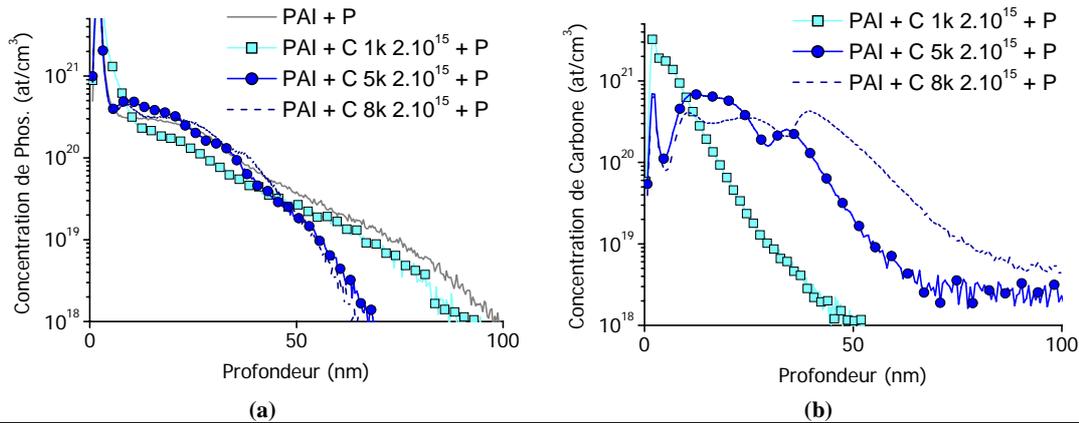


Figure 116 : Influence de l'énergie d'implantation du carbone 2.10^{15} at/cm² sur les profils après recuit à 1080°C **a)** du phosphore et **b)** profils de carbone correspondants.

Quand la dose de carbone est plus faible (5.10^{14} at/cm²) (Figure 117.a), on n'a aucun effet du carbone implanté à 1 keV sur la diffusion du phosphore et l'effet du carbone implanté à 5 et 8 keV réduit légèrement la queue de diffusion. Les profils de carbone correspondants sont représentés en Figure 117.b. Le carbone implanté à 1 keV se trouve à nouveau très en surface et les implantations plus profondes présentent des pics de ségrégation : l'un à proximité de la surface et le second aux défauts EOR.

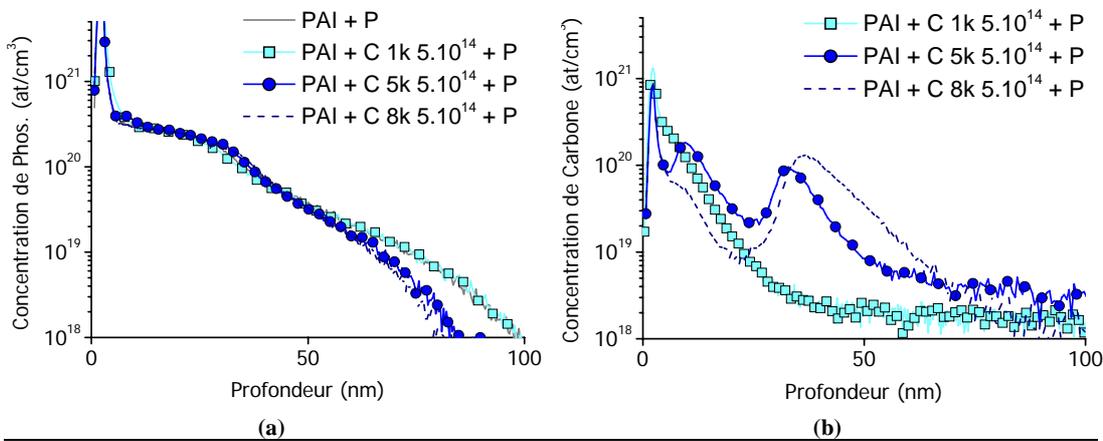


Figure 117 : Influence de l'énergie d'implantation du carbone 5.10^{14} at/cm² sur les profils après recuit à 1080°C **a)** du phosphore et **b)** profils de carbone correspondants.

La Figure 118 montre l'influence de la température de recuit sur la diffusion du phosphore co-implanté avec du carbone à 5 keV et à 8 keV après pré-amorphisation. Ils peuvent être comparés aux mêmes implantations recuites à 1080°C de la Figure 116.a.

L'accélération de la diffusion, visible sur les profils de référence sans carbone, est réduite (ou supprimée) en présence de carbone. Le profil de phosphore co-implanté et recuit à 1000°C ressemble même à un profil rectangulaire d'arsenic.

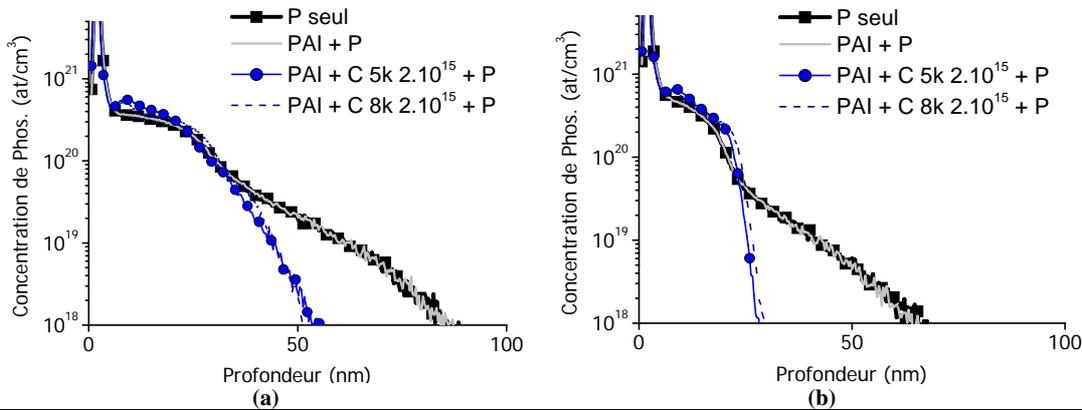


Figure 118 : Influence de la température de recuit sur les profils de phosphore co-implanté avec du carbone à 5 keV et à 8 keV et 2.10^{15} at/cm² comparé aux références sans carbone **a)** après recuit à 1055°C, **b)** après recuit à 1000°C

Une remarque importante concerne les profils de référence sans carbone représentés sur les Figures 118.a et b. En effet, nous observons que les profils de phosphore avec ou sans pré-amorphisation sont identiques. Conformément au modèle des interstitiels en excès, dans le cas du phosphore implanté seul, un fort excès d'interstitiels se trouve au voisinage de son Rp. Et dans le cas du phosphore implanté après pré-amorphisation, la recristallisation en phase solide (SPER) laisse un cristal sans défauts sauf en arrière de l'interface amorphe-cristal initiale. La localisation, et probablement la quantité, des interstitiels en excès induits par implantation est donc différente mais provoque pourtant des profils diffusés rigoureusement identiques. Ceci implique que les défauts responsables de la queue de diffusion accélérée du phosphore ne sont pas liés aux implantations mais ont une autre source.

La Figure 119 montre l'effet de la dose de carbone implanté à 8 keV ou à 5 keV et recuit à 1000°C. La queue de diffusion est réduite pour la dose de 5.10^{14} at/cm² et complètement supprimée pour une dose de 2.10^{15} at/cm². Comme il reste une légère queue de diffusion avec une dose de 1.10^{15} at/cm², on peut postuler que pour nos conditions expérimentales la dose suffisante pour supprimer la queue de diffusion se situe entre 1.10^{15} et 2.10^{15} at/cm².

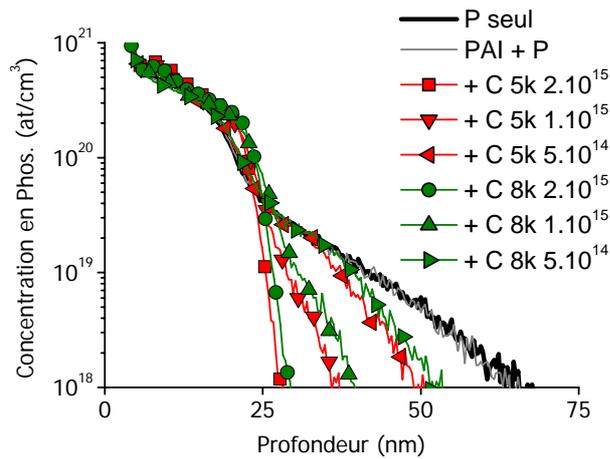


Figure 119 : Influence de la dose d'implantation du carbone (5 keV et 8 keV) sur les profils de phosphore recuit à 1000°C.

Résistance carrée

Enfin, la Figure 120 regroupe, en un seul graphique, toutes les valeurs de résistance carrée mesurées dans cette étude (avec ou sans les diverses implantations de carbone) en fonction de la profondeur de jonction mesurée sur les profils de phosphore à une concentration de 3.10¹⁸at/cm³. Les courbes des isoconcentrations d'impuretés actives calculées à partir des données théoriques pour des profils rectangulaires sont également représentées. Le niveau d'activation moyen est le même pour les différents essais car tous les points expérimentaux se trouvent proches de l'isoconcentration de 1.10²⁰ at/cm³. Un point (cerclé) correspondant au carbone implanté à 1 keV s'écarte de la tendance. Donc, à part pour ce cas, la présence du carbone ne semble pas affecter l'activation du phosphore.

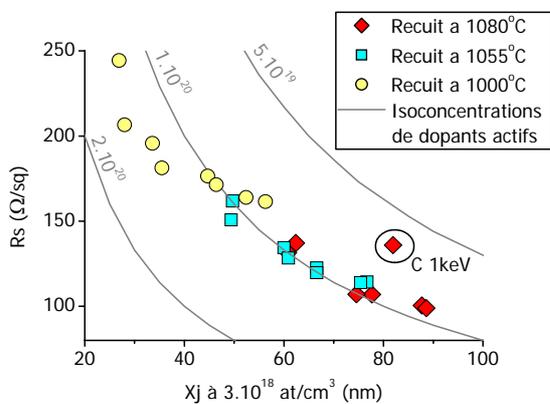


Figure 120 : Résistance carrée en fonction de la profondeur de jonction mesurée à 3.10¹⁸ at/cm³ pour tous les essais avec ou sans carbone, recuits à différentes températures. Les courbes des isoconcentrations d'impuretés actives calculées à partir des données théoriques pour des profils rectangulaires sont également représentées.

Discussion

Les résultats diffèrent en plusieurs points de ceux obtenus pour le bore. Premièrement, la forme des profils de phosphore ne présente pas les mêmes inflexions que les profils de bore que ce soit avec ou sans carbone. Deuxièmement, le carbone implanté à 1 keV n'a

pratiquement pas d'effet sur la diffusion du phosphore et les profils sont comparables avec les deux énergies plus élevées, alors qu'on avait des profils de bore distincts avec une forte dose de carbone. Et troisièmement, le carbone a peu d'effet sur le niveau d'activation du phosphore.

Pour comprendre l'interaction entre le phosphore et le carbone et plus particulièrement l'influence de la position du carbone par rapport au profil final du phosphore, il est nécessaire d'avoir en mémoire le mécanisme complexe de la diffusion du phosphore à forte concentration dont la référence [51] contient une description complète. La caractéristique clé est qu'à concentration faible ou intermédiaire, le phosphore substitutionnel isolé est immobile et que les espèces mobiles sont uniquement des paires de phosphore avec un défaut ponctuel, majoritairement des paires phosphore-interstitiel (PI). Cette diffusion par paire est responsable de l'inflexion et de la queue du profil de phosphore, même en l'absence de défauts d'implantations. Elle est due à une forte sursaturation d'interstitiels générés pendant la dissociation de la paire PI et à l'exodiffusion d'interstitiels à la surface (où la concentration d'interstitiels est maintenue à sa valeur à l'équilibre). Quand la concentration de phosphore est supérieure à $2,5 \cdot 10^{20}$ at/cm³, une forte accélération de la diffusion est due au mécanisme d'échange assisté par lacune, dit de percolation. Ce mécanisme est responsable du plateau dans la région surfacique observé pendant une diffusion « normale » (non implantée) à forte concentration.

La Figure 121.a montre le profil simulé de phosphore après recuit d'activation à 1000°C, correspondant au profil expérimental de la Figure 118.b). La simulation a été effectuée avec le modèle « pls » du logiciel TCAD d'Athena/Silvaco qui tient compte des différents mécanismes rapportés précédemment [103]. Le profil implanté a été simulé par une gaussienne comme attendu pour une implantation dans du silicium pré-amorphisé. La diffusion est par contre simulée dans un matériau complètement cristallin, mais en négligeant les défauts d'implantation (les concentrations d'interstitiels et de lacunes initiales sont fixées à leur concentration d'équilibre). Les profils simulés des défauts correspondant, normalisés à leur valeur à l'équilibre thermique, sont représentés sur la Figure 121.b). Les simulations ont été effectuées avec les paramètres par défaut du simulateur, sans étalonnage fin, ceci implique que nous ne pouvons raisonner que qualitativement à partir de ces profils et non quantitativement.

La Figure 121 met en évidence que, même sans défauts liés à l'implantation et sans étalonnage, les profils simulés sont proches de ceux expérimentaux (Figure 118.b). Le fait que

la forme des profils (le plateau, l'inflexion et la queue) soit bien reproduite nous conforte dans notre hypothèse : les défauts à l'origine de la queue de diffusion accélérée du phosphore observée expérimentalement ne sont pas les défauts d'implantation, mais ceux générés pendant la diffusion du phosphore elle-même. Ceci est en accord avec le mécanisme de diffusion « normal ». Il est maintenant possible de comprendre l'influence de la position du profil implanté de carbone sur le profil de phosphore avec l'aide de la Figure 121.b.

Quand **le carbone est implanté à 1keV**, le profil de carbone est dans la région du plateau du profil de phosphore. Dans cette zone, la diffusion rapide des lacunes depuis la surface et leur recombinaison rapide avec les interstitiels (assistée par la forte concentration de phosphore [51]) maintient la concentration d'interstitiels proche de sa valeur à l'équilibre. Ainsi, les atomes de carbone sont éloignés de la zone sursaturée en interstitiels générés par la diffusion normale du phosphore dans le volume et ont donc peu d'effet sur la queue de diffusion du phosphore comme nous l'avons observé expérimentalement (Figure 116). D'autre part, dans un substrat fortement dopé de type n, le carbone est connu pour agir facilement avec le phosphore (par le biais d'une interaction électrostatique entre les atomes de carbone interstitiels C_I , chargés négativement, et les atomes de phosphore substitutionnels P_S , chargés positivement) pour former une paire $C_I P_S$ [102]. La formation de ces paires est responsable de l'immobilisation des atomes de phosphore et de carbone dans la région surfacique et de la légère désactivation du phosphore conduisant à une légère augmentation de la résistance carrée (Figure 120).

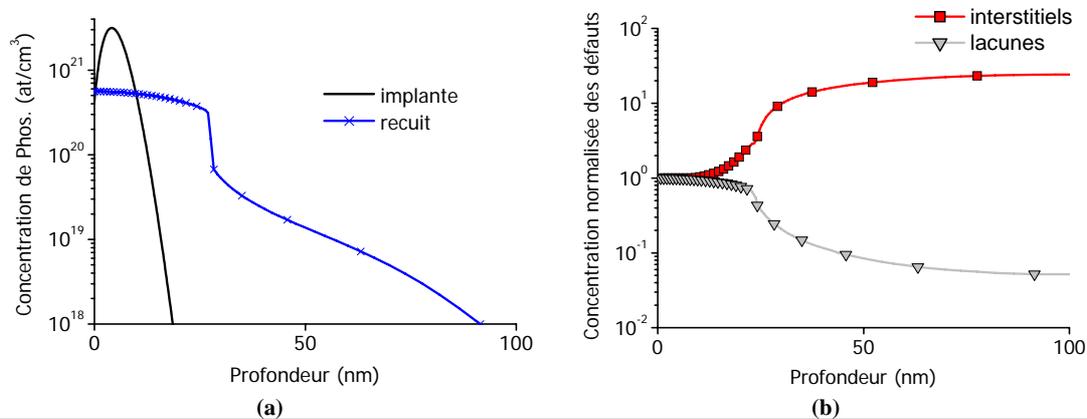


Figure 121 : (a) Profils simulés du phosphore 2 keV, $2 \cdot 10^{15}$ at/cm² après implantation dans un substrat amorphe et diffusion dans du silicium cristallin pendant le recuit d'activation à 1000°C. (b) Profils de défauts normalisés après diffusion du phosphore dans le silicium cristallin pendant le recuit d'activation à 1000°C.

L'existence des paires phosphore-carbone a également été mise en évidence, en faisant varier l'énergie d'implantation du phosphore, toutes conditions égales par ailleurs. On constate alors le déplacement du pic de ségrégation surfacique du carbone avec l'augmentation de la profondeur du plateau du profil du phosphore. La quantité de carbone ségrégée est plus importante quand le pic est profond car le carbone a une plus petite distance à parcourir. La profondeur du sommet du pic de ségrégation du carbone se situe à environ $7,5 \cdot 10^{20}$ at/cm³.

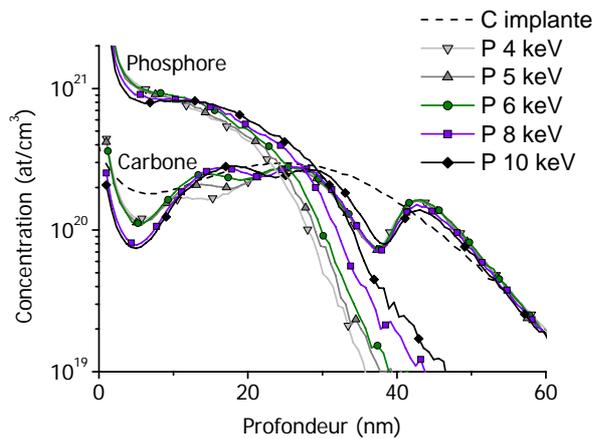


Figure 122 : Influence de l'énergie d'implantation du phosphore $3,5 \cdot 10^{15}$ at/cm² sur les profils de carbone $8 \text{ keV } 1 \cdot 10^{15}$ at/cm² après recuit de type spike à 1010°C.

Quand le carbone est implanté à 5 ou 8 keV, les profils de carbone s'étalent jusqu'à la profondeur où se situe la queue de la diffusion « normale » du phosphore c'est-à-dire où la sursaturation d'interstitiels serait forte en l'absence de carbone. Toutefois les atomes de carbone (mis en site substitutionnel pendant la phase de recristallisation de la zone amorphe au début du recuit d'activation) peuvent agir comme des pièges efficaces pour les interstitiels.

De la même manière que pour le bore (§III.A.2.(b) - Discussion), on a calculé la dose de carbone dans la zone en-dessous du plateau surfacique du phosphore (en dessous de $2,5 \cdot 10^{20}$ at/cm³ de phosphore) et incluse dans la zone recristallisée en intégrant le profil SIMS du carbone. Sur la Figure 123, on a représenté, pour chaque température de recuit, la corrélation entre cette dose de carbone « efficace » et la profondeur de jonction mesurée à une concentration de $3 \cdot 10^{18}$ at/cm³ sur les profils de phosphore. Les profondeurs de jonction pour les échantillons de référence sans carbone sont également représentées. La corrélation est effective (excepté quand le carbone est implanté à 1keV), ce qui signifie que c'est effectivement le carbone placé en arrière du plateau surfacique du phosphore qui agit sur la diffusion accélérée par les interstitiels.

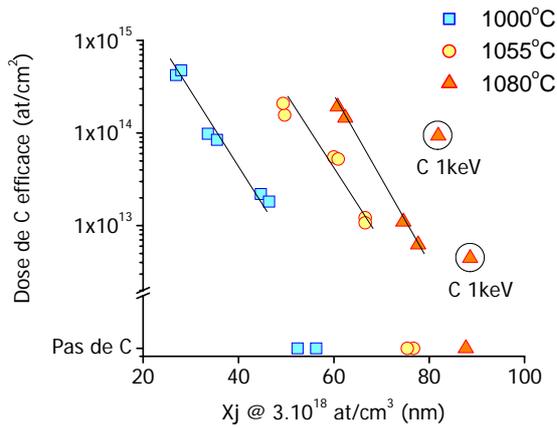
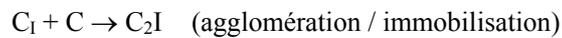


Figure 123 : Corrélation entre la dose de carbone efficace (entre le plateau surfacique du profil de phosphore et l'interface amorphe/cristal) et la profondeur de jonction mesurée à $3.10^{18} \text{ at/cm}^2$ sur les profils de phosphore.

Issu de la littérature [104, 105, 106], le mécanisme qui semble le plus probable dans nos conditions expérimentales implique les réactions suivantes :



La première réaction consiste à transformer un atome de carbone substitutionnel en une paire carbone-interstitiel très mobile. Cette paire diffuse rapidement et se fixe dans les zones de défauts et notamment aux défauts EOR, comme on peut le voir sur la Figure 116. La deuxième étape est le piégeage de cette paire mobile par un deuxième atome de carbone substitutionnel, ce qui signifie que deux atomes de carbones seraient nécessaires pour piéger un interstitiel. Quoiqu'il en soit, ceci conduit à une forte diminution, voire à une complète suppression de la queue de diffusion, si la dose de carbone est suffisante pour piéger efficacement tous les interstitiels émis. Conformément à nos résultats expérimentaux cette dose se situe entre 1.10^{15} et $2.10^{15} \text{ at/cm}^2$ pour le phosphore implanté à 2 keV et $2.10^{15} \text{ at/cm}^2$.

Conclusion

Dans ces travaux, nous avons clarifié le rôle joué par le carbone sur la réduction de la diffusion accélérée du phosphore implanté dans du silicium pré-amorphisé. Le fait majeur est que les défauts ponctuels responsables de l'accélération de la diffusion du phosphore ne sont pas les défauts résiduels, mais sont ceux générés pendant la diffusion « normale » (par paire) à forte concentration. Grâce à ceci, il est possible de placer le carbone à une position optimale pour obtenir un profil de phosphore très abrupt et bien activé.

III.A.3.(c) Effet du carbone sur l'arsenic

La diffusion de l'arsenic n'étant pas problématique, nous n'avons pas cherché à optimiser les conditions d'implantation du carbone de manière spécifique pour ce dopant.

Toutefois, il est implanté conjointement au phosphore, et nous avons donc observé l'effet du carbone employé pour réduire la diffusion du phosphore sur l'arsenic des implantations SD standard.

Procédure expérimentale

Pour ces expériences sur plaques sans motif, nous avons comparé une implantation d'arsenic à 20 keV et 2.10^{15} at/cm² seule ou combinée à du phosphore implanté à 6 keV et 6.10^{15} at/cm² en présence ou non du carbone implanté à 8 keV et 1.10^{15} at/cm². Les implantations d'arsenic et de phosphore sont amorphisantes jusqu'à une profondeur d'environ 40 nm, il n'est donc pas nécessaire de pré-amorphiser le matériau pour la mise en site substitutionnel du carbone. Pour simuler les conditions du procédé standard nous avons réalisé les dépôts d'oxyde et de nitrure des couches contraintes enveloppant le dispositif pendant le recuit. Ils sont réalisés par procédé plasma (PECVD pour Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition) à 400°C. La durée du dépôt est de quelques minutes. Ces dépôts sont suivis du recuit d'activation de type *spike* à 980°C ou 1010°C. Les couches déposées ont été retirées avant l'analyse SIMS.

Résultats

Les profils d'arsenic sont représentés sur la Figure 124.a. Quand on compare le profil de l'implantation d'arsenic seul après recuit à 980°C au profil implanté, on constate à la fois une diffusion vers la surface, signifiée par l'augmentation du niveau de concentration de l'arsenic dans les premiers nm de silicium, et une diffusion en profondeur. Quand du phosphore est ajouté à l'arsenic, la diffusion vers la surface est augmentée et la diffusion en profondeur est réduite même si la température de recuit est plus élevée. Quand on ajoute encore du carbone, la queue de diffusion de l'arsenic est supprimée sans modifier la concentration en surface.

La Figure 124.b montre que les profils de phosphore correspondants présentent un plateau typique de la diffusion par percolation avec les lacunes à des concentrations supérieures à $2,5.10^{20}$ at/cm³.

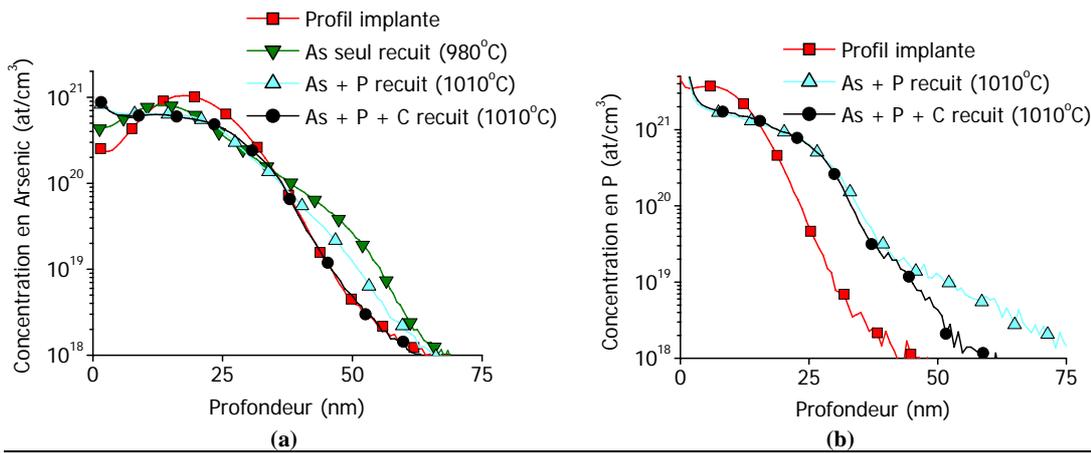


Figure 124 : (a) Profils d'arsenic 20 keV, 2.10^{15} at/cm² combiné ou non à du phosphore 6 keV, 6.10^{15} at/cm² en présence ou non C 8 keV, 1.10^{15} at/cm² après dépôts des couches contraintes et recuit de type spike à 980°C ou 1010°C (b) profils de phosphore correspondants.

Les phénomènes de diffusion vers la surface concordent avec les résultats observés pour une combinaison d'arsenic 20 keV, 1.10^{15} at/cm² et de phosphore 6 keV, 2.10^{15} at/cm² (§III.A.3.(a)). Il semblerait donc que le phosphore à forte concentration augmente la diffusion de l'arsenic en surface. Le carbone, quant à lui, n'a pas d'action en surface, mais sur la queue de diffusion de l'arsenic.

Discussion

La diffusion de l'arsenic est assistée par les deux types de défauts ponctuels : lacunes et interstitiels. Comme tous les dopants à des concentrations supérieures à $2,5.10^{20}$ at/cm³, la diffusion de l'arsenic est régie par le mécanisme de percolation, mais cela est moins visible car la formation de complexes immobiles rentre en compétition avec le mécanisme de diffusion [107]. En présence de phosphore à forte concentration, ce phénomène est accentué et on observe une augmentation de la diffusion de l'arsenic en surface (Figure 124.a). En profondeur, par contre, les interstitiels se trouvent en excès et ce sont eux qui vont être à l'origine de la diffusion de l'arsenic. Le fait que le carbone supprime la queue de diffusion de l'arsenic le confirme.

Le phénomène de percolation pourrait également expliquer les observations sur les défauts. En effet, la Figure 121.b nous montre que la concentration de défauts est maintenue à l'équilibre sur toute la profondeur du plateau du profil de phosphore se terminant à une concentration d'environ $2,5.10^{20}$ at/cm³. Ceci revient donc, du point de vue des défauts, à rapprocher la surface de la zone de défauts (dans le cas de l'arsenic, ce sont les défauts EOR).

L'excès d'interstitiels a donc moins de chemin à parcourir pour s'annihiler et la dissolution des défauts étendus est plus rapide.

C'est ce qui se produit pour les combinaisons d'arsenic et de phosphore 1.10^{15} ou 2.10^{15} at/cm² du paragraphe III.A.3.(a). Toutefois, ce phénomène n'explique pas la dissolution des défauts induits par l'arsenic pour des faibles concentrations de phosphore (3.10^{14} at/cm², par exemple), or nous avons déjà observé une dissolution des défauts dans ce cas. Par contre, cela explique au moins pourquoi les défauts ne réapparaissent pas alors que l'implantation de phosphore ajoute une grande quantité de défauts.

III.A.3.(d) Intégration de la co-implantation du carbone pour les source-drain des NMOS

Nous avons appliqué les meilleures conditions parmi les précédentes sur produit. Nous allons ainsi pouvoir déterminer si un compromis peut être trouvé entre les gains apportés par le carbone en terme de diffusion du phosphore dans les implantations SD et les fuites engendrées.

Procédure expérimentale

Le procédé de fabrication est le procédé standard de la technologie 45 nm dans lequel on a modifié les implantations SD. Les implantations successives sont de l'arsenic 20 keV, 2.10^{15} at/cm², puis le carbone 8 keV à 2.10^{15} ou 5.10^{14} at/cm² et enfin le phosphore 6 keV à $3,5.10^{15}$ ou 6.10^{15} at/cm². L'implantation d'arsenic étant amorphisante (sur une profondeur d'environ 30 nm), il n'est pas nécessaire d'utiliser du germanium pour la bonne incorporation du carbone en site substitutionnel. Le recuit d'activation est composé d'un recuit de type *spike* à 1010°C, suivi d'un recuit laser de l'ordre de la milliseconde à 1200°C.

Quelques essais ont été réalisés sans carbone pour évaluer les effets des modulations de dose ou d'énergie de l'implantation de phosphore sur les paramètres électriques.

Performances

Les Figures 125 et 126 présentent les caractéristiques du courant en mode bloqué (I_{off} représentatif de la fuite globale) en fonction du courant en mode passant (I_{on}) pour des composants ayant des longueurs de grille de 40 nm (largeur : 10 μ m). On rappelle qu'on cherche à avoir le I_{on} le plus élevé pour un I_{off} donné, tout en gardant des valeurs de I_{off} les plus faibles possibles. La valeur ciblée pour la technologie 45 nm est représentée sur les figures.

Nous observons (Figure 125) un effet important de la dose de phosphore sur les performances. Les valeurs de I_{off} des transistors sans co-implantation de carbone sont acceptables quand la dose de phosphore est de 2.10^{15} at/cm² (à 6 keV comme à 8 keV) mais leurs valeurs de I_{on} sont un peu plus faibles que la valeur ciblée. Quand la dose de phosphore est de $3,5.10^{15}$ at/cm², I_{on} est légèrement amélioré puisqu'en extrapolant la tendance pour les valeurs avec le phosphore à 2.10^{15} at/cm² (trait pointillé), on a un I_{on} plus élevé pour un I_{off} équivalent. Par contre, les valeurs de I_{off} du groupe de mesures sont plus élevées. Elles deviennent dramatiques pour une dose de phosphore de 6.10^{15} at/cm². Pour cette dose très élevée, la dispersion des valeurs de I_{on} et les valeurs élevées de I_{off} indiquent qu'on a un perçage du transistor certainement dû à d'importants effets de canaux courts (pénétration trop importante des dopants sous la grille).

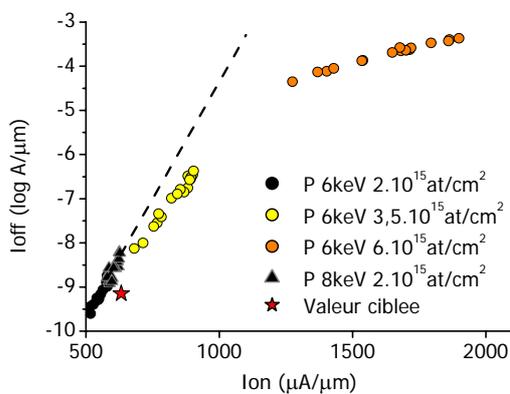


Figure 125 : Impact des modulations de la dose ou de l'énergie du phosphore sur les performances en l'absence de carbone.

L'ajout de carbone avec le phosphore diminue I_{off} , comme nous pouvons le voir sur la Figure 126. Les résultats sont intéressants pour le phosphore implanté à $3,5.10^{15}$ at/cm² (Figure 126.a) puisqu'on se rapproche de la valeur cible avec des performances légèrement améliorées par rapport au phosphore implanté à 2.10^{15} at/cm². On ne constate, toutefois, pas d'effet notable de la dose de carbone : la majorité des mesures des essais avec du carbone 5.10^{14} at/cm² et 2.10^{15} at/cm² est superposée. Avec le phosphore implanté à 6.10^{15} at/cm², seule la dose la plus élevée de carbone produit une amélioration significative mais insuffisante.

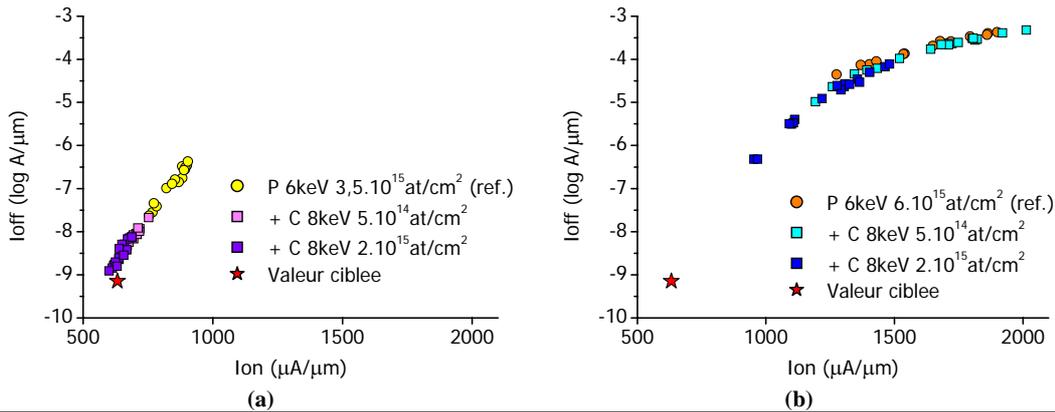


Figure 126 : Effet de la dose de carbone 8 keV sur les performances : **a)** avec le phosphore 6 keV, $3,5 \cdot 10^{15}$ at/cm² ou **b)** avec le phosphore 6 keV, $6 \cdot 10^{15}$ at/cm²

Effets de canaux courts

Nous représentons $V_{t_{sat}}$ pour différentes longueurs de grille. On rappelle que plus la chute de $V_{t_{sat}}$ se produit à des longueurs de grille (L_g) élevées, plus l'effet de canal court est dégradé. Une élévation des valeurs de $V_{t_{sat}}$ avant leur chute témoigne d'un effet de canal court inverse (RSCE). Pour faciliter la lecture, $V_{t_{sat}}$ est normalisée pour chaque condition d'implantation en soustrayant à la valeur nominale la valeur mesurée pour des longueurs de grille de 10 μm (pour une condition d'implantation : $V_{t_{sat}} \text{ normalisée} = V_{t_{sat}} - V_{t_{sat}} \text{ à } 10\mu\text{m}$).

Pour les essais sans carbone (Figure 127), l'augmentation de la dose de phosphore implanté à 6 keV détériore les effets de canaux courts. En effet, avec le phosphore 6 keV et $2 \cdot 10^{15}$ at/cm², $V_{t_{sat}}$ chute pour des longueurs de grille inférieures à 60 nm. Pour les doses plus élevées de $3,5 \cdot 10^{15}$ et $6 \cdot 10^{15}$ at/cm², cette chute intervient, respectivement, pour des longueurs de grille inférieures à 80 nm et 240 nm. On pouvait s'y attendre du fait de l'augmentation de la diffusion du phosphore pour des concentrations plus élevées. De plus, la réduction de l'effet RSCE avec l'augmentation de la dose du phosphore nous indique que les poches sont de moins en moins efficaces avec l'augmentation de la dose, ce qui confirme une diffusion inacceptable du phosphore. L'augmentation de l'énergie du phosphore à 8 keV dans le cas d'une implantation à $2 \cdot 10^{15}$ at/cm² détériore également les effets de canaux courts et augmente le recouvrement des poches, mais moins que l'augmentation de la dose. En effet, la chute intervient pour des longueurs de grille inférieures à 80 nm, mais la diminution de $V_{t_{sat}}$ est faible jusqu'à des longueurs de grille de 60 nm.

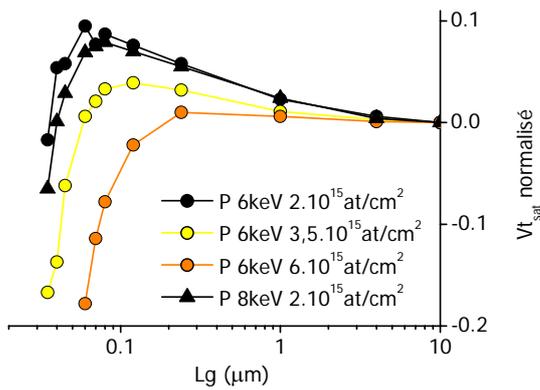


Figure 127 : Impact des modulations de la dose ou de l'énergie du phosphore sur les effets de canaux courts en l'absence de carbone.

Lorsque le phosphore 6 keV et 6.10^{15} at/cm² est co-implanté avec du carbone à 8 keV (Figure 128.a), les effets de canaux courts sont légèrement améliorés avec une dose de 2.10^{15} at/cm², tandis qu'une dose à 5.10^{14} at/cm² n'est pas suffisante. En effet, avec la plus forte dose de carbone, $V_{t_{sat}}$ commence également à chuter pour des longueurs de grilles inférieures à 240 nm, mais reste modérée jusqu'à des longueurs de grille de 120 nm. Il en résulte que pour les grilles plus petites, la valeur de $V_{t_{sat}}$ est plus grande que pour les deux autres essais.

Par contre, pour une dose plus faible de $3,5.10^{15}$ at/cm² de phosphore (Figure 128.b), les poches sont moins recouvertes dès une dose de carbone de 5.10^{14} at/cm² et on décale encore la chute de $V_{t_{sat}}$ à des longueurs de grille inférieures à 60 nm avec une dose de 2.10^{15} at/cm².

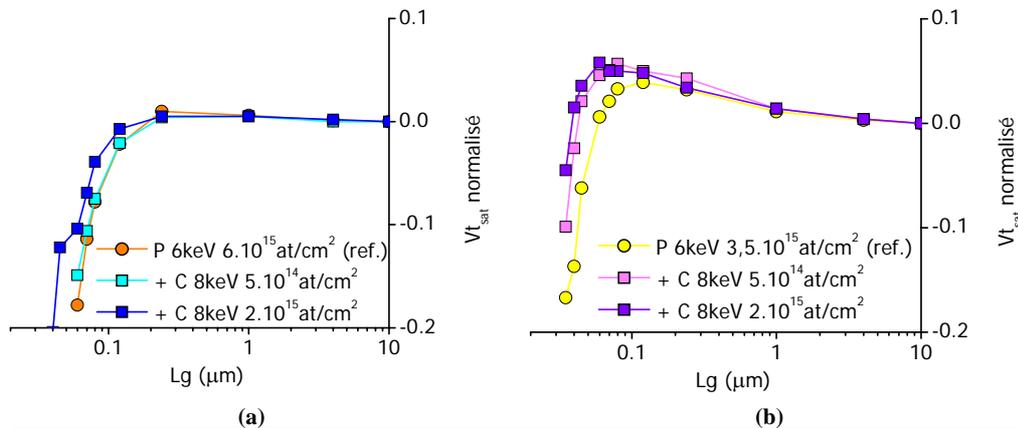


Figure 128 : Effet de la dose de carbone co-implanté à 8keV sur les effets de canaux courts, à comparer à une référence sans carbone a) avec du phosphore 6 keV 6.10^{15} at/cm² b) avec du phosphore 6 keV $3,5.10^{15}$ at/cm²

Ces résultats confirment que les effets de canaux courts sont responsables des pertes de performances mesurées sur les transistors de longueur de grille de 40 nm. En effet, pour les essais sans carbone, $V_{t_{sat}}$ est faible pour le phosphore $3,5.10^{15}$ at/cm² et non mesurable pour le phosphore 6.10^{15} at/cm² indiquant des effets de canaux courts très importants pour les

transistors de cette dimension. Le carbone augmente $V_{t_{sat}}$ de manière similaire pour les deux doses de carbone avec le phosphore $3,5 \cdot 10^{15}$ at/cm² et uniquement pour la dose la plus élevée avec le phosphore à $6 \cdot 10^{15}$ at/cm².

La valeur de la capacité de recouvrement (Cov) est un indicateur représentatif de la diffusion des dopants latéralement sous la grille. Plus sa valeur est élevée, et plus les dopants ont diffusé latéralement. La Figure 129 explicite les résultats pour tous les essais.

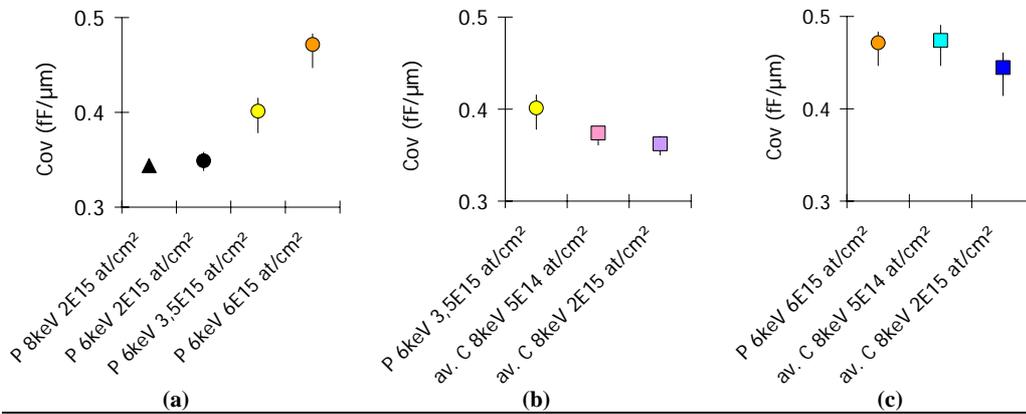


Figure 129 : Valeurs des capacités de recouvrements des différents essais: **a)** effet de la dose et de l'énergie du phosphore en l'absence de carbone et effet de la dose de carbone 8 keV **b)** avec le phosphore 6 keV, $3,5 \cdot 10^{15}$ at/cm² ou **c)** avec le phosphore 6 keV, $6 \cdot 10^{15}$ at/cm²

L'analyse de la capacité de recouvrement confirme les résultats précédents : le facteur le plus critique pour la diffusion est la dose de phosphore, et le carbone peut réduire cette diffusion.

A la vue de ces résultats électriques, il semble qu'au-dessus d'une dose de carbone seuil, on obtient un gain pour les effets de canaux courts. Pour le phosphore implanté à $3,5 \cdot 10^{15}$ at/cm², il est franchi dès $5 \cdot 10^{14}$ at/cm² ; par contre pour le phosphore implanté à $6 \cdot 10^{15}$ at/cm², le seuil se situe entre $5 \cdot 10^{14}$ at/cm² et $2 \cdot 10^{15}$ at/cm². Une fois cette dose seuil franchie, le gain est minime comme on peut le voir en comparant les deux doses de carbone testées avec le phosphore implanté à $3,5 \cdot 10^{15}$ at/cm².

Fuites

Les Figures 130 à 132 montrent les résultats de chacune des composantes pour les différents essais réalisés. On constate une augmentation des fuites en bord de tranchée d'isolation et vers le substrat imputables à la présence de carbone. En effet, les modulations de l'implantation de phosphore sans carbone ne modifient pas notablement ces deux composantes de la fuite. Par contre, l'ajout de $5 \cdot 10^{14}$ at/cm² de carbone augmente la fuite en

bord de tranchée d'isolation d'environ deux décades et celle vers le substrat d'environ une décade. Multiplier par quatre la dose de carbone augmente encore faiblement le niveau de fuite.

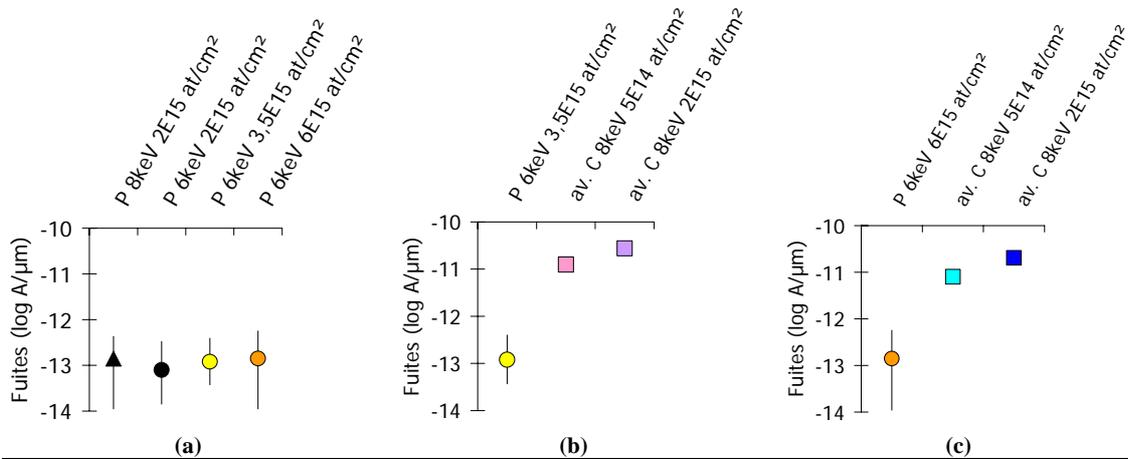


Figure 130 : Valeurs des fuites en bord de tranchée d'isolation des différents essais: **a)** effet de la dose et de l'énergie du phosphore en l'absence de carbone et effet de la dose de carbone 8 keV **b)** avec le phosphore 6 keV, $3,5 \cdot 10^{15}$ at/cm² ou **c)** avec le phosphore 6 keV, $6 \cdot 10^{15}$ at/cm²

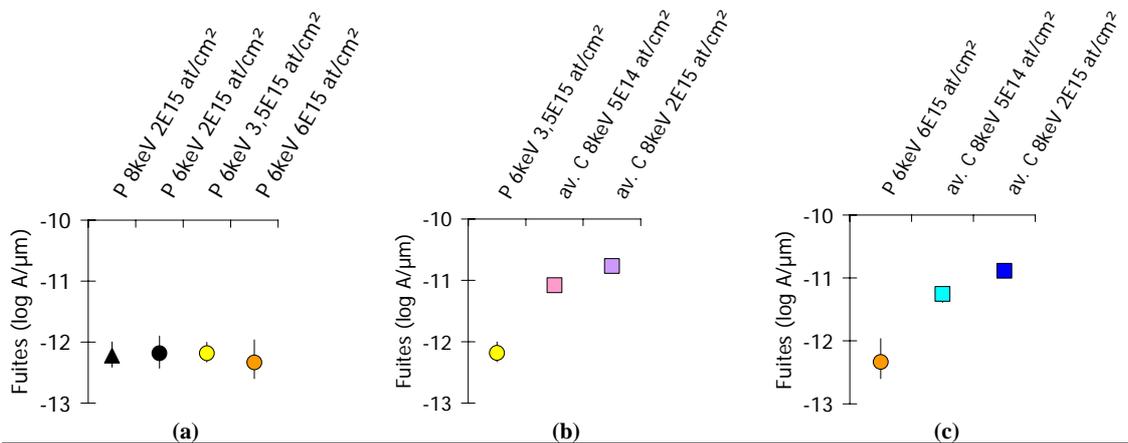


Figure 131 : Valeurs des fuites vers le substrat des différents essais: **a)** effet de la dose et de l'énergie du phosphore en l'absence de carbone et effet de la dose de carbone 8 keV **b)** avec le phosphore 6 keV, $3,5 \cdot 10^{15}$ at/cm² ou **c)** avec le phosphore 6 keV, $6 \cdot 10^{15}$ at/cm²

Les fuites en bord de grille, par contre, se comportent de manière différente : c'est la dose de phosphore qui a un effet significatif, notamment la dose de $6 \cdot 10^{15}$ at/cm² fait perdre un peu plus d'une décade de courant par rapport à la dose de $2 \cdot 10^{15}$ at/cm². La présence de carbone ne dégrade pas les fuites de bord de grille, au contraire il semblerait que le carbone implanté à 8 keV, $2 \cdot 10^{15}$ at/cm² co-implanté au phosphore 6 keV, $6 \cdot 10^{15}$ at/cm² améliore le niveau de fuite.

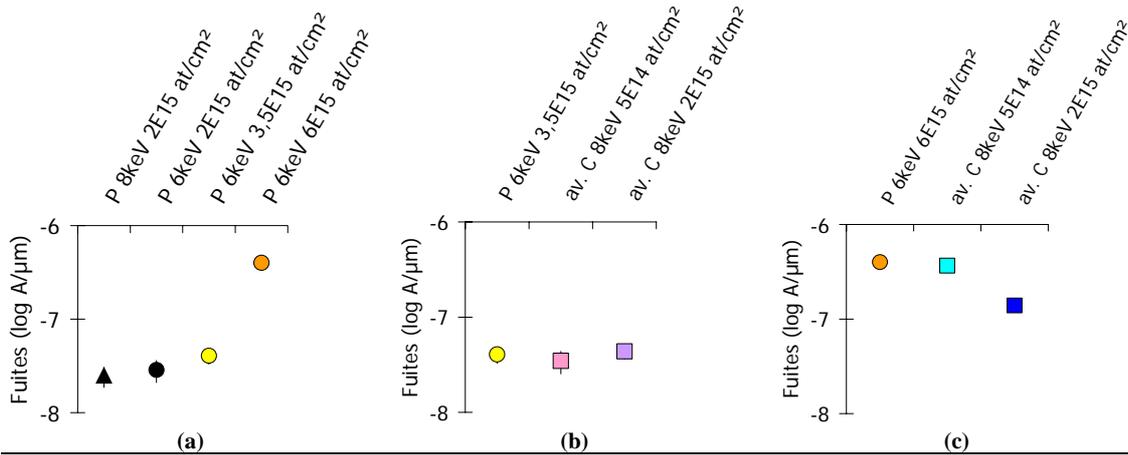


Figure 132 : Valeurs des fuites en bord de grille : **a)** effet de la dose et de l'énergie du phosphore en l'absence de carbone et effet de la dose de carbone 8 keV **b)** avec le phosphore 6 keV, $3,5 \cdot 10^{15}$ at/cm² ou **c)** avec le phosphore 6 keV, $6 \cdot 10^{15}$ at/cm²

Conclusion

Pour atteindre les performances requises des technologies actuelles, il faut employer des doses très élevées de phosphore, l'implantation d'arsenic restant identique. La performance du transistor ainsi que la fuite sont essentiellement régies par la dose de phosphore employée, notamment à cause de sa diffusion excessive provoquant des effets de canaux courts importants. L'ajout du carbone à forte dose permet de réduire ces effets de canaux courts sans ajouter de fuites de courant rétrogrades et constitue donc une solution intégrable pour employer de fortes doses de phosphore.

III.B) Les dépôts : interaction entre les matériaux des espaceurs et les extensions et poches NMOS et PMOS

Au cours du procédé de fabrication des transistors, les extensions des source-drain (LDD pour *Lightly Doped Drain*) sont directement en contact avec l'oxyde des empilements d'espaceurs, de même que les source-drain sont en contact avec les couches contraintes. De précédents travaux ont établi que le bore peut diffuser depuis les LDD dans l'oxyde des espaceurs pendant les étapes de recuit. La quantité de bore perdue dépend de la quantité d'hydrogène contenue dans l'oxyde car l'hydrogène augmente le coefficient de diffusion du bore dans l'oxyde [108, 109, 110]. Pour caractériser et quantifier ce phénomène, nous avons procédé à une série d'essais sur plaques sans motifs. Différentes combinaisons d'implantations sont effectuées et deux types de matériaux espaceurs sont testés. Nous quantifions la perte de dose des dopants à partir des profils analysés par SIMS après recuit.

III.B.1) Procédure expérimentale

Pour mettre en évidence l'interaction entre les dopants et les dépôts espaceurs sans effet de motifs, nous avons réalisé nos expériences sur pleine plaque (substrat de type P). Trois groupes d'échantillons sont préparés pour reproduire soit :

- les implantations LDD en BF_2 et poches en arsenic (appelés échantillons de type PMOS)
- soit des LDD en arsenic et des poches en BF_2 (appelés échantillons de type NMOS-As)
- soit des LDD en phosphore et des poches en BF_2 (appelés échantillons de type NMOS-Ph.)

Pour chaque groupe d'échantillon, le premier est recuit sans espaceur pour servir de référence, le second est recouvert d'un oxyde et d'un nitrure déposés à basse pression par procédé LPCVD (*Low Pressure Chemical Vapor Deposition*) basse température et le dernier est recouvert d'un oxyde et d'un nitrure déposés par procédé assisté par plasma PECVD (*Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition*). Le détail de chaque échantillon est récapitulé dans la Table VIII et le procédé est schématisé en Figure 133.

L'implantation des poches désirées est effectuée avant celle des LDD (voir les détails dans la Table VIII). Ensuite un oxyde de 8 nm d'épaisseur est déposé soit par LPCVD, soit par PECVD, suivi du dépôt du nitrure. L'oxyde LPCVD est déposé en four à une température de 550°C pendant 2 h à partir d'un précurseur $\text{Si}(\text{OC}_2\text{H}_5)_4$ (TEOS pour TetraEthOxySilane). L'oxyde PECVD est déposé à 400°C pendant environ 5 min à partir d'un précurseur $\text{SiH}_4/\text{N}_2\text{O}$. Le nitrure LPCVD de 55 nm d'épaisseur est déposé en four à 560°C pendant 2 h à partir d'un précurseur $\text{HCD}/\text{C}_2\text{H}_4/\text{NH}_3$. Le nitrure PECVD de 80 nm d'épaisseur est déposé à 400°C pendant 5 min à partir d'un précurseur $\text{SiH}_4/\text{NH}_3/\text{N}_2$. Les dépôts sont suivis d'un recuit d'activation de type *spike* à 1080°C en atmosphère d'azote contenant 5% d'oxygène. Une étape de stabilisation à 450°C pendant 20 s précède le pic de température.

Pour faciliter les caractérisations, les dépôts de nitrure et d'oxyde sont successivement sélectivement retirés. Des analyses SIMS sont utilisées pour quantifier la perte de dopants dans le silicium. Les mesures de résistances carrées ont été impossibles à cause de l'incapacité de la méthode 4 pointes à mesurer des jonctions aussi fines (voir §II.B.1.(c)). L'équipement de mesure de résistance carrée sans contact n'était pas encore disponible.

Table VIII: Description de la procédure expérimentale de chaque échantillon

Groupe Echantillon	type PMOS			type NMOS- Ph.			type NMOS-As		
	1	2	3	4	5	6	7	8	9
Implantation poche									
As, 50keV, 2.7E13 at/cm ²	X	X	X						
BF ₂ , 30keV, 4E13 at/cm ²				X	X	X	X	X	X
Implantation LDD									
BF ₂ , 1keV, 5E14 at/cm ²	X	X	X						
P ₂ , 2keV, 2E14 at/cm ²				X	X	X			
As, 1keV, 6.5E14 at/cm ²							X	X	X
Dépôt oxyde									
Aucun	X			X			X		
LPCVD (560°C, 2h) 8nm		X			X			X	
PECVD (400°C, 5min) 8nm			X			X			X
Dépôt nitrure									
Aucun	X			X			X		
LPCVD (550°C, 2h) 55nm		X			X			X	
PECVD (400°C, 5min) 80nm			X			X			X
Recuit									
Spike 1080°C (95% N ₂ , 5% O ₂)	X	X	X	X	X	X	X	X	X

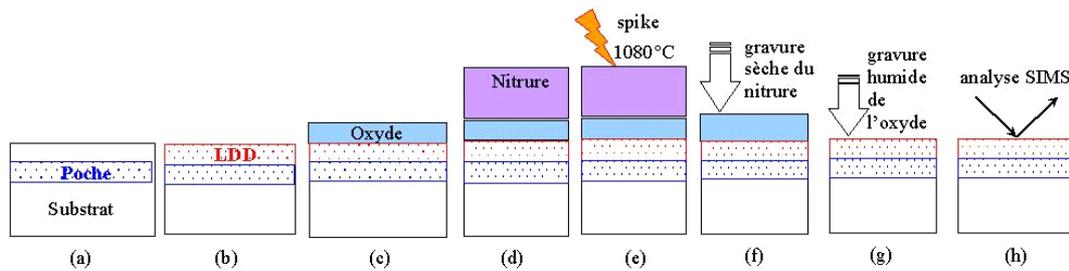


Figure 133 : Schéma des étapes de préparation des échantillons.

III.B.2) Résultats

Les profils des dopants après le recuit d'activation, pour chaque groupe d'essais, sont montrés sur les Figures 134 à 136. Sur chaque figure, on compare les profils obtenus avec les deux types de dépôts aux références sans dépôt. Les simulations des profils implantés avec le logiciel « Crystal TRIM » sont également représentées.

Pour les échantillons de type PMOS (Figure 134), nous observons que les poches en arsenic sont similaires pour les trois échantillons. Par contre, les profils de bore des LDD dépendent fortement du procédé de dépôt. En effet, le bore a largement plus exodiffusé depuis les LDD dans l'oxyde PECVD (échantillon 3) par rapport à l'oxyde LPCVD (échantillon 2).

La perte de dose dans le silicium comparée à la référence (échantillon 1) est relativement faible pour les dépôts LPCVD, mais atteint 75% dans le cas des dépôts PECVD.

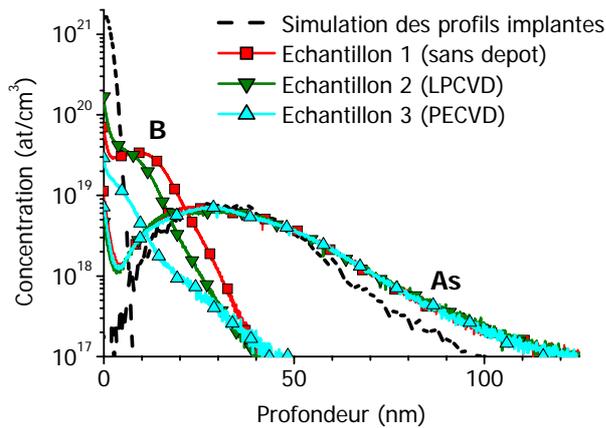


Figure 134 : Echantillons de type PMOS : profils des LDD en BF_2 1 keV 5.10^{14} at/cm² et des poches en As 50 keV, $2.7.10^{13}$ at/cm² et simulation des profils implantés.

Pour les échantillons de type NMOS (Figures 135 et 136), nous pouvons voir que les profils de bore des poches dépendent du type de dépôt espaceurs quelque soit le dopant implanté dans les LDD. La perte de dose de bore comparée à la référence (échantillons 4 et 7) n'est pas significative dans le cas de dépôts LPCVD (échantillons 5 et 7), mais atteint 20% dans le cas des dépôts PECVD (échantillons 6 et 9). Il est également intéressant de noter que le bore a diffusé en profondeur dans le cas des dépôts PECVD.

De plus, on a une perte de dose de phosphore depuis les LDD de près de 45% comparé à la référence (échantillon 4) quelque soit la nature du dépôt (échantillons 5 et 6) tandis qu'aucune différence significative n'est observée pour l'arsenic des LDD.

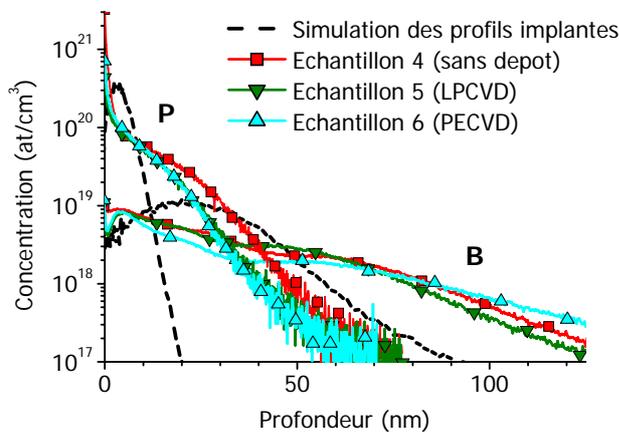


Figure 135 : Echantillons de type NMOS-Ph : profils des LDD en P 2 keV 2.10^{14} at/cm² et des poches en BF_2 30 keV, 4.10^{13} at/cm² et simulation des profils implantés.

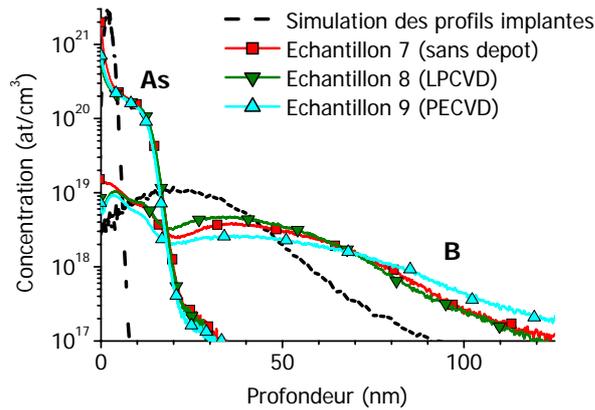


Figure 136 : Échantillons de type NMOS-As : profils des LDD en As 1 keV $6,5 \cdot 10^{14}$ at/cm² et des poches en BF₂ 30 keV, $4 \cdot 10^{13}$ at/cm² et simulation des profils implantés.

III.B.3) Discussion

Nous voulons tout d'abord souligner que les diverses doses mesurées sur les échantillons de références sont identiques aux doses implantées. Ainsi, malgré une possible accélération de la diffusion due à l'oxydation (OED pour *Oxidation Enhanced Diffusion*) pendant le recuit des échantillons témoins, qui gêne la comparaison des profils de bore et de phosphore surfaciques (implantations LDD) en terme de diffusion, la perte de dose calculée est tout à fait fiable.

Nos données expérimentales mettent clairement en évidence qu'il n'y a aucun effet de l'empilement des espaceurs sur les profils d'arsenic. Par contre, les profils de phosphore (Figure 135) des LDD ou de bore des LDD et des poches (Figures 134 à 136) sont impactés par la présence de l'empilement. Mais avant de nous intéresser aux profils proprement dit, nous allons présenter nos connaissances en matière de recristallisation appliquées aux bilans thermiques de nos dépôts.

III.B.3.(a) Recristallisation pendant les dépôts

Il est acquis que la recristallisation d'une couche amorphe commence à partir de l'interface amorphe-cristal et progresse vers la surface. La zone recristallisée a la structure cristalline de la zone sous-jacente, c'est pourquoi on appelle ce phénomène une épitaxie en phase solide (SPER pour *Solid Phase Epitaxial Regrowth*). La vitesse du front de recristallisation a été mesurée dans la gamme des 500 à 850°C par différents auteurs [111, 112, 113]. A une température de 550°C (température de nos dépôts LPCVD), ils ont relevé des vitesses entre 0,77 Å/s [111] et 3 Å/s [113]. Ce qui signifie que pour nos expériences, même si on prend la vitesse la plus lente, on a totalement recristallisé la zone amorphisée par nos implantations.

Nous n'avons trouvé aucune donnée pour des températures inférieures à 500°C dans la littérature. Toutefois, issus d'une autre étude, des clichés MET après des implantations source-drain amorphisantes et dépôts de couches contraintes (oxyde + nitrure) en PECVD (Figure 137) montrent qu'il n'y a pas ou peu de recristallisation durant ce procédé. En effet, la profondeur amorphisée par ces implantations source-drain a été estimée à 37 nm par ellipsométrie.

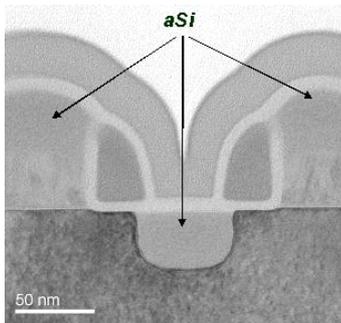


Figure 137 : Vue des implantations SD (As 20 keV 2.10^{15} at/cm² + C 8 keV 1.10^{15} at/cm² + P 6 keV $3,5.10^{15}$ at/cm²) après dépôt des couches contraintes (oxyde + nitrure) en PECVD. Le contraste correspondant au silicium amorphe est désigné par les flèches.

III.B.3.(b) Profils de bore

Etonnamment, malgré le fait que le bilan thermique soit bien plus faible pour les dépôts PECVD, c'est celui-ci qui affecte le plus les profils de bore. Il est clair que ce doit être dû à la nature chimique ou structurelle de l'oxyde.

D'après les résultats de précédents travaux [110], nous croyons que le facteur principal est le contenu en hydrogène de l'oxyde qui dépend du procédé de dépôt. En effet, il est connu que le coefficient de diffusion du bore dans l'oxyde est augmenté en présence d'hydrogène. Du fait des différents précurseurs utilisés, on peut penser que le contenu en hydrogène de l'oxyde déposé par procédé PECVD est plus important que celui de l'oxyde déposé par procédé LPCVD. En plus, il est probable que la température plus élevée du procédé LPCVD (supérieure à 500°C) permet un dégazage plus rapide de l'hydrogène que le procédé PECVD [114] (Figure 138.a). En outre, la couche de nitrure peut agir comme une encapsulation qui empêche l'hydrogène de dégazer (Figure 138.b). Par conséquent, le contenu en hydrogène de l'oxyde LPCVD a toutes les raisons d'être plus faible que celui de l'oxyde PECVD, probablement insuffisant pour agir sur la diffusion du bore [115]. Puisque du BF₂ a été utilisé comme espèce implantée, un effet similaire peut résulter de la présence de fluor puisqu'il augmente également la diffusion du bore dans l'oxyde [116]. En effet, il diffuse très rapidement dans le silicium et peut pénétrer dans l'oxyde et dégazer de la même manière que l'hydrogène dans les mêmes conditions.

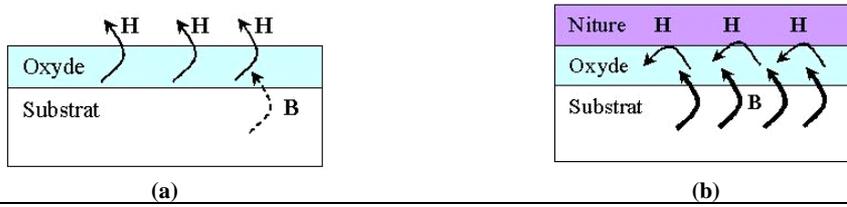


Figure 138 : Schéma (a) du dégazage de l'hydrogène pendant le dépôt de l'oxyde et (b) de l'encapsulation créée par le nitrure empêchant le dégazage de l'hydrogène [110]. Le même phénomène peut se produire avec le fluor.

Nous allons désormais brièvement discuter de nos observations expérimentales concernant la profondeur de jonction des profils de bore de la référence. En effet, nous avons vu qu'elle est en position intermédiaire entre l'échantillon déposé en LPCVD et celui en PECVD. Il est maintenant acquis que la diffusion du bore est assistée par des interstitiels, ce qui conduit à une accélération transitoire de la diffusion (TED) quand ils sont en large excès. Donc il est possible que pendant le dépôt LPCVD à 550°C, la recristallisation s'effectue sans diffusion conséquente. Le recuit d'activation provoque ensuite la diffusion qui sera moins prononcée avec le matériau LPCVD car il y a moins d'interstitiels disponibles pour la TED. Cette explication concorde avec de précédentes observations qui ont montré qu'un recuit préliminaire à température moyenne peut réduire la TED du bore durant les étapes de recuit suivantes [117]. Pour les dépôts PECVD, le profil de bore est plus fin que les autres à cause de la grande quantité de bore perdue, mais nous pouvons voir que la queue de diffusion s'étend beaucoup plus profondément que la référence. Ceci pourrait signifier que le dépôt PECVD ajoute des défauts (interstitiels) ou que les défauts induits par l'implantation sont recuits moins rapidement à cause, par exemple d'une vitesse de recombinaison à la surface altérée par la présence du dépôt. Quoiqu'il en soit, nous ne pouvons rien conclure de définitif à partir de cette seule étude.

Enfin, il est montré que la perte de dose relative est plus importante depuis les LDD (75%) que depuis les poches (20%). Ce doit être le résultat de la position des profils implantés. En effet, les LDD sont implantés plus près de l'interface oxyde/silicium que les poches. Par conséquent, la concentration à l'interface est plus élevée pour les LDD que pour les poches. De plus, le coefficient de diffusion effectif du bore est nécessairement plus élevé dans les LDD à cause d'effets extrinsèques et d'une concentration de défauts ponctuels induits par l'implantation plus élevée.

III.B.3.(c) Profils de phosphore

Pour les profils de phosphore, les échantillons 5 et 6 recuits avec les empilements espaceurs sont identiques, mais ils diffèrent de la référence. Nous n'observons donc pas d'augmentation de la diffusion avec l'un ou l'autre des matériaux. La perte de dose est de 45% par rapport à la référence. Ceci signifie que le mécanisme à l'origine de l'exodiffusion du bore dans l'oxyde est différent de celui à l'origine de l'exodiffusion du phosphore. Il se peut que la diffusion du phosphore ne dépende pas de la quantité d'hydrogène dans l'oxyde ou que le phosphore se contente de ségréger à l'interface oxyde silicium de manière plus importante avec un oxyde déposé qu'avec un oxyde thermique et aurait été retiré lors de la gravure humide de l'oxyde.

III.C) Le recuit d'activation

Les efforts pour obtenir des jonctions ultrafines hautement activées se portent également sur le développement des procédés de recuits d'activation. Réalisé après toutes les étapes d'implantation, de dépôts et avant la formation des contacts, c'est le bilan thermique le plus élevé du procédé de fabrication. De sa température va dépendre la limite de solubilité qui définit la quantité maximum de dopants qu'on peut activer : plus la température de recuit est élevée, plus la limite de solubilité des impuretés dans le silicium est élevée. Sa durée doit être la plus courte possible pour minimiser la diffusion des dopants tout en permettant la réparation de la majorité des défauts résiduels.

On utilise depuis longtemps un recuit de type *spike* [118] qui consiste en un pic de température dont les rampes de montée et de descente en température sont abruptes (150°C/s et 90°C/s respectivement). Une étape de stabilisation à 450°C pendant 20 s précède le pic de température. Il est réalisé en atmosphère neutre, légèrement oxydante (95% N₂, 5% O₂). Sa température a été diminuée au fur et à mesure des technologies : 1113°C pour les technologies 120 et 90 nm, puis 1050°C pour la technologie 65 nm. Pour les technologies en deçà des 65 nm, ce type de recuit seul ne peut pas fournir les jonctions requises, notamment pour le PMOS, même avec des espèces co-implantées. Les techniques SPER, flash et laser (au-dessus ou en dessous du point de fusion) sont proposées comme alternatives [119].

La **SPER** est basée sur le principe que la quantité de dopants actifs peut être plus élevée dans du silicium amorphisé puis recristallisé à basse température que silicium cristallin recuit à la même température [118, 119, 120]. La température utilisée est habituellement autour des

600°C, ainsi l'activation des dopants peut être décorrélée de leur diffusion. Des solubilités limites (métastables) au-dessus de celle à l'équilibre peuvent être atteintes. Cette technique présente d'autant plus d'intérêt que la plupart des jonctions actuelles sont amorphisées pendant l'implantation. Toutefois, les défauts EOR formés en arrière de l'interface amorphe-cristal initiale, demandent, à ces températures, des durées de recuit très longues pour être annihilés. La solubilité élevée obtenue étant métastable, il est néfaste de procéder à un post-recuit car la limite de solubilité retourne alors vers sa valeur à l'équilibre.

Le **recuit flash** consiste en une illumination très puissante de la face supérieure de la plaque. Les températures peuvent atteindre 1300°C et la durée du recuit (pendant laquelle $T \geq T_{\max} - 50^\circ\text{C}$) est de l'ordre de 330 μs . La diffusion est minimisée grâce à la très courte durée et la solubilité limite de la température du pic est obtenue [119]. Toutefois, la durée du recuit ne permet pas suffisamment de diffusion pour réparer la majorité des défauts résiduels [121] et c'est une technique sensible à la densité des motifs à cause des différences d'absorption et de contraintes. Elle est intermédiaire entre le recuit *spike* conventionnel et le recuit laser en dessous du point de fusion.

Le **recuit laser au-dessus du point de fusion** permet la plus forte solubilité. De plus, la diffusion ne s'effectue que dans la zone fondue, ce qui conduit à des profils rectangulaires très hautement activés. Toutefois son intégration dans les procédés de fabrication des transistors CMOS est quasiment impossible à cause des différences d'absorption des motifs et des risques liés à l'intégrité de la structure qui dépassent les problèmes issus des défauts résiduels.

Le **recuit laser en dessous du point de fusion** permet d'atteindre des températures aussi élevées que le flash, mais avec une durée plus courte et un échauffement local. Ce procédé donne des résultats électriques comparables au recuit flash et notamment les mêmes inconvénients liés à une mauvaise réparation des défauts résiduels et des effets provenant des motifs [122, 123]. Toutefois, les essais et la littérature traitant du laser [124, 125, 126] ou le comparant au recuit flash [127] ont fait pencher la balance du côté du laser. Pour la technologie 45 nm, il est utilisé à une température de 1200°C en combinaison avec un recuit *spike* à 1010°C. Pour les technologies futures, la tendance sera de réduire la température du *spike* précédent le recuit laser, voire de le supprimer complètement pour supprimer la diffusion des dopants. Les défauts ayant besoin d'une certaine diffusion pour être annihilés seront alors tels qu'après implantation.

III.D) Conclusion

L'implantation ionique génère les défauts hors équilibre auxquels nous essayons de remédier. Dans ces travaux, nous avons tout d'abord mis en relief que les paramètres des équipements d'implantation ne sont pas anodins. Nous avons identifié le flux d'implantation comme un paramètre clé dans le cas d'implantations amorphisantes car il modifie la quantité d'interstitiels en excès. Une mauvaise maîtrise de ce paramètre mène à des divergences dans les caractéristiques électriques des transistors qui peuvent dépasser les tolérances accordées aux produits.

Nous avons ensuite proposé une solution pour réduire la quantité d'interstitiels assistant la diffusion du bore : la co-implantation du carbone après pré-amorphisation. Le carbone présente l'intérêt de piéger les interstitiels responsables de la diffusion accélérée du bore. La maximisation de son efficacité nécessite de le localiser entre les défauts EOR et le pic de surface du bore pour bloquer le flux d'interstitiels émis par les défauts EOR. L'inconvénient du carbone est qu'il possède un niveau profond dans la bande interdite du silicium, qui génère des fuites de courant. Toutefois, nous avons prouvé qu'avec des conditions d'implantation de carbone adaptées aux implantations source-drain de la technologie 45 nm, on pouvait obtenir des gains en performance importants et des niveaux de fuites tout à fait acceptables.

Puis nous avons souligné l'intérêt de combiner l'arsenic et le phosphore dans les implantations de type n. Il semblerait que le gain apporté par le phosphore aux implantations d'arsenic soit lié aux défauts d'implantation puisque les effets de co-diffusion sont faibles. Toutefois, l'intégration du phosphore nécessite de contrôler sa diffusion. Le phosphore a un mécanisme de diffusion similaire à celui du bore (par paire avec des interstitiels), c'est pourquoi nous avons utilisé la co-implantation du carbone après amorphisation. La recherche de conditions d'implantation minimisant la diffusion du phosphore est à adapter à l'origine de l'excès d'interstitiels qui est différent du cas du bore. Dans nos conditions expérimentales (phosphore à forte concentration), les défauts liés à la diffusion du phosphore sont prépondérants par rapport aux défauts liés à l'implantation. Ils sont en excès en arrière du plateau de concentration formé par sa diffusion accélérée par le mécanisme de percolation avec les lacunes. Par ailleurs, la percolation des dopants aux fortes concentrations facilite l'injection de lacunes depuis la surface vers le volume, ce qui permet de neutraliser un plus grand nombre d'interstitiels. C'est probablement pour cette raison que la présence de

phosphore à forte concentration réduit la quantité de défauts induits par l'implantation d'arsenic.

Dans le cadre de nos travaux, les conditions optimales ont été appliquées sur les implantations source-drain de la technologie 45 nm du NMOS et du PMOS. Il devrait également être possible de trouver des conditions aidant le contrôle de la diffusion des extensions et des poches.

Nous nous sommes ensuite intéressés au devenir des dopants usuels dans la suite du procédé et notamment lors des dépôts des espaceurs en contact direct avec les implantations LDD et poches pendant tout le reste du procédé. Trois combinaisons d'implantation ont été expérimentées simulant les implantations des LDD et des poches du PMOS (LDD en BF_2 et poches en As) et de deux types de NMOS (LDD en As ou P et poches en BF_2) de la technologie 65 nm. Les profils chimiques, analysés par SIMS après le recuit d'activation, ont été comparés pour des matériaux d'espaceurs LPCVD ou PECVD à une référence sans dépôts. Les profils d'arsenic ne sont pas influencés par la présence des dépôts. Par contre, nous estimons une perte significative de bore dans les matériaux PECVD provenant des LDD (75%) ou des poches (20%) et aucune perte dans le cas des dépôts LPCVD. Nous observons également une diffusion du bore en profondeur plus élevée avec les espaceurs PECVD qu'avec les espaceurs LPCVD. Le cas du phosphore est particulier : la perte de dose comparée à la référence sans dépôt est comparable dans les deux matériaux (45%).

Nous proposons que la teneur de l'oxyde en hydrogène et en fluor est responsable de l'exodiffusion du bore. L'accélération de la diffusion avec les matériaux PECVD doit être liée aux défauts environnants : recuits pendant les dépôts LPCVD et pas pendant les défauts PECVD, dans ce dernier cas les défauts résiduels sont plus nombreux avant le recuit d'activation. L'exodiffusion du phosphore répond à un mécanisme différent puisque qu'elle est la même pour les deux types de matériau.

Le recuit est indissociable de l'étape d'implantation car c'est pendant cette étape que les dopants sont activés, ce qui s'accompagne d'une diffusion. Le recuit utilisé est un *spike* qui consiste en un pic de température dont les rampes de montée et de descente en température sont abruptes (150°C/s et 90°C/s respectivement). Au fur et à mesure des technologies, sa température a été diminuée pour réduire la diffusion : 1113°C pour les technologies 120 et 90 nm, 1050°C pour la technologie 65 nm. Pour un contrôle accru de la diffusion des dopants la technologie 45 nm nécessite des températures plus proches des 1000°C mais à ces températures l'activation n'est plus suffisante. Nous avons listé les différentes possibilités de

recuits alternatifs afin d'expliquer le choix du recuit laser en-dessous du seuil de fusion (1200°C) qui a été ajouté au recuit spike à 1010°C pour la technologie 45 nm.

Pour les technologies futures (32 et 22nm), il est probable que le laser sera utilisé exclusivement. Il n'y aura donc plus de diffusion, mais également plus de guérison des défauts. La position des implantations et le nombre et la taille des défauts seront donc d'autant plus critiques pour obtenir de bonnes propriétés électriques des composants et qu'elles soient reproductibles.

CONCLUSION GENERALE

Le défi de la miniaturisation des composants repose essentiellement sur le contrôle de la quantité et de la localisation des dopants introduits par implantation ionique. L'amélioration des performances et de la stabilité des procédés implique l'augmentation de la quantité de dopants dans des zones précises, aux dimensions réduites de technologie en technologie, ainsi que la réduction des bilans thermiques. Ceci nous met dans une situation riche en défauts induits par l'implantation et résiduels. L'objectif de cette thèse est de réduire les défauts d'implantation ou leur impact sur les caractéristiques électriques des composants.

Pour cela, nous avons tout d'abord rappelé les connaissances en matière de défauts rencontrés dans le silicium. Nous avons décrit leur structure, leur stabilité et leur évolution. Nous avons expliqué leur implication dans la diffusion des dopants et les dégradations qui en résultent dans le fonctionnement des transistors MOS.

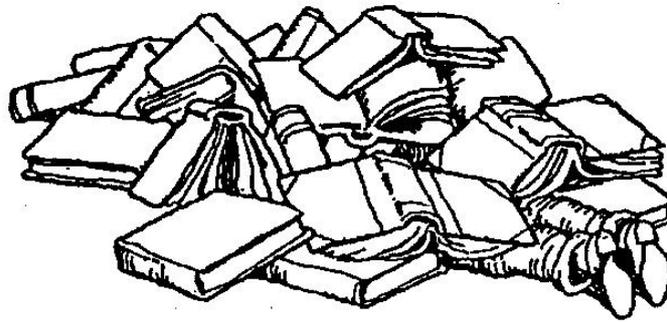
Puis nous nous sommes intéressés au moyen de caractériser les jonctions et notamment aux difficultés rencontrées dans le cas des jonctions ultrafines (inférieures à 30 nm). Une bonne connaissance de la répartition des dopants et des défauts ainsi que de leur activation est nécessaire. Pour déterminer la répartition chimique des dopants après implantation et leur diffusion lors des recuits, nous avons établi un protocole d'analyse SIMS donnant une résolution suffisante pour les jonctions inférieures à 100 nm et permettant la confrontation des mesures d'un essai à l'autre et d'une expérience à l'autre. Dans un futur proche, la sonde atomique surpassera l'analyse SIMS. Pour mesurer l'activation des dopants, nous avons remplacé la méthode 4 pointes classique, destructive et ne permettant pas de mesurer des jonctions inférieures à 40-30 nm, par une méthode optique sans contact. Nous avons, par ailleurs, mis en œuvre une méthode non destructive pour localiser les défauts en profondeur après une implantation amorphisante en mesurant la profondeur amorphisée par ellipsométrie. Les défauts ponctuels n'étant pas quantifiables par une méthode simple, nous avons établi un protocole les agglomérant en boucles de dislocation par un recuit à 800°C. Ainsi, la nature, la densité et la taille de ces défauts est représentative de la quantité induite par l'implantation. Pour connaître toutes ces informations à la fois, la seule technique quantitative est l'observation par MET en mode champ sombre et faisceau faible (WBDF).

Enfin, nous avons rempli l'objectif de la thèse, en agissant sur les étapes d'implantation ionique sans modifier le reste du procédé. Nous ne nous sommes pas arrêtés au cas du bore, comme beaucoup de travaux dans les dernières décennies, mais nous avons également étudié le phosphore et l'arsenic. En étudiant les paramètres liés à l'implantation, nous avons identifié le flux d'implantation comme un paramètre clé dans la génération des défauts ponctuels. En effet, pour les implantations amorphisantes, à dose et énergie d'implantation égales, le flux d'implantation régit la quantité d'interstitiels de silicium en excès responsables de la diffusion du bore et de phosphore. Par ailleurs, nous avons démontré que la co-implantation du carbone dans du silicium amorphisé réduit efficacement la diffusion du bore et du phosphore. Cette impureté a la propriété de piéger les interstitiels de silicium mais possède un niveau profond dans la bande interdite du silicium qui génère des fuites de courant. En nous appuyant sur les mécanismes physiques de diffusion spécifiques à chacun de ces dopants, nous avons optimisé la localisation du carbone pour maximiser la réduction de la diffusion. Nous avons également montré qu'ainsi les fuites générées pouvaient être contrôlées. Nous avons donc fourni une solution intégrable, indispensable pour les fortes doses implantées dans les SD de la technologie 45 nm du PMOS qui est également efficace pour les implantations SD du NMOS. Dans ce dernier cas, l'intérêt du phosphore en combinaison avec l'arsenic a été souligné au cours de nos travaux. En effet, nous avons établi que le phosphore à forte concentration assiste l'annihilation des défauts induits par l'arsenic. La diffusion excessive du phosphore à forte concentration peut alors être contrôlée par le carbone.

En plus de tout cela, nous nous sommes souciés du devenir des dopants dans la suite du procédé. Les dépôts sont en contact direct avec les zones dopées : les espaceurs avec les LDD et les poches, et les couches contraintes avec les SD. Dans les deux cas, on a un empilement d'oxyde et de nitrure. Nous nous sommes focalisés sur le cas des espaceurs. Nous avons quantifié la perte de dopants usuels (B, P, As) provenant des LDD et des poches dans deux types de matériaux : un empilement déposé par LPCVD et un empilement déposé par PECVD.

L'évolution nécessaire du recuit d'activation vers les recuits non diffusants, notamment par recuit milliseconde à haute température, amène de nouvelles perspectives. En effet, en l'absence de diffusion, les défauts ne peuvent pas être annihilés. Pour le moment le recuit d'activation de type spike aux alentours de 1000°C est combiné à un recuit milliseconde à 1200°C. Mais si on veut continuer à se servir de l'implantation ionique pour réaliser les jonctions, la température de ce spike devra être réduite ou cette étape supprimée dans les

technologies futures. Les défauts résiduels seront alors tels qu'ils ont été implantés. Les efforts devront donc se porter sur la minimisation de la quantité de défauts générés au moins dans la zone de déplétion en se tournant, par exemple, vers de nouvelles techniques d'implantation.



REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

- 1 - « An atomic model of electron-irradiation-induced defects on {311} in Si » S. Takeda – Jpn. J. Appl. Phys., vol 30, n° 4A, p. 639 (1991)
- 2 - S. Takeda & M.J. Kohyama - Inst. Phys. Conf. Ser., vol. 134, p. 33 (1993)
- 3 - « Interstitial defects on {113} in Si and Ge line defect configuration incorporated with a self-interstitial atom chain » S. Takeda, M. Kohyama & K. Ibe – Phil. Mag. A., vol. 70, n° 2, p. 287-314 (1994)
- 4 - « Modeling of self-interstitials clusters and their formation mechanism in Si » S. Takeda, N. Arai & J. Yamasaki – Material Sciences Forum, vol. 258, p. 535 (1997)
- 5 - « Thermal evolution of extended defects in implanted Si : impact on dopant diffusion » A. Claverie, B. Colombeau, G. Ben Assayag, C. Bonafos, F. Cristiano, M. Omri & B. de Mauduit – Mat. Sci. in Semic. Proc., vol. 3, p. 269 (2000)
- 6 - « Formation energies and relative stability of perfect and faulted dislocation loops in Si » F. Cristiano, J. Grisolia, B. Colombeau, M. Omri, B. de Mauduit, A. Claverie, L. F. Giles & N. E. B. Cowern - J. Appl. Phys., vol. 87, n° 12 (2000)
- 7 - « On the relation between dopant anomalous diffusion in Si and end-of-range defects » A. Claverie, L. Laânb, C. Bonafos, C. Bergaud, A. Martinez & D. Mathiot, Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res B – vol. 96, p. 202-209 (1995)
- 8 - Prof. Dr. Helmut Föll (http://www.tf.uni-kiel.de/matwis/amat/def_en/index.html)
- 9 - « Intrinsic point defects, impurities & their diffusion in Si » P. Pichler, Computational Microelectronics, edited by S. Selberherr, Springer-Verlag Wien New York (2004)
- 10 - « First principles calculations of self-interstitials defects structures and diffusion paths in Si » R.J. Needs – J. Phys. Condensed Matter, vol. 11, p. 10437 (1999)
- 11 - « Energetics of interstitial defects and TED in ultra low energy implants » B. Colombeau, F. Cristiano, G. Ben Assayag, A. Altibelli & A. Claverie – 13th International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings, p. 107 - 110 (2000)
- 12 - « Energetics of Self-Interstitial Clusters in Si » N.E.B. Cowern, G. Mannino, P.A. Stolk, F. Roozenboom, H.G.A. Huizing, J.G.M van Berkum, W.B. de Boer, F. Cristiano, A. Claverie & M. Jaraiz - Phys. Rev. Lett., vol. 82, p. 4460-4463 (1999)

- 13 - « Planar self-interstitial in Si » M.M. de Souza, C. K. Ngw, M. Shishkin & E.M. Narayanan – Phys. Rev. Lett., vol. 83, p. 1799 (1999)
- 14 - « Extended defects in shallow implants » A. Claverie, B. Colombeau, B. De Maudit, C. Bonafos, X. Hebras, G. Ben Assayag & F. Cristiano - Appl. Phys. A, vol. 76, p. 1025-1033 (2003)
- 15 - L. Capello « Structural investigation of silicon after ion implantation using combined X-ray scattering methods » - Thèse de l'Université Claude Bernard – Lyon 1 (2005)
- 16 - « Diamond hexagonal Si phase and {113} defects : energy calculation and new defect models » A. Parisini, A. Bourret - Phil. Mag. A, vol. 67, p. 605 (1993)
- 17 - « Evidences of an intermediate rodlike defect during the transformation of {113} defects into dislocation loops » S. Boninelli, N. Cherkashin, A. Claverie & F. Cristiano - Appl. Phys. Lett., vol. 89, 161904-1 to 3 (2006)
- 18 - A. Dusch « Modélisation de la diffusion accélérée et transitoire du Bore implanté à basse énergie dans les dispositifs submicroniques silicium » - Thèse de l'Université de Rouen (2002)
- 19 - « Correlation of EOR damage evolution and transient enhanced diffusion in Si » L.S. Robertson, M.E. Law, K.S. Jones, L.M. Rubin, J. Jackson, P. Chi & S. Simons – Appl. Phys. Lett., vol. 75, n° 24, p. 3844 (1999)
- 20 - « Ostwald ripening of EOR defects in Si » C. Bonafos, D. Mathiot & A. Claverie - J. Appl. Phys., vol. 83, n° 6, p. 3008 (1998)
- 21 - M. Stzucki – Thèse de l'université de Munich, Allemagne (2001)
- 22 - « Defect formation in silicon at a mask edge during crystallization of an amorphous implantation layer » H. Cerva & K. H. Küsters - J. Appl. Phys., vol. 66, p. 4723 (1989)
- 23 - « Three-dimensional solid-phase-epitaxial regrowth from As+-implanted Si » M. Horiuchi, M. Tamura & S. Aoki - J. Appl. Phys., vol. 65, p. 2238 (1989)
- 24 - Y. Lamrani « Contribution à l'étude expérimentale et à la simulation de la diffusion anormale du Bore dans le Silicium » – Thèse de l'Université Paul Sabatier – Toulouse III (2005)

- 25 - L.S. Robertson « Diffusion of ion implanted Boron in Si : the effect of lattice defects & co-implanted impurities » - Thèse de l'université de Floride (2001)
- 26 - « Transient enhanced diffusion of boron in Si » S.C. Jain, W. Schoemaker, R. Lindsay, P.A. Stolk, S. Decoutere, M. Willander & H.E. Maes – J. Appl. Phys., vol. 91, n°11 (2002)
- 27 - « Displacement criterion for amorphization of silicon during ion implantation » L.A. Christel, J.F. Gibbons & T.W. Sigmon – J. Appl. Phys., vol. 52, p. 7143 (1981)
- 28 - M. Minondo « Pre amorphisation du Si par l'ion Ge et formation de junctions ultra-fines p+/n » – Thèse de l'INPG (1994)
- 29 - « A model for the formation of amorphous Si by ion bombardement » F.F. Morehead & B.L. Crowder – Radiat. Eff., vol. 6, p. 25 (1970)
- 30 - <http://personal.cityu.edu.hk/~appkchu/AP4120/9.PDF> : « Ion Implantation » – City University of Hong Kong, Chap. 9
- 31 - H.J. Stein, F.L. Vook, D.K. Brice, J.A. Border & S.T. Picraux – Proc. 1st Int. Conf. on Ion Implantation, édité par L.T. Chadderton & F.H. Eisen, Gordon & Breach, Londre, vol. 17 (1971)
- 32 - K. Akmoum « Etude de la transition cristal-amorphe induite par implantation ionique dans l'arseniure de gallium » – Thèse de l'Université Paul Sabatier de Toulouse (1991)
- 33 - « Silicon VLSI technology : Fundamentals, Practice and Modeling » J.D. Plummer, M.D. Deal & P.B. Griffin - Prentice Hall, Upper Saddle River, NJ (2000)
- 34 - « Ion beams in amorphous semiconductor research » G. Müller, S. Kalbitzer & G.N. Greaves – Semiconductors and semimetals, vol. 45, chap. 4, p. 85-127 (1997)
- 35 - « Modeling of the TED of B implanted into preamorphized Si » E. Lampin, V. Senez & A. Claverie - J. Appl. Phys., vol. 85, p. 8137 (1999)
- 36 - « A model to explain the variations of EOR defect densities with ion implantation parameters » L. Laânab, C. Bergaud, M.M. Faye, J. Fauré, A. Martinez & A. Claverie - Mater. Res. Soc. Symp. Proc., vol. 249, p. 381 (1993)
- 37 - « Interaction between dopants and EOR defects in Si » A. Claverie A., C. Bonafos, D. Alquier & A. Martinez - Sol. State Phys. V, vol. 47-48, p. 195 (1996)

- 38 - « Interaction of implanted dopants and the metal/Si system : fundamental aspects and applications of ion beam mixing and dopant redistribution » R. De Keersmaecker & W.F. van der Weg – Katholieke Universiteit Leuven, Chap. 1 (1987)
- 39 - « Nucleation, growth and dissolution of extended defects in implanted Si : impact of dopant diffusion » A. Claverie, L.F. Giles, M. Omri, B. de Mauduit, G. Ben Assayag & D. Mathiot – Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. B, vol. 147, p. 1-12 (1999)
- 40 - « Physical mechanisms of transient enhanced dopant diffusion in ion-implanted silicon » P.A. Stolk, H.J. Gossmann, D.J. Jacobson, C.S. Rafferty, G.H. Gilmer, M. Jaraiz, J.M. Poate, H.S. Luftman & T.E. Haynes – J. Appl. Phys., vol. 81, n° 9 (1997)
- 41 - « Atomistic simulation of extrinsic defects evolution and transient enhanced diffusion in Si » A. Claverie, B. Colombeau, F. Cristiano, A. Altibelli and C. Bonafos - Mat. Res. Soc. Proc., vol. 669, J9.4.1 (2001)
- 42 - P. Calvo « Evolution cinétique des défauts {113} en cours de recuit thermique de silicium implanté : influence sur la diffusion des dopants » – Thèse de l'Université Paul Sabatier – Toulouse III (2004)
- 43 - « {311} defects in Si : the source of the loops » J. Li and K.S. Jones - Appl. Phys. Lett., vol. 73, n° 25, p. 3748 (1998)
- 44 - « Physic-based diffusion simulation for preamorphized USJ » N.E.B. Cowern, B. Colombeau, E. Lampin, F. Cristiano, A. Claverie, Y. Lamrani, R. Duffy, V. Venezia, A. Heringa, C.C. Wang & C. Zechner – Mater. Res. Soc. Symp. Proc., vol. 765, D6.8.1 (2003)
- 45 - « Implantation and transient B diffusion in Si : the source of the interstitials » D.J. Eaglesham, P.A. Stolk, H.J. Gossmann & J.M. Poate - Appl. Phys. Lett., vol. 65, p. 2305 (1994)
- 46 - « Point defects and diffusion » C.P. Flynn – Clarendon Press, Oxford (1972)
- 47 - « Controlling dopant diffusion and activation through surface chemistry » K. Dev, C. T. M. Kwok, R. Vaidyanathan, R. D. Braatz & E. G. Seebauer – 16th Ion Implantation Technology Conference Proceeding, vol. 866, p. 50-53 (2006)
- 48 - « Interactions of ion-implantation-induced interstitials with boron at high concentration in silicon » T.E. Haynes, D.J. Eaglesham, P.A. Stolk, H.J. Gossmann, D.C. Jacobson & J.M. Poate – Appl. Phys. Lett., vol. 69, n°10 (1996)

- 49 - « Point defects and dopant diffusion in Si » P.M. Fahey, P.B. Griffin & J.D. Plummer – Rev. of Mod. Phys., vol. 61, n° 2 (1989)
- 50 - « Dopage et diffusion dans le Si » D. Mathiot – Support de cours, Université L. Pasteur – Strasbourg I (<http://www-iness.c-strasbourg.fr/~mathiot/Ressources/DopageDiff.pdf>)
- 51 - « Dopant diffusion in silicon : a consistent view involving nonequilibrium defects » D. Mathiot & J.C. Pfister - J. Appl. Phys., vol. 55, n° 10 (1984)
- 52 - D. Mathiot & J.C. Pfister – J. Phys. Lett. (Paris), vol. 43, p. L-453 (1982)
- 53 - « Fractional contributions of macroscopic diffusion mechanisms for common dopants and self-diffusion in silicon » A. Ural, P.B. Griffin & J.D. Plummer – J. Appl. Phys., vol. 85, n° 9, p. 6640 (1999)
- 54 - « Boron diffusion in silicon-concentration and orientation dependence, background effects and profile estimation » R.B. Fair – J. Electrochem. Soc : Solid-State Science and Technology, vol. 122, n°3, p. 285 (1975)
- 55 - « Boron diffusion in Si : the anomalies and control by point defect engineering » L. Shao, J. Liu, Q.Y. Chen & W.K. Chu – Materials Science and Engineering R, vol. 42, p. 65-114 (2003)
- 56 - « Secondary Ion Mass Spectrometry: Basic Concepts, Instrumental Aspects, Applications, and Trends » A. Benninghoven, F. G. Rüdenauer & H. W. Werner - Wiley, New York (1987)
- 57 - <http://www.probion.fr/fr/tutorial/index.php>
- 58 - G. Mancina « Amélioration de la resolution en profondeur de l'analyse SIMS par déconvolution : algorithmes spécifiques et application aux couches dopées ultra-minces de la micro-electronique » - Thèse de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon (2001) (<http://docinsa.insa-lyon.fr/these/2001/mancina/conclusion-generale.pdf>)
- 59 - « Three-dimensional atom mapping of dopants in Si nanostructures » K. Thompson, J.H. Booske, D.J. Larson & Thomas F. Kelly - Appl. Phys. Lett., vol. 87, p. 052108 (2005)
- 60 - « Imaging of As Cottrell atmospheres around Si defects by 3D atom probe tomography » K. Thompson, P.L. Flaitz, P. Ronsheim, D.J. Larson & T.F. Kelly - Science, vol. 317, p. 1370-1374 (2007)

- 61 - « Accurate sheet resistance measurement on ultra-shallow profiles » T. Clarysse, A. Moussa, F. Leys, R. Loo, W. Vandervorst, M.C. Benjamin, R.J. Hillard, V.N. Faifer, M.I. Current, R. Lin & D.H. Petersen - Mat. Res. Soc. Symp. Proc., vol. 912, p. 197-202 (2006)
- 62 - « RTP for shallow junction formation – Monitoring with repeatable, reliable sheet resistance measurement » W. Aderhold, A. Jain, M. Foad & A. Mayur – 13th International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings, p. 199-202 (2006)
- 63 - « Advantages of non-contact measurements of sheet resistance together with leakage current for USJ characterization » V.N. Faifer, M.I. Current, T.M.H. Wong, V.V. Souchkov, T. Nguyen - Characterization and metrology for ULSI technology AIP Conference Proceedings, vol. 788, p. 254-258 (2005)
- 64 - « Metrology and high resolution mapping of shallow junctions formed by low energy implant processes » E. Don, A. Pap, P. Tutto, T. Pavelka, C. Wyon, C. Laviro, D. Sotta, R. Oechsner & M. Pfeffer - 16th International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings, vol. 866, p. 534-537 (2006)
- 65 - « Dans l'œil du microscope électronique en transmission » Florent Houdellier (<http://www.cemes.fr/microscopie/>)
- 66 - <http://emaps.mrl.uiuc.edu/EM/emaps.asp>
- 67 - « Boron damage profiles in crystalline and fluorine preamorphized Si layers » N. Ohno, T. Hara & M.I. Current - Journal of the electrochemical society, vol. 152, n° 11, p. G835-G840 (2005)
- 68 - « On the relation between dopant anomalous diffusion in Si and end-of-range defects » A. Claverie, L. Laânb, C. Bonafos, C. Bergaud, A. Martinez & D. Mathiot, Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res B, vol. 96, p. 202-209 (1995)
- 69 - « Process Transferability from a Spot Beam to a Ribbon Beam Implanter: CMOS Device Matching » V. Kaepelin, Z. Chalupa, L. Frioulaud, S. Mehta, B. Guo, K.H. Shim, H. Lenzian & Y. Erokhin - 16th International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings, vol. 866, p. 353-356 (2006)
- 70 - « Formation of Nickel Silicide on Nitrogen Ion Implanted Silicon » L.W. Cheng, J.Y. Chen, J.C. Chen, S.L. Cheng, L.J. Chen & B.Y. Tsui - 12th International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings, vol. 2, n° 22-26, p. 1002 – 1005 (1998)

- 71 - « Highly Reliable 0.15 μm MOSFETs with Surface Proximity Gettering (SPG) and Nitrided Oxide Spacer Using Nitrogen Implantation » T. Kuroi, S. Shimizu, A. Furukawa, S. Komori, Y. Kawasaki, S. Kusunoki, Y. Okumura, N. Inuishi, N. Tsubouchi & K. Horie - VLSI Tech. Dig., p. 19-20 (1995)
- 72 - « Impact of Surface Proximity Gettering and Nitrided Oxide Side-Wall Spacer by Nitrogen Implantation on Sub-Quarter Micron CMOS LDD FETs » S. Shimizu, T. Kuroi, Y. Kawasaki, S. Kusunoki, Y. Okumura, M. Inuishi & H. Miyoshi - International Electron Devices Meeting, p. 859 - 862 (1995)
- 73 - « Suppression of lateral transient enhanced dopant diffusion by nitrogen implantation and its application to fully depleted MOSFET's/SIMOX » S. Nakashima, M. Takahashi, S. Nakayama & T. Ohno – 12th International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings, vol. 1, p. 122-125 (1998)
- 74 - « Lateral Extension Engineering using Nitrogen Implantation (N-tub) for High-Performance 40-nm pMOSFETs » Y. Momiyama, K. Okabe, H. Nakao, M. Kase, M. Kojima & T. Sugii - International Electron Devices Meeting, p. 647 – 650 (2002)
- 75 - « Nitrogen-doped nickel monosilicide technique for deep submicron CMOS salicide » T. Ohguro, S. Nakamura, E. Morifuji, M. Ono, T. Yoshitomi, M. Saito, H. S. Momose & H. Iwai - International Electron Devices Meeting, p. 453-456 (1995)
- 76 - « Effects of Nitrogen on the Activation/Deactivation of Boron and Indium in N-channel CMOS Devices » S. Aronowitz, H. Puchner & V. Zubkov – International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices (SISPAD), p. 159 - 162 (2000)
- 77 - « The Impact of Fluorine on CMOS Channel Length and Shallow Junction Formation » D.G. Lin & T. A. Rost - International Electron Devices Meeting, p. 843-846 (1993)
- 78 - « Role of Fluorine in Low Temperature Dopant Activation of Boron » J.J. Kempisty, S. Kurinec & A. Jain - Proceedings of the Fourteenth Biennial University/Government/Industry Microelectronics Symposium, p. 125 (2001)
- 79 - « The chemical effect of Fluorine on Boron transient enhanced diffusion » E. Ishida, D.F. Downey, K.S. Jones & J. Liu – 12th Conference on Ion Implantation Technology Proceedings, vol. 2, p. 909-912 (1998)

- 80 - « Realization of ultra-shallow junction: suppressed Boron diffusion and activation by optimized Fluorine co-implantation » T. Shano, R. Kim, T. Hirose, Y. Furuta, H. Tsuji, M. Furuhashi & K. Taniguchi - International Electron Devices Meeting, p. 37.4.1 - 37.4.4 (2001)
- 81 - « Co-implantation of boron and fluorine in silicon » L.S. Robertson, J. Jacques, K.S. Jones, M.E. Law, D.F. Downey, M.J. Rendon & D. Sing - Extended abstracts of international workshop on junction technology, p. 57-61 (2001)
- 82 - « The role of Fluorine on reducing TED in Boron implanted Silicon » L.S. Robertson, P.N. Warnes, M.E. Law, K.S. Jones, D.F. Downey & J. Liu – 13th Conference on Ion Implantation Technology, p. 171-174 (2000)
- 83 - « Advantages of LDD-only implanted Fluorine with submicron CMOS technologies » H.C. Mogul, T.A. Rost & L. Der-Gao - IEEE Transactions on Electron Devices, vol. 44, n° 3, p. 388-394 (1997)
- 84 - « Activation Behavior of BF_2^+ Implants in RTP Annealed Silicon » V.F. Drobný, K. Chang, D. Robinson - 14th International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings, p. 686 - 689 (2002)
- 85 - « Impurity gettering by implanted carbon in silicon » H. Wong, N.W. Cheung, K.M. Yu, P.K. Chu & J. Liu – Ion Beam Processing of Advanced Electronic Materials Symposium, p. 91-96 (1989)
- 86 - « Dislocation formation and B TED in C co-implanted Si » A. Cacciato, J.G.E. Klappe, N.E.B. Cowern, W. Vandervorst, L.P. Biro, J.S. Custer & F.W. Saris - J. Appl. Phys., vol 79, n°5, p. 2314-2325 (1996)
- 87 - « Optimization of advanced PMOS junctions using Ge, B and F co-implants » H. Graoui, M. Hilkené, B. McComb, M. Castle, S. Felch, A. Al-Bayati, A. Tjandra & M.A. Foad - Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. B, vol. 237, p. 46 (2005)
- 88 - « Effect of amorphization and carbon co-doping on activation and diffusion of Boron in Silicon » B.J. Pawlak, R. Duffy, T. Janssens, B. Brijs, W. Vandervorst, E.J.H. Collart, S.B. Felch & N.E.B. Cowern - Appl. Phys. Lett, vol. 89, p. 062110-1 to 3 (2006)
- 89 - « Suppression of Phosphorus diffusion by carbon co-implantation » B.J. Pawlak, R. Duffy, T. Janssens, W. Vandervorst, S.B. Felch, E.J.H. Collart & N.E.B. Cowern - Appl. Phys. Lett., vol. 89, n°6, 62102 (2006)

- 90 - « Effects of germanium and carbon coimplants on phosphorus diffusion in silicon » K.C. Ku, C.F. Nieh, J. Gong, L.P. Huang, Y.M. Sheu, C.C. Wang, C.H. Chen, H. Chang, L.T. Wang, T.L. Lee, S.C. Chen & M.S. Liang - *Appl. Phys. Lett.*, vol. 89, n° 11, p. 112104 (2006)
- 91 - « A comparative study on ultra-shallow junction formation using co-implantation with fluorine or carbon in pre-amorphized silicon » H. Graoui, M.A. Foad - *Material Science and Engineering B*, vol. 124-125, p. 188-191 (2005)
- 92 - « Residual post anneal damage of Ge and C co-implantation of Si determined by quantitative RBS-channeling » A. Nejim, N.P. Barradas, C. Jeynes, F. Cristiano, E. Wendler, K. Gärtner & B.J. Sealy - *Nucl. Instr. And Meth. In Phys. Res. B*, vol. 139, p. 244-248 (1998)
- 93 - « Removal of end-of-range defects in Ge⁺-pre-amorphized Si by carbon ion implantation » P.S. Chen, T. E. Hsieh & C.H. Chu – *J. Appl. Phys.*, vol. 85, n° 6, p. 3114-3119 (1999)
- 94 - « Diffusion and electrical activation of indium in silicon » S. Scalese, M. Italia, A. La Magna, G. Mannino, V. Privitera, M. Bersani, D. Giubertoni, M. Barozzi, S. Solmi & P. Pichler - *J. Appl. Phys.*, vol. 93, n° 12, p. 9773-9782 (2003)
- 95 - « Carbon-acceptor pair centers (X centers) in Si » C.E. Jones, D. Schafer, W. Scott & R.J. Hager - *J. Appl. Phys*, vol 52, n° 8, p. 5148-5158 (1981)
- 96 - « Ultra shallow boron base profile with carbon implantation » P.H.C. Magnée, A.L.A.M. Kemmeren, N.E.B. Cowern, J.W. Slotboom, R.J. Havens & H.G.A. Huizing - *Proceedings of the Bipolar/BiCMOS Circuits and Technology Meeting*, p. 64 - 67 (2001)
- 97 - « Carbon co-implantation for ultra-shallow P⁺-N junction formation » M. Craig, A. Sultan & S. Banerjee - *Ion Implantation Technology – 11th International Conference on Ion Implantation Technology Proceedings*, p. 665-667 (1996)
- 98 - « Configurational metastability of carbon-phosphorus pair defects in silicon » E. Gürer, B.W. Benson & G.D. Watkins – *Material Science Forum*, vol. 82-83, p. 339-344 (1992)
- 99 - « Electrical activation of boron in B⁺ + C⁺ implanted Si during RTA with different heating rates » H. Boudinov & J.P. Souza - *Mat. Res. Soc. Symp. Proc.*, vol. 342, p. 357-362 (1994)
- 100 - « Electrical activation of boron coimplanted with carbon in a silicon substrate » J.P. De Souza & H. Boudinov - *J. Appl. Phys.*, vol. 74, n°11, p. 6599-6602 (1993)

- 101 - « High activity of B during solid-phase epitaxy in a pre-amorphized layer formed by Ge ion implantation and deactivation during a subsequent thermal process » K. Suzuki, H. Tashiro, K. Narita, Y. Kataoka - IEEE Transactions on electron devices, vol. 51, n° 5, p. 663-668 (2004)
- 102 - « Interstitial defect reactions in Si » L.C. Kimerling, M.T. Asom, J.L. Benton, P.J. Drevinsky and C.E. Cafer - Material Science Forum, vol. 38-41, p. 141-150 (1989)
- 103 - « A comprehensive solution for simulating ultra-shallow junctions : from high dose / low energy implant to diffusion annealing » F. Boucard, F. Roger, I. Charakov, V. Zhuk, M. Temkin, X. Montagner, E. Guichard, and D. Mathiot - Mater. Sci. and Engin. B , vol. 124, p. 409 (2005)
- 104 - « Interactions between self-interstitials and substitutional C in Si : interstitials trapping and C clustering mechanism » S. Mirabella, A. Coati, D. de Salvador, E. Napolitani, A. Mattoni, G. Bisognin, M. Berti, A. Carnera, A.V. Drigo, S. Scalese, S. Puivirenti, A. Terrasi and F. Priolo - Phys. Rev. B, vol. 65, p. 045209 (2002)
- 105 - « Boron Diffusion and Silicon Self-Interstitial Recycling between SiGeC layers » M.S. Carroll and J.C. Sturm - Mater. Res. Symp. Proc., vol. 810, p. C3.5 (2004)
- 106 - « Modelling of the chemical-pump effect and C clustering » B. Colombeau and N.E.B. Cowern - Semicond. Sci. Technol., vol. 19, p. 1339-1342 (2004)
- 107 - « Comprehensive, physically based modelling of As in Si » R. Pinacho, M. Jaraiz, P. Castrillo, J.E. Rubio, I. Martin-Bragado & J. Barbolla – Materials Science and engineering B, vol 114-115, p. 135-140 (2004)
- 108 - « Oxide thickness effect on Boron diffusion in thin oxide p+ Si gate technology » R.B. Fair - IEEE Electron Device Letters, vol. 17, n°11, p. 497-499 (1996)
- 109 - « Modeling the effect of source/drain sidewall spacer process on Boron USJ » S. Chakravarthi, P. Kohli, P.R. Chidambaram, H. Bu, A. Jain, B. Hornung and C.F. Machala – IEEE Symp. Proc., p.159-162 (2003)
- 110 - « Influence of the spacer dielectric processes on PMOS junction properties » P. Morin, F. Wacquant, M. Juhel, C. Laviron & D. Lenoble - Material Science and Engineering B, vol. 124-125, p.319-322 (2005)

- 111 - « Laser-induced solid phase crystallization in amorphous silicon films » G.L. Olson, S.A. Kokorowski, J.A. Roth, L.D. Hess – *Laser-Solid Interactions and Transient Thermal Processing of Materials*, p. 141-154 (1983)
- 112 - B. Vandelle « Formation de couches minces de semi-conducteurs et contrôle intégré dans une machine mono-plaque multi-chambres 300 mm » - Thèse de l'Institut National des Sciences Appliquées de Lyon (2002)
- 113 - « Time resolved reflectivity measurements of silicon solid phase epitaxial regrowth » M. Bauer, M. Oehme, M. Sauter, G. Eifler & E. Kasper - *Thin Solid Films*, vol. 364, n°1-2, p. 228-232 (2000)
- 114 - « Interface induced uphill diffusion of boron: an effective approach for ultra-shallow junction » H. Chih-Hao Wang, W. Chih-Chiang, C. Chih-Sheng, W. Tahui, P.B. Griffin & C.H. Diaz – *IEEE Elec. Device Let.*, vol. 22, n°2, p. 65-67 (2001)
- 115 - « Effect of nitride sidewall spacer process on Boron dose loss in USJ formation » P. Kohli, A. Jain, H. Bu, S. Chakravarthi, C. Machala, S.T. Dunham & S.K. Banerjee – *J. Vac. Sci. Technol.*, vol. B 22, n° 1, p. 471-476 (2004)
- 116 - « Effect of fluorine on boron diffusion in thin silicon dioxides and oxynitride » T. Aoyama, K. Suzuki, H. Tashiro, Y. Toda, T. Yamazaki, K. Tazaki & T. Ito - *J. Appl. Phys.*, vol. 77, n° 1, p.417-419 (1995)
- 117 - « Influence of low thermal budget pre-anneals on the high temperature redistribution of low energy boron implants in Si » F. Boucard, M. Schott, D. Mathiot, P. Rivallin, P. Holliger & E. Guichard - *Mater. Res. Soc. Symp. Proc.*, vol. 669, p. J8.3.1 (2001)
- 118 - « Mainstream RTP for SD engineering first applications to latest results » J. Niess, S. Paul, S. Buschbaum, P. Schmid & W. Lerch - *Material Science and Engineering B*, vol. 114-115, p. 141-150 (2004)
- 119 - « A comparison of spike, flash, SPER and laser annealing for 45nm CMOS » R. Lindsay, B. Pawlak, J. Kittl, K. Henson, C. Torregiani, S. Giangrandi, R. Surdeanu, W. Vandervorst, A. Mayur, S. McCoy, K. Elliott, X. Pages, A. Satta, A. Lauwers, P. Stolk & K. Maex - *Mat. Res. Soc. Symp. Proc*, vol. 765, D7.4, p. 261-266 (2003)

- 120 - « Group III and V impurity solubilities in Si due to laser, flash and SPER anneals » R. Duffy, T. Dao, Y. Tamminga, K. van der Tak, F. Roozeboom & E. Augendre - *Appl. Phys. Lett*, vol. 89, p. 071915-1 to 3 (2006)
- 121 - « Device characteristics of USJ formed by fRTP annealing » A. Satta, R. Lindsay, S. Severi, K. Henson, K. Maex, S. McCoy, J. Gelpey & K. Elliott - *Mat. Res. Soc. Symp. Proc*, vol. 810, C.1.3.1, p. 15-20 (2004)
- 122 - « Performance enhancement in aggressively scaled CMOS devices by higher carrier activation with laser spike annealing » T. Yamamoto, T. Kubo, T. Sukegawa, Y. Wang, L. Feng, S. Talwar & M. Kase – *Extended Abstracts of the Fifth International Workshop on Junction Technology*, p. 19 - 22 (2005)
- 123 - « Ultra shallow junction using plasma doping and laser annealing for sub-60nm technology nodes » G.H. Yon, S.J. Hong, G. H. Buh, J.W. Lee, C. Ryoo, J. Yoo, Y. Gyun Shin, U.I. Chung, J.T. Moon & B. Il Ryu – *IEDM Tech. Dig.* (2005)
- 124 - « Dopant profile engineering of CMOS devices formed by non-melt laser spike annealing » A. Shima, Y. Wang, D. Upadhyaya, L. Feng, S. Talwar & A. Hiraiwa - *Symposium on VLSI Technology*, p.144 - 145 (2005)
- 125 - « Analysis of Dopant Diffusion and Defect Evolution during sub-millisecond Non-melt Laser Annealing based on an Atomistic Kinetic Monte Carlo Approach » T. Noda, W. Vandervorst, S. Felch, V. Parihar, C. Vrancken, S. Severi, A. Falepin, T. Janssens, H. Bender, H. Van Daele, P. Eyben, M. Niwa, R. Schreutelkamp, F. Nouri, P.P. Absil, M. Jurczak, K. De Meyer, S. Biesemans - *International Electron Devices Meeting*, p. 1 - 4 (2006)
- 126 - « Advanced junction profile engineering featuring laser spike annealing and co-implantation for sub-30-nm strained CMOS devices » T. Yamamoto, T. Kubo, T. Sukegawa, K. Hashimoto & M. Kase - *Symposium on VLSI Technology* (2006)
- 127 - « Issues and optimization of millisecond anneal process for 45 nm node and beyond » K. Adachi, K. Ohuchi, N. Aoki, H. Tsujii, T. Ito, H. Itokawa, K. Matsuo, K. Suguro, Y. Honguh, N. Tamaoki, K. Ishimaru & H. Ishiuchi - *Symposium on VLSI Technology*, p. 142 - 143 (2005)

LISTE DES PUBLICATIONS PERSONNELLES

- « Interaction between low temperatures spacers and source drain extension and pockets for both NMOS and PMOS of the 65 nm node technology » **N. Cagnat**, C. Laviron, D. Mathiot, P. Morin, F. Salvetti, D. Villanueva, M. Juhel, M. Hopstaken & F. Wacquant - Mater. Res. Soc. Symp. Proc., vol. 912, p. 71-76 (2006)
- « Ultra shallow junction optimization with non doping species co-implantation » **N. Cagnat**, C. Laviron, D. Mathiot, B. Duriez, J. Singer, R. Gwoziecki, F. Salvetti, B. Dumont & A. Pouydebasque - Mater. Res. Soc. Symp. Proc., vol. 912, p. 15-20 (2006)
- « Defect behavior in BF₂ implants for S/D applications as a function of ion beam characteristics » **N. Cagnat**, C. Laviron, N. Auriac, J. Liu, S. Mehta, L. Frioulaud & D. Mathiot – 16th international conference on ion implantation technology, vol. 866, p. 133-136 (2006)
- « Shallow junction engineering by phosphorus and carbon co-implantation : optimization of carbon dose and energy » **N. Cagnat**, C. Laviron, D. Mathiot, C. Rando & M. Juhel - Mater. Res. Soc. Symp. Proc., vol. 994, p. 217-222 (2007)
- « Ultrathin n+/p junction in preamorphized silicon by phosphorus and carbon coimplantation engineering : influence of C location » **N. Cagnat**, D. Mathiot & C. Laviron – J. Appl. Phys., vol.102, n°10, p. 106102 (2007)
- [« Atomistic modeling and physical comprehension of the effects of implant dose rate on boron activation in pMOSFET S/D »](#) J. Singer, F. Wacquant, F. Salvetti, **N. Cagnat**, V. Kaepelin, M. Jaraiz, P. Castrillo, E. Rubio & A. Poncet – ESSDERC (2007)
- [« The role of implanter parameters on implant damage generation: an atomistic simulation study »](#) J. Singer, M. Jaraíz, P. Castrillo, C. Laviron, **N. Cagnat**, F. Wacquant, O. Cueto, A. Poncet - 17th international conference on ion implantation technology (2008)

Mis en forme : Anglais
(Royaume-Uni)

Mis en forme : Anglais
(Royaume-Uni)

Mis en forme : Anglais
(Royaume-Uni)