

N° d'ordre : 524

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

UdS – INSA – ENGEES

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Strasbourg

Discipline : Électronique, Électrotechnique et Automatique

Spécialité : Microélectronique

par

Alexis Colin

Étude des couplages radiatifs et thermiques et des modifications physico-chimiques engendrés par un recuit laser milliseconde sur la grille polysilicium de la technologie CMOS 45 nm

Soutenue publiquement le 16 Avril 2010

Membres du jury

<i>Directeur de thèse :</i>	M. Daniel Mathiot, Professeur, InESS, Strasbourg
<i>Co-Directeur de thèse :</i>	M. Eric Fogarassy, Directeur de recherche, InESS, Strasbourg
<i>Rapporteur externe :</i>	M. Olivier Bonnaud, Professeur, IETR, Université de Rennes
<i>Rapporteur externe :</i>	M. Remy Fabbro, Directeur de recherche, LALP, Paris
<i>Examineur :</i>	M. Daniel Barbier, Professeur, INL/INSA, Lyon
<i>Examineur :</i>	M. Pierre Morin, Ingénieur, STMicroelectronics, Crolles

InESS

UMR 7163

Thèse CIFRE en collaboration avec STMicroelectronics (Crolles)

Table des matières

Table des matières	3
Table des symboles	7
Table des abréviations	10
Introduction	11
Chapitre I : L'introduction du recuit milliseconde dans les technologies CMOS avancées	13
I.A. Les challenges de la miniaturisation du MOSFET	14
I.A.1 Le transistor CMOS avancé.....	14
I.A.2 Formation de jonctions fines	15
I.A.3 Réduction de l'épaisseur effective d'oxyde de grille	16
I.B. Les recuits millisecondes dans la technologie CMOS 45 nm	17
I.B.1 L'introduction des recuits millisecondes	17
I.B.2 Les étapes de procédés dans la technologie ST CMOS 45 nm.....	19
I.B.3 Les effets de motifs générés par les procédés millisecondes.....	21
I.C. Le polysilicium	25
I.C.1 Propriétés d'un film de polysilicium.....	25
I.C.1.(a) <i>Structure d'un film de polysilicium colonnaire</i>	25
I.C.1.(b) <i>Diffusion des dopants dans le polysilicium</i>	26
I.C.1.(c) <i>Résistivité d'un film de polysilicium</i>	26
I.C.2 Propriétés d'un film de polysilicium lors d'un recuit milliseconde.....	27
I.D. Conclusion et objectifs des travaux	28
Chapitre II : Les dispositifs expérimentaux	29
II.A. Les conditions expérimentales des différentes structures et matériaux	30
II.A.1 Conditions de dépôts des différents matériaux.....	30
II.A.2 Conditions d'implantations ioniques	32
II.B. Les recuits rapides	34
II.B.1 Le recuit laser milliseconde DSA.....	34
II.B.2 Les autres procédés de recuit milliseconde	36
II.B.3 Le recuit Spike.....	37
II.C. L'évaluation de la température lors du recuit laser	39
II.C.1 Mesure directe : le Pyromètre.....	39
II.C.2 Mesure indirecte : la Résistance poly P+.....	40
II.C.3 Réflectométrie	42
II.D. La caractérisation de la grille de polysilicium	43
II.D.1 Analyse de l'activation et des profils des dopants	43
II.D.1.(a) <i>Analyse de l'activation par la mesure de résistance par carré</i>	43
II.D.1.(b) <i>Analyse des profils chimiques par la spectroscopie de masses d'ions secondaires</i>	45
II.D.2 Analyse de la structure	48

II.D.2.(a) Diffraction des rayons X.....	48
II.D.2.(b) Microscopie électronique en transmission	50
II.D.3 Analyse des profils chimiques à l'échelle atomique	52
II.D.3.(a) Spectroscopie par perte d'énergie des électrons.....	52
II.D.3.(b) Sonde Atomique Tomographique.....	53
II.E Conclusion du chapitre	56
Chapitre III : La simulation du recuit laser et son application aux effets de motifs.....	57
III.A. L'interaction laser/silicium	58
III.A.1 Le modèle radiatif	58
III.A.2 Le modèle thermique	60
III.A.2.(a) Transfert de chaleur par conduction thermique.....	60
III.A.2.(b) Autres mécanismes de transfert de chaleur	61
III.A.3 Propriétés optiques et thermiques	62
III.A.3.(a) Propriétés thermiques.....	62
III.A.3.(b) Propriétés optiques.....	64
III.A.4 Application à un cas simple : les transferts radiatif et thermique sur un substrat de silicium.....	66
III.B. La simulation numérique par éléments finis.....	68
III.B.1 Modèle radiatif	68
III.B.1.(a) Méthodes de calculs interférentiels	68
III.B.1.(b) Modèle développé avec Comsol Multiphysics	71
III.B.1.(c) Simulation d'un cas simple : diffraction par un trou.....	72
III.B.1.(d) Validation du modèle.....	75
III.B.2 Modèle thermique	79
III.B.2.(a) Description du modèle thermique.....	79
III.B.2.(b) Modélisation et calibration du modèle thermique sur substrat de silicium	81
III.B.2.(c) Modélisation sur un transistor type CMOS 45 nm	84
III.B.3 Modèle radiatif et thermique	85
III.C. Application aux effets de motifs	88
III.C.1 Définition des effets de motifs	88
III.C.1.(a) Origines physiques	88
III.C.1.(b) Influence sur les dispositifs : propriétés électriques et dégradation morphologique	89
III.C.1.(c) Effets de motifs pour les recuits RTP et millisecondes	90
III.C.1.(d) Diminution des effets de motifs.....	92
III.C.2 Etude de l'influence des effets de motifs : cas d'une irradiation laser sur une puce en présence d'une couche absorbante.....	94
III.C.2.(a) Simulations sur des structures supérieures à L_d	94
III.C.2.(b) Simulations thermiques sur des motifs inférieurs à L_d	98
III.C.3 Etude de l'influence des effets de motifs : cas d'une irradiation laser directe sur une puce	101
III.C.3.(a) La calibration du modèle conjugué sur substrat de silicium.....	102
III.C.3.(b) Comparaison de la simulation avec des résultats expérimentaux.....	103
III.C.3.(c) Les effets de motifs optico-thermiques sur des empilements et réseaux périodiques sans les couches SMT.....	106
III.C.3.(d) Les effets de motifs optico-thermiques sur une puce CMOS 45 nm	114

III.D. Conclusion	120
Chapitre IV : L'influence du recuit laser sur les propriétés du polysilicium dopé	121
IV.A. Etat de l'art.....	122
IV.A.1 Ségrégation des dopants dans les joints de grains	122
IV.A.1.(a) Définition du coefficient de ségrégation	122
IV.A.1.(b) Calcul du coefficient de ségrégation.....	123
IV.A.2 La diffusion dans le polysilicium.....	125
IV.A.2.(a) La diffusion des dopants le long d'un joint de grain	125
IV.A.2.(b) Calcul des coefficients de diffusion.....	126
IV.A.3 Conductivité du polysilicium.....	130
IV.A.3.(a) La concentration active de dopants dans le polysilicium	131
IV.A.3.(b) Le modèle des porteurs piégés	132
IV.B. La redistribution des impuretés N+ dans le polysilicium.....	134
IV.B.1 Etude de la diffusion dans les conditions technologiques.....	134
IV.B.2 Etude de la diffusion dans le silicium cristallin par SIMS.....	136
IV.B.2.(a) Procédure expérimentale	136
IV.B.2.(b) Résultats	136
IV.B.2.(c) Discussion	139
IV.B.3 Etude de la diffusion dans le polysilicium par SIMS.....	139
IV.B.3.(a) Procédure expérimentale	140
IV.B.3.(b) La diffusion de l'arsenic et du phosphore dans le polysilicium.....	140
IV.B.3.(c) Influence de la coimplantation	146
IV.B.4 Etude de la redistribution des impuretés N+ par SAT	151
IV.B.4.(a) Elaboration des échantillons	151
IV.B.4.(b) Observation expérimentales.....	151
IV.B.4.(c) Etude de la ségrégation aux joints de grains	155
IV.B.5 Etude de la redistribution de l'arsenic par STEM EELS	161
IV.B.5.(a) Elaboration des échantillons	161
IV.B.5.(b) Résultats	162
IV.B.5.(c) Etude de la ségrégation aux joints de grains	164
IV.B.5.(d) Comparaison entre STEM EELS et SAT.....	169
IV.B.6 Synthèse des résultats et discussion	170
IV.B.6.(a) Synthèse des résultats.....	170
IV.B.6.(b) Mécanismes de diffusion dans le polysilicium dopé N.....	171
IV.B.6.(c) Conclusion.....	174
IV.C. La redistribution des impuretés P+ dans le polysilicium	175
IV.C.1 Etude de la diffusion du bore dans le silicium cristallin	175
IV.C.1.(a) Procédure expérimentale	175
IV.C.1.(b) Résultats	175
IV.C.2 Etude de la diffusion dans le polysilicium	177
IV.C.2.(a) Procédure expérimentale.....	177
IV.C.2.(b) Résultats	178
IV.C.2.(b) Calcul de la diffusivité effective du bore	180
IV.C.3 Discussion	183
IV.C.3.(a) Mécanismes de diffusion du bore dans le polysilicium.....	183
IV.C.3.(b) Conclusion	185

IV.D. Influence du recuit laser sur la résistivité du polysilicium	186
IV.D.1 Etude sans recuit Spike	188
IV.D.1.(a) Résistivité du monosilicium dopé N+	188
IV.D.1.(b) Résistivité du polysilicium co-dopé N+	190
IV.D.1.(c) Résistivité du polysilicium dopé P+	197
IV.D.1.(d) Discussion	199
IV.D.2 Etude avec recuit Spike	201
IV.D.2.(a) Résultats sur lots C45 nm	202
IV.D.2.(b) Résistivité du polysilicium dopé N+	203
IV.D.2.(c) Résistivité du polysilicium dopé P+	207
IV.D.2.(d) Discussion	210
IV.E. Conclusion	212
Conclusion générale.....	215
Bibliographie.....	218
Annexe : Bibliographie personnelle.....	230

Table des symboles

A, α

A_{seg} Variation d'entropie entre un site du grain et un site du joint de grain

a-Si Silicium amorphe

α Absorptivité

B, β

B Largeur à mi-hauteur B du pic de diffraction

b Paramètre de maille du silicium

C, χ

C Chaleur spécifique

C Concentration d'une espèce

C_g Concentration d'une espèce dans les grains de polysilicium

C_{gb} Concentration d'une espèce dans les joints de grains

C_{tot} Concentration d'une espèce dans grains et les joints de grains

c-Si Silicium monocristallin

D, δ , Δ

D_{eff} Diffusivité effective d'une espèce

D_g Diffusivité d'une espèce dans les grains

D_{gb} Diffusivité d'une espèce dans les joints de grains

D_S Diffusivité du silicium dans un joint de grain

D_{Si} Diffusivité intrinsèque d'une espèce dans le silicium monocristallin

D_0 Pré facteur de la diffusivité

d_{hkl} Distance de deux plans réticulaires

E, ε

E Champ électrique

E_a Energie d'activation

E_{seg} Chaleur de segregation

ε Emissivité

ε Permittivité d'un milieu

F, ϕ

ϕ Dose d'une espèce

G, γ

G Flux de dopants migrant des joints de grains vers les grains

H, η

H Champ magnétique

I, i

I Courant

I_0 Densité de puissance pic

I_{on} Courant du transistor à l'état On

K, κ

k Coefficient d'extinction

k Constante de Boltzmann

k Conductivité thermique

K Coefficient sans dimension caractéristique de la géométrie bidimensionnelle des pointes de la sonde de mesure de résistance carrée

L, λ	
L	Longueur d'absorption optique
L_d	Longueur de diffusion thermique
L_g	Taille moyenne de grain
L_{gate}	Longueur physique de la grille
λ	Energie surfacique de joint de grains
λ	Longueur d'onde
M, μ	
μ	Mobilité des porteurs
μ	Perméabilité d'un milieu
N, ν	
n	Indice optique complexe
n	Indice de refraction
n	Densité de porteurs
N	Quantité totale de dopants par unité de volume
N_{Si}	Densité de sites dans le silicium
P	
p-Si	Silicium polycristallin
Q, θ	
q	Charge
Q_s	Densité de sites de joints de grains
θ	Angle
Q_{TE}	Flux du champ électrique absorbé
Q_{TE}	Flux du champ magnétique absorbé
R, ρ	
R	Réfectivité
R	Flux de dopants migrant des grains vers les joints de grains
R_p	Photo courant
R_s	Résistance par carré
ρ	Résistivité
ρ	Masse volumique
ρ	Facteur de structure du polysilicium
S, σ	
S	Surface
σ	Constante de Planck
σ	Rayon du faisceau laser
σ	Conductivité d'un milieu
T, τ	
t	Temps
T	Température
T	Transmittivité
T_{dep}	Epaisseur déplétée de la grille
T_{ox}	Epaisseur physique du diélectrique de grille
τ	Temps d'interaction du recuit laser
V, υ	
υ	Vitesse de balayage du laser
V	Tension

V_b	Hauteur de barrière des joints de grains
V_{TH}	Tension de seuil
W, ω	
W_{gb}	Densité de dopants dans les joints de grains
X, ξ	
x_d	Largeur de depletion
X_j	Profondeur de jonction

Table des abréviations

Abréviation	<i>Développement</i>	Signification
CAC		Couche absorbante de carbone
CMOS	<i>Complementary MOS</i>	
CVD	<i>Chemical Vapour Deposition</i>	Dépôt chimique en phase vapeur
EELS	<i>Electron Energy loss Spectroscopy</i>	Spectroscopie par perte d'énergie des électrons
FET	<i>Field Effect Transistor</i>	Transistor à effet de champ
FIB	<i>Focused Ion Beam</i>	Sonde ionique focalisée
LPCVD	<i>Low Pressure Chemical Vapor Deposition</i>	Procédé de dépôt basse pression
MOS	<i>Metal-Oxide-Semiconductor</i>	Métal-oxyde-semiconducteur
EMF	<i>Effective Medium Theory</i>	Théorie des milieux effectifs
EOR	<i>End Of Range</i>	Défauts de fin de parcours
EOT	<i>Equivalent Oxide Thickness</i>	Épaisseur effective d'oxyde de grille
PAI	<i>PreAmorphisation Implant</i>	
PECVD	<i>Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition</i>	Procédé de dépôt assisté par plasma
RCWA	<i>Rigorous Coupled-Wave Analysis</i>	Méthode analytique de résolution des équations de Maxwell
RTA	<i>Rapid Thermal Anneal</i>	Recuit thermique rapide
RTCVD	<i>Rapid Thermal Chemical Vapour Deposition</i>	Procédé de dépôt thermique rapide
RTP	<i>Rapid Thermal Processing</i>	Procédé thermique rapide
SACVD	<i>Sub-Atmospheric Chemical Vapour Deposition</i>	Procédé de dépôt à pression sous-atmosphérique
SAT		Sonde Atomique Tomographique
SCE	<i>Short Channel Effects</i>	Effets de canaux courts
SD	<i>Source-Drain</i>	
SEM	<i>Scanning Electronic Microscope</i>	Microscopie électronique à balayage
SIMS	<i>Secondary Ion Mass Spectroscopy</i>	Spectroscopie de masse d'ions secondaires
SMT	<i>Stress Memorization Technique</i>	Technique de mémorisation de la contrainte
SPER	<i>Solid Phase Epitaxy Regrowth</i>	Reconstruction par épitaxie en phase solide
STI	<i>Shallow Trenches Isolation</i>	Tranchées profondes d'isolation
TE		Champ électrique transverse
TM		Champ magnétique transverse
TED	<i>Transient Enhanced Diffusion</i>	Diffusion accélérée et transitoire
TEM	<i>Transmission Electronic Microscope</i>	Microscopie électronique en transmission
XRD	<i>X-Ray diffraction</i>	Diffraction des rayons X

Introduction

L'amélioration continue de la densité des transistors en microélectronique est rendue possible grâce à l'optimisation et l'évolution de tous les procédés classiques déjà utilisés. L'utilisation des recuits millisecondes à très haute température permet d'améliorer sensiblement l'activation des dopants par rapport aux recuits rapides plus traditionnels, tout en minimisant la diffusion de ces espèces dans le silicium. C'est pourquoi ces procédés sont actuellement intégrés dans les technologies avancées de la microélectronique en cours de développement. Les premières expériences ont montré une amélioration sensible des performances en courant de saturation des transistors. Ces procédés permettent également de minimiser les effets de canal court dans le canal des transistors MOSFET (*Metal-Oxide-Semiconductor Field Effect Transistor* - MOSFET).

Les températures atteintes lors de ces procédés de recuit très court sont juste inférieures à la température de fusion du silicium, ce qui permet une intégration relativement compatible avec les procédés standard de la microélectronique. Alors que pour le nœud technologique 65 nm, ce type de traitement ultra court est communément effectué à l'aide de procédés de chauffage par lampe, les systèmes de recuit laser s'imposent pour les technologies du 45 nm et au-delà car ils permettent d'atteindre des températures locales plus élevées sans compromettre l'intégrité physique des plaquettes de silicium. Au lieu d'un recuit instantané de la plaque tout entière obtenu par le procédé de chauffage par lampe, le procédé laser effectue un balayage du substrat qui permet d'activer de proche en proche tous les transistors.

Dans les technologies avancées, l'utilisation des recuits optiques, avec des temps de plus en plus courts, a donné naissance à un nouveau champ d'investigation critique pour les performances des dispositifs : l'étude des effets de motifs. Les effets de motifs sont définis comme la variation de température générée par un recuit rapide entre deux zones à la surface d'une puce possédant des propriétés radiatives et/ou thermiques différentes. Ces variations de température sont susceptibles d'altérer les performances des dispositifs. Si on considère un recuit milliseconde atteignant une température égale à 1200°C avec un temps d'interaction de 1 ms, l'échelle à laquelle ces effets peuvent apparaître est donnée par la longueur de diffusion thermique, qui est égale à 100 μm . Des études préliminaires ont démontré que les dispositifs les plus sensibles à ces différences de température sont les résistances composées de polysilicium dopé P+. La compréhension des transformations physico-chimiques se produisant dans le polysilicium dopé lors d'un recuit

milliseconde est donc impérative afin de diminuer l'amplitude de ces variations. Cet intérêt industriel est renforcé par un intérêt scientifique, puisque l'influence de recuit milliseconde sur des films de polysilicium a été très peu étudiée par le passé.

Dans le premier chapitre, la problématique des recuits millisecondes sera présentée. Les gains apportés par ce type de recuit seront détaillés. De surcroit, nous définirons l'un des problèmes majeurs d'intégration de ces recuits : les effets de motifs. Enfin, nous terminerons ce chapitre en rappelant l'état de l'art sur le matériau polysilicium

Le chapitre II présentera les différents dispositifs expérimentaux employés. Les conditions de dépôts, d'implantation et de recuits utilisés seront ainsi détaillées. Nous décrirons également les méthodes d'évaluation de la température lors du recuit laser, ainsi que les méthodes de caractérisation du polysilicium dopé.

Puis, le troisième chapitre se focalisera sur la simulation numérique du balayage du laser milliseconde. Nous nous intéresserons plus particulièrement à l'établissement prédictif du champ de température atteint dans les différentes structures présentes à la surface d'une plaquette, en prenant en compte les différents phénomènes radiatifs et thermiques. Ce modèle sera ensuite appliqué à l'étude des effets de motifs. En effet, nous quantifierons les écarts de température générés par ce recuit et nous nous intéresserons également aux différentes solutions permettant de réduire ces variations.

Enfin, dans le chapitre IV, nous nous intéresserons à l'influence du recuit laser sur les propriétés physico-chimiques de la grille de polysilicium dopé. Après avoir détaillé l'état de l'art sur le polysilicium, la redistribution des dopants dans le polysilicium sera discutée. Enfin, nous présenterons les résultats électriques obtenus. Nous nous attacherons particulièrement à évaluer l'influence des joints de grains sur ces propriétés.

Chapitre I : L'introduction du recuit milliseconde dans les technologies CMOS avancées

Ce chapitre présente le contexte des recuits d'activation millisecondes à haute température qui ont été introduits dans les technologies CMOS avancées. Dans un premier temps, les motivations technologiques ayant conduit à l'introduction des recuits d'activation à faible bilan thermique seront d'abord soulignées. Dans un second temps, les performances atteintes par les recuits de type milliseconde, introduits à partir du nœud technologique 45 nm, seront discutées. En particulier, dans la technologie ST CMOS (*Complementary MOS*) 45 nm, l'insertion du recuit laser milliseconde dans les étapes de procédé ainsi que les gains de performances observés seront détaillés. Nous verrons ensuite que ce type de traitement thermique ultra rapide génère des variations de température locales, appelées « effets de motifs » qu'il est nécessaire de quantifier et de réduire afin de ne pas altérer les performances électriques des dispositifs. Avant de conclure, nous ferons ensuite un rapide bilan de l'état de la connaissance du polysilicium, matériau dont sont composées les résistances de polysilicium dopé P+, identifiées comme les dispositifs les plus sensibles aux écarts de température générés par les effets de motifs.

I.A. Les challenges de la miniaturisation du MOSFET.

I.A.1 Le transistor CMOS avancé

Le doublement du nombre de transistors sur une puce tous les deux ans, régi par la loi de Moore, est rendu possible par la miniaturisation continue du transistor à effet de champ, le MOSFET [1]. Lorsqu'ils deviennent plus petits, les MOSFETs deviennent aussi meilleur marché, consomment moins de puissance, deviennent plus rapides et permettent plus de fonctions par secteur d'unité de silicium. En conséquence, des circuits intégrés de silicium plus denses peuvent être réalisés, offrant une performance supérieure avec un coût réduit par fonction.

Le transistor MOSFET est un transistor, dit "à effet de champ", constitué d'un substrat semiconducteur (typiquement en silicium) recouvert d'une couche d'oxyde sur laquelle est déposée l'électrode de grille. Par le biais d'une différence de potentiel appliquée entre grille et substrat, est créé un champ électrique qui a pour effet de repousser les porteurs majoritaires loin de l'interface oxyde-semiconducteur et d'y laisser diffuser des porteurs minoritaires venus des deux îlots de type complémentaire au substrat, la source et le drain. Ceux-ci forment une couche de charges mobiles appelée canal. Ces charges sont susceptibles de transiter entre le drain et la source situés aux extrémités du canal lorsqu'un champ est appliqué. La Figure I.1(a) montre le schéma d'un MOSFET, la composante de base d'un circuit intégré. Dans la technologie CMOS, un transistor MOS à canal n (NMOS) et un transistor à canal p (PMOS) sont placés de manière symétrique et réalisent chacun la même fonction. Du fait de leur caractéristique de fonctionnement inversée, un transistor est passant alors que l'autre est bloquant. Le schéma électrique d'un MOSFET est présenté sur la Figure I.1.(b). En régime établi, il n'y a aucun chemin entre V_{dd} (l'alimentation positive) et V_{ss} (la masse), offrant ainsi une faible consommation statique.

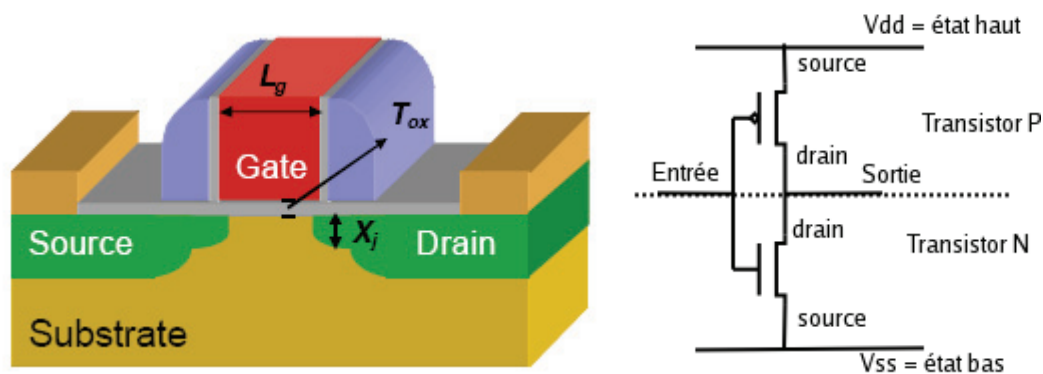


Figure I.1: (a) schéma d'un transistor MOSFET et (b) schéma électrique d'un CMOS.

I.A.2 Formation de jonctions fines

L'un des plus grands défis de la réduction des dimensions du transistor MOS est de garder sous contrôle les effets de canaux courts (Short Channel Effects - SCE). Ces effets dégradent les performances des dispositifs en diminuant la tension MOSFET de seuil (V_{TH}) lorsque la longueur de grille physique (L_{gate}) est réduite. En effet, avec la diminution de la longueur de la grille du transistor, la longueur du canal de conduction peut approcher des largeurs de déplétion de la source et du drain, les électrons ne circulent alors plus librement dans ce canal de conduction. La réalisation de jonctions plus dopées sur des profondeurs de plus en plus faibles est requise pour diminuer ces effets. L'objectif de la formation de ces jonctions est d'obtenir des résistances très basses avec de fortes concentrations de dopants électriquement actifs, tout en minimisant la diffusion. Cependant, plusieurs challenges apparaissent.

En particulier, des jonctions peu profondes sont difficilement réalisables pour les transistors de type P en raison de la queue de profil étendue du bore. La pré-amorphisation par implantation (PreAmorphisation Implant – PAI) de dopants comme le germanium ou le silicium est principalement utilisée pour réduire au minimum cet effet de canalisation d'ions [2]. Si le silicium est amorphisé pendant l'implantation, des défauts étendus sont formés pendant le recuit. Ces défauts de fin de parcours (*End Of Range* - EOR) sont localisés juste au-dessous de l'interface entre la région amorphisée et le substrat cristallin et peuvent augmenter la fuite de jonction. En conséquence, la profondeur de silicium amorphe doit être soigneusement contrôlée pour limiter la présence de d'EOR.

La diffusion accélérée et transitoire (*Transient Enhanced Diffusion* – TED) est un autre effet limitant la diminution des profondeurs des jonctions. Cette diffusion accélérée est générée par les excès d'interstitiels créés lors de l'implantation des dopants [3]. Le bore et le phosphore diffusant par mécanisme interstitiel, la TED sera plus prononcée pour ces dopants que pour l'Arsenic. La TED peut être jusqu'à 10^7 fois plus rapide que la diffusion à l'équilibre et se manifeste aux premiers instants d'un recuit thermique. Alors qu'il est possible d'obtenir des profils très abrupts après l'implantation, la TED peut augmenter la profondeur de jonctions de plusieurs nanomètres. Il a été démontré que la co-implantation avec du carbone [4] ou du fluor [5] peut être une méthode efficace pour réduire la TED du bore. Pour limiter la TED des dopants, il est également nécessaire de recuire les jonctions à la température la plus haute possible en limitant le budget thermique total. Par conséquent, le recuit Spike avec un temps d'interaction de l'ordre de la seconde a été introduit pour

les nœuds technologiques CMOS 90 à 65 nm [6] et les recuits millisecondes sont étudiés pour le nœud CMOS 45nm et en dessous [7].

I.A.3 Réduction de l'épaisseur effective d'oxyde de grille

Un autre challenge, lié à la miniaturisation des transistors, est la réduction de l'épaisseur effective d'oxyde de grille (*Equivalent Oxide Thickness* – EOT) [8]. La réduction du diélectrique de grille augmente non seulement le couplage capacitif de la grille et du canal, mais augmente également le courant du transistor à l'état *On* (I_{on}). Cependant, deux effets peuvent limiter la réduction de cette épaisseur d'oxyde :

- L'épaisseur physique (T_{ox}) du diélectrique de grille en SiO_2 s'approche de ses limites physiques ($< 2nm$).

- Le régime d'inversion coté canal est lié à l'existence d'une charge image positive qui correspond à une déplétion en électrons dans le polysilicium. Cet appel de trous met alors le polysilicium en régime de déplétion. Cette couche déplétée affaiblit l'action de la grille sur le canal d'inversion par diminution de la capacité totale du système grille/oxyde/silicium et réduit le niveau de courant dans le canal. Tout se passe comme si l'épaisseur de l'oxyde de grille était plus importante. A une épaisseur de déplétion T_{dep} correspond une épaisseur équivalente d'oxyde: $EOT = T_{ox} + T_{dep}$. Pour diminuer l'importance de la poly-déplétion, il faut réaliser une grille fortement dopée de manière à limiter la courbure de bande dans l'électrode. Dans le meilleur des cas, cette épaisseur supplémentaire est de l'ordre de 4\AA pour les nMOS et 6\AA pour les pMOS, ce qui correspond à une fraction de plus en plus importante de l'épaisseur équivalente de l'oxyde dans les technologies récentes.

Afin de diminuer la poly-déplétion pour les technologies actuelles, la grille est fortement dopée et un recuit thermique d'activation à très haute température est réalisé. Pour les technologies en dessous de 45 nm et afin de résoudre les problèmes de poly déplétion et de taille physique d'oxyde, l'oxyde de silicium actuellement utilisé peut être remplacé par des matériaux avec une forte constante diélectrique (matériaux high-k), comme par exemple le HfO_2 , l' Al_2O_3 , ZrO_2 ... [9]. De même, la grille de poly silicium peut être remplacée par une grille métallique [10].

I.B. Les recuits millisecondes dans la technologie CMOS 45 nm

I.B.1 L'introduction des recuits millisecondes

Nous avons pu voir dans la section précédente que des températures de recuit plus élevées sont souhaitables pour diminuer les effets de canaux courts et de poly-déplétion. Cependant, le traitement thermique rapide fait face au défi de la diffusion des dopants pendant le recuit et du plafonnement de l'activation électrique en raison des limites de solubilité. Utilisé dans les technologies CMOS pendant des années, le procédé RTA (pour *Rapid Thermal Anneal*) affiche un temps de recuit trop long, causant une diffusion significative des dopants et aboutissant à des jonctions trop profondes.

Le recuit Spike à rampe de température très élevée a été utilisé pour respecter les exigences de la technologie CMOS 65 nm pour des jonctions peu profondes [11]. Néanmoins, le recuit Spike n'est pas adapté pour remplir les exigences des prochains nœuds technologiques. Le recuit par des lampes flash et le recuit par le balayage d'un faisceau laser sont deux candidats principaux au remplacement ou au complément du recuit Spike et sont souvent considérés comme des procédés sans diffusion. Ces deux techniques permettent un traitement hors équilibre avec une durée de l'ordre de la milliseconde, qui gèle les dopants en sites substitutionnels bien au-dessus de la limite de solubilité solide [12]. Une autre particularité de ces techniques millisecondes est de ne chauffer que la surface d'une plaque et cela à la différence des techniques de recuit conventionnelles pour lesquelles la plus grande partie de la plaque est soumise au traitement thermique. Le détail expérimental de ces recuits est présenté dans le deuxième chapitre.

La Figure I.2 expose l'historique des différents types de recuit en fonction de la température et du temps. Avec des techniques de recuit avancées, il est possible d'atteindre des températures plus élevées ($> 1200^{\circ}\text{C}$) afin d'augmenter l'activation des dopants tout en gardant un temps de recuit suffisamment court pour limiter la diffusion des impuretés.

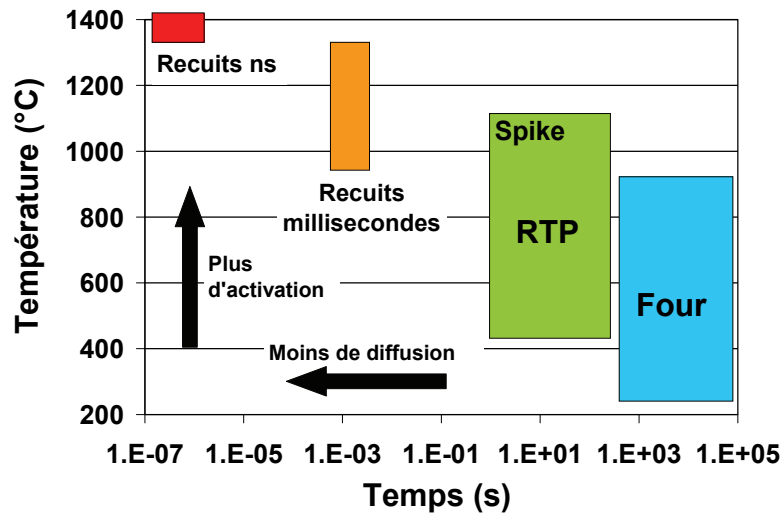


Figure I.2: Gamme de température et de temps des recuits traditionnels et avancés.

Pour la technologie CMOS 45 nm, le recuit milliseconde est positionné, le plus souvent, après un recuit Spike. L'utilisation de ces deux recuits s'explique par le besoin d'augmenter les taux d'activation tout en limitant le niveau de défauts. Il a été démontré, en effet, que le bilan thermique des recuits millisecondes est trop faible pour dissoudre les défauts, notamment ceux de fin de parcours [13, 14].

Il a été attesté que le recuit milliseconde ne génère pas de diffusion supplémentaire dans les jonctions, en comparaison du profil obtenu lors du recuit Spike [15, 16]. Il permet, en outre, des gains de l'ordre de 30% pour les résistances composées de monosilicium ou de polysilicium dopés [16].

Les réductions de l'épaisseur effective d'oxyde de grille, obtenues dans la littérature, avec cette séquence de recuits thermiques varient de 0.5 à 2 Å pour le NMOS et le PMOS. Les principales valeurs de diminution d'EOT, extraites de l'état de l'art, sont résumées sur la Figure I.3 [16-21].

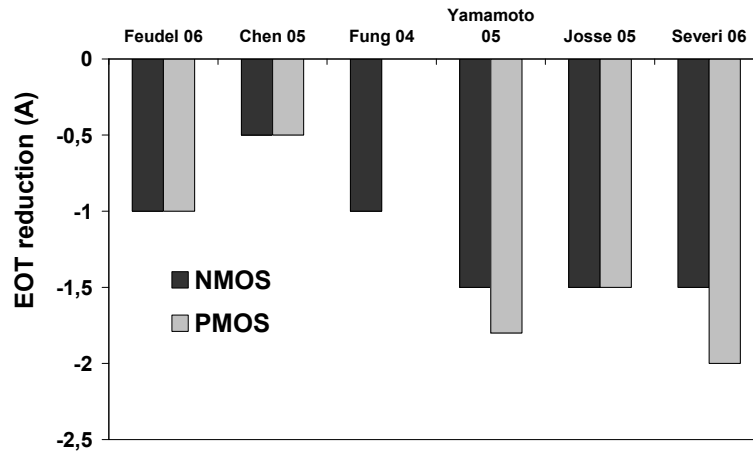
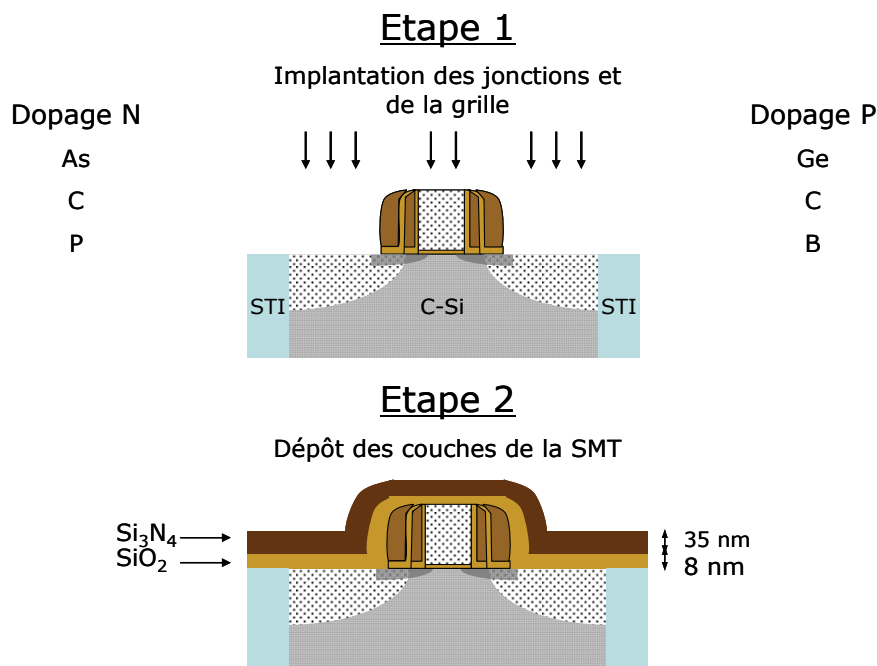


Figure I.3: La diminution d'épaisseur effective d'oxyde de grille en fonction des différentes études référencées pour la technologie CMOS 45 nm et pour une séquence de recuit Spike suivi d'un traitement milliseconde [16-21].

I.B.2 Les étapes de procédés dans la technologie ST CMOS 45 nm

Après les étapes d'élaboration des tranchées profondes d'isolation (*Shallow Trenches Isolation* – STI) et des grilles de polysilicium entourées d'espaceurs, la brique « jonctions » est réalisée et cela avant la réalisation des contacts. Les séquences successives des procédés utilisés pour la réalisation de cette brique sont présentées sur la Figure I.4.



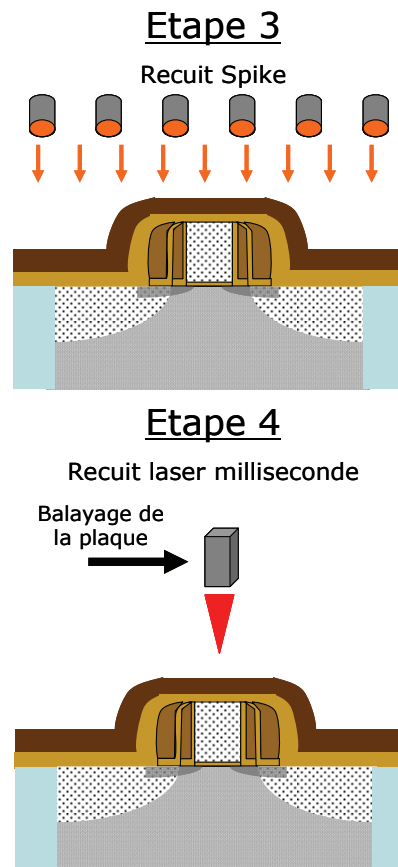


Figure I.4: Les séquences successives des procédés utilisés pour la réalisation des jonctions.

Etape 1 : L'implantation source/drain (SD) et grille

L'implantation des régions source et drain, ainsi que de la grille du transistor est réalisée en même temps et avec les mêmes conditions de dopages. Les jonctions N et P sont ainsi fortement dopées avec des co-implantations permettant de réduire la diffusion du bore ou du phosphore. Pour plus d'informations sur cette architecture d'implantations, le lecteur pourra se reporter à la thèse de Cagnat-Drogue [22].

➤ NMOS : Le phosphore est implanté à très forte dose afin d'obtenir le niveau d'activation et, donc, de performances requis par la technologie. Le carbone est co-implanté afin de limiter la diffusion du phosphore et de l'arsenic dans les EOR. Le carbone piège les interstitiels de silicium, réduisant la diffusion assistée par les défauts. L'implantation de l'arsenic permet de créer une zone amorphe qui est nécessaire pour positionner le carbone en site substitutionnel [23]. Il est donc nécessaire d'utiliser une énergie d'implantation suffisante pour que la zone amorphe recouvre la quasi-totalité du carbone implanté.

➤ PMOS : Du carbone et du germanium sont co-implantés afin de limiter la diffusion du bore. Le germanium permet d'amorphiser le silicium et le carbone piège les interstitiels de silicium [24].

Etape 2 : Les dépôts de la technique de mémorisation du stress (*Stress Memorization Technique – SMT*)

La technique SMT consiste à déposer une bicouche d'oxyde et de nitrure de silicium sur un dispositif et d'appliquer un recuit permettant le transfert du stress du film SMT à la grille du transistor [25]. Dans la technologie ST, cette technique est utilisée pour augmenter les performances électriques du NMOS en appliquant un stress à la grille N, tout en ne dégradant pas les propriétés du PMOS [26]. Pour ce faire, une couche de 35 nm de nitrure de silicium est déposée sur un oxyde de 8 nm d'épaisseur.

Etape 3 : Le recuit Spike à 1000°C

Ce traitement thermique permet de former les jonctions par recristallisation en phase solide (*Solid Phase Epitaxial Regrowth – SPER*), d'obtenir un niveau acceptable de défauts au niveau des jonctions et de transférer le stress des couches SMT vers la grille N. En outre, ce recuit permet d'obtenir un profil de dopage plat et homogène dans la grille du transistor par la diffusion accélérée dans les joints de grains [27].

Etape 4 : Le recuit laser milliseconde

Le traitement milliseconde est réalisé à l'aide d'un laser qui balaye la plaquette de silicium et qui permet d'atteindre localement des températures de l'ordre de 1200°C pour un temps d'interaction inférieur à la milliseconde [28, 29].

I.B.3 Les effets de motifs générés par les procédés millisecondes

L'utilisation de procédé de recuit avec des temps de plus en plus court permet de limiter la longueur de diffusion des dopants, comme nous avons pu le voir précédemment. Cela s'accompagne, en revanche, de la diminution de la longueur de diffusion thermique dans le silicium (L_d) [30]. Cette longueur est présentée sur la Figure I.5 en fonction du temps de recuit. Nous pouvons observer qu'elle est de l'ordre de quelques millimètres pour le recuit Spike et qu'elle se réduit à la centaine de micromètres avec l'introduction des procédés millisecondes.

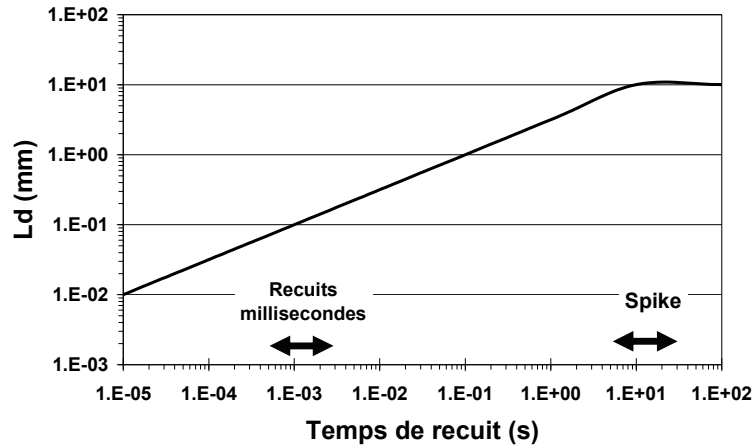


Figure I.5: La longueur de diffusion thermique du silicium en fonction du temps de recuit du procédé de chauffage [30].

L'utilisation de ces traitements ultra rapides, qui ne sont pas à l'équilibre thermique avec la plaque de silicium, rend le procédé très sensible aux variations des densités des différents motifs et matériaux présents à la surface de la plaquette (matériaux présents à l'étape 4 sur la Figure I.4), qui peuvent modifier les températures atteintes localement. Ces variations locales de températures peuvent induire, notamment, des variabilités au niveau des performances électriques des dispositifs pouvant être dommageables pour le bon fonctionnement du circuit. Il apparaît donc essentiel d'investiguer l'amplitude des effets de motifs et les techniques permettant leur réduction [7, 30].

Les effets de motifs sont définis comme la variation de température générée par un recuit rapide entre deux zones à la surface d'une puce possédant des propriétés optiques et/ou thermiques différentes. Ces variations de température sont susceptibles d'altérer les performances des dispositifs. L'échelle à laquelle ces effets peuvent apparaître est donnée au premier ordre par la longueur de diffusion thermique. Sur la Figure I.6, considérons deux zones A1 et A2 présentant des propriétés optiques et/ou thermiques moyennes différentes lors d'un recuit rapide dont la longueur de diffusion thermique est L_d . On définit l'effet de motifs comme $\Delta T = T_2 - T_1$, la différence de température atteinte dans les deux zones. Dans ce cas où $L < L_d$, la diffusion thermique homogénéise les variations et ΔT est faible. En revanche, si $L > L_d$, la diffusion thermique n'homogénéise pas les variations et ΔT sera important.

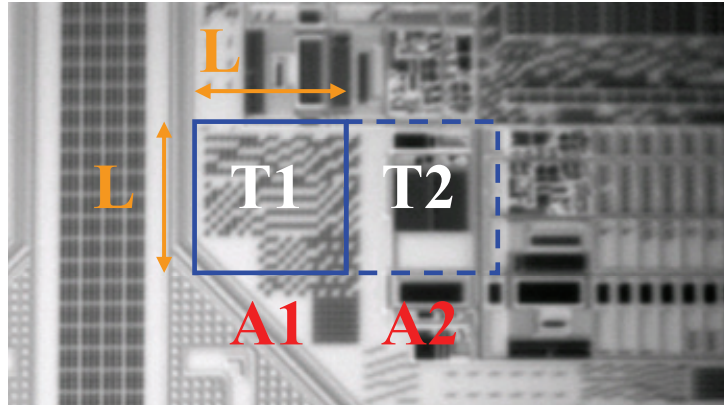


Figure I.6: Représentation des effets de motifs. Si deux zones A1 et A2 ont des propriétés optiques et/ou thermiques moyennes différentes et que leur longueur et de l'ordre de la longueur de diffusion thermique, alors une variation $\Delta T = T2 - T1$ apparait.

Il existe deux axes principaux permettant de diminuer l'influence de ces effets de motifs sur la variabilité des dispositifs (cf. [31] et la section III.C):

- La réduction des écarts de température.

Les variations de température induites par les effets de motifs lors d'un recuit milliseconde peuvent être supérieures à la centaine de °C [32]. Il existe de nombreuses voies permettant de minimiser les variations de la température : choix de la source, règles de dessins, ajustement des paramètres du procédé, ajout d'une couche absorbante ou anti réfléchive etc. [31]. Bien que l'amplitude de température de ces phénomènes soit grande, il est très difficile de la mesurer expérimentalement. En effet, les recuits millisecondes sont des procédés très localisés et hors équilibre thermique avec la plaquette. Cela rend impossible la mesure précise et directe de la température. La simulation apparait donc comme l'outil indispensable pour quantifier précisément ces effets, puisqu'elle permet une étude exhaustive en fonction des densités des différents motifs, ainsi que le test rapide de solutions de réduction des variations de températures.

- La désensibilisation des paramètres électriques des dispositifs aux variations de la température. Parallèlement à l'étude des variations de température, la connaissance de la sensibilité des paramètres électriques des dispositifs ainsi que leurs spécifications, est impérative. Il faut connaître, dans un premier temps, les variations de température acceptables ou non, ce qui permettra de qualifier telle ou telle solution. Dans un deuxième temps, la désensibilisation d'un dispositif aux variations de température constitue également un axe de travail de la réduction de l'influence des effets de motifs.

Une étude préliminaire sur la sensibilité des dispositifs aux variations de la température induits par le procédé laser a permis de démontrer que la résistance de polysilicium non-silicurée dopée P+ est la plus sensible. La variation de cette résistance en fonction de la température laser et après un recuit Spike est présentée sur la Figure I.7. Si on considère que la température cible est égale à 1200°C, il apparaît qu'une variation de température laser égale à $\pm 50^\circ\text{C}$, génère une variation de la résistance de $\pm 162 \Omega/\square$, soit une variation de $\pm 32\%$. Sachant que la spécification de ce dispositif est d'environ $\pm 15\%$, les variations de températures générées par les effets de motifs ne doivent pas excéder $\pm 24^\circ\text{C}$. Nous pouvons tirer deux enseignements de cette étude sur la résistance poly P+. Premièrement, les variations de température lors du recuit laser ne doivent pas excéder 100°C . Deuxièmement, il apparaît nécessaire de réduire la sensibilité de la résistance composée de polysilicium dopée P+. Pour ce faire, les transformations morphologiques et chimiques de films de polysilicium dopés soumis à un recuit laser milliseconde doivent être maîtrisées.

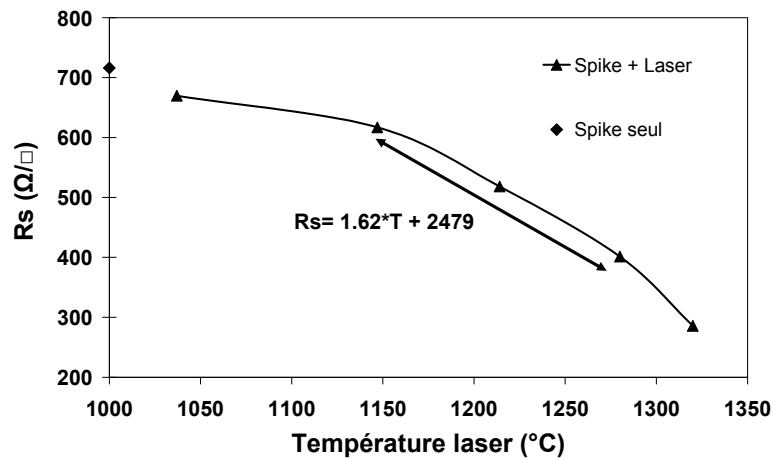


Figure I.7: Résistance carré de la résistance de polysilicium dopée P+ en fonction de la température du recuit laser.

I.C. Le polysilicium

La section précédente nous a permis de constater que la résistance de polysilicium est le dispositif sur une puce le plus vulnérable en termes de variabilités électriques générées par des variations de températures lors du procédé laser. Nous présentons ici brièvement les propriétés de films de polysilicium dopés soumis à un traitement thermique et, plus particulièrement à un recuit de type milliseconde.

I.C.1 Propriétés d'un film de polysilicium

I.C.1.(a) Structure d'un film de polysilicium colonnaire

Le polysilicium est composé de grains et de joints de grain. Les grains sont considérés comme des cristallites de silicium. Un joint de grain est l'interface entre deux grains d'orientation cristalline différente. Les joints de grains sont des plans de défauts (liaisons pendantes ou contraintes, lacunes, interstitiels...). Un film de polysilicium colonnaire possède des grains traversant verticalement son épaisseur. La Figure I.8 schématise la structure d'un film de polysilicium colonnaire.

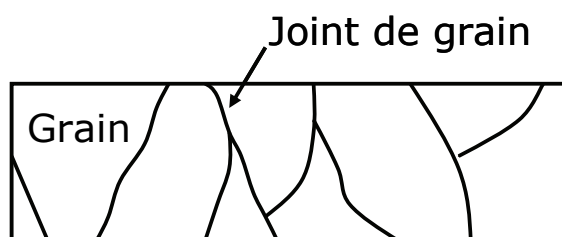


Figure I.8 : Représentation de la structure d'un film de polysilicium colonnaire.

Pour un film de polysilicium colonnaire, la structure peut être décrite par une approximation d'homogénéisation locale. La densité de joints de grains ρ est égale à la surface totale de joints de grains par unité de volume de polysilicium. Elle est homogène à l'inverse d'une unité de longueur et dépend de la taille moyenne de grain L_g par la relation $\rho = a/L_g$, avec $a = 2$ pour un film de polysilicium colonnaire.

Pendant un traitement thermique, les phénomènes de croissance des grains sont susceptibles de diminuer la densité de joints de grains [33]. La présence d'impuretés peut augmenter cette

croissance. Il a été ainsi démontré, qu'en fonction de leur concentration, les dopants de types n (comme l'arsenic et surtout le phosphore) accélèrent la migration des joints de grains [34]. En revanche, en présence de dopants de type p (comme le bore), aucune accélération n'est observée en comparaison d'un film de polysilicium non dopé.

I.C.1.(b) Diffusion des dopants dans le polysilicium

Lors d'un recuit thermique, les dopants implantés co-diffusent dans le film de polysilicium. La diffusivité des dopants dans le polysilicium est plus importante que dans le silicium cristallin, d'un facteur 10 à 100 selon les dopants et les études [35]. Cette différence s'explique par la très forte diffusivité dans les joints de grain, régions à très forte densité de défauts. Un grain ayant la même structure que le silicium monocristallin, les mêmes mécanismes gouverneront la diffusion. En outre, la distribution des dopants entre les grains et les joints de grains est régie par les phénomènes de ségrégation aux joints de grains qui peuvent augmenter la fraction de dopants présents dans les joints de grains et, en conséquence, augmenter la redistribution des dopants dans le film de polysilicium [36].

La taille de grains est un facteur important pour la diffusion des dopants dans le polysilicium. En effet, plus la taille des grains est faible, plus la densité de dopants présents dans les joints de grains est forte. La croissance de grains au cours de traitements thermiques va donc diminuer la redistribution des dopants dans le polysilicium.

I.C.1.(c) Résistivité d'un film de polysilicium

Deux phénomènes expliquent la résistivité plus forte du polysilicium en comparaison de celle du silicium cristallin, pour des conditions de dopages et de recuits identiques [37]. Alors que les mécanismes d'activation à l'intérieur des grains sont identiques aux phénomènes se produisant dans le silicium cristallin, la présence des joints de grains modifie sensiblement la résistivité.

Premièrement, dans un film de polysilicium dopé, la fraction de dopants présents aux joints de grains est électriquement inactive [38]. La densité de joints de grains et les phénomènes de ségrégation vont ainsi influencer sensiblement la résistivité d'un film de polysilicium. Plus la densité de dopants localisés dans les joints de grains est forte, plus la résistivité est grande.

Deuxièmement, la présence des joints de grains va dégrader la mobilité des porteurs. En effet, les joints de grains sont des sites de défauts où les porteurs sont piégés, diminuant ainsi la fraction de porteurs libres disponibles pour la conduction électrique [39]. La densité de joints de grains

intervient dans la valeur de la mobilité: plus cette densité est élevée, plus le nombre de porteurs piégés est élevé [40].

I.C.2 Propriétés d'un film de polysilicium lors d'un recuit milliseconde

Avec l'introduction du recuit milliseconde dans les technologies CMOS avancées, de nombreuses études se sont focalisées sur l'influence de ce type de recuit sur les propriétés des jonctions du transistor (voir la bibliographie fournie dans la section I.B.2) et, en conséquence, sur les mécanismes d'activation et de diffusion des dopants dans le silicium cristallin. En revanche, il n'existe aucune étude récente de l'effet des recuits millisecondes sur la redistribution et l'activation des dopants dans le polysilicium. Il faut remonter aux études des années 70-80 qui se sont portées sur l'introduction des premières sources laser continues, en particulier avec une source argon. Le lecteur pourra se référer à l'ouvrage de Gibbons *et al.* [41] qui synthétise les études portant sur l'influence d'un recuit laser milliseconde dans le monosilicium et dans le polysilicium. A cette époque, l'évaluation de la température lors d'un procédé si rapide était impossible, les études souffrent d'un manque primordial en ce qui concerne la température réellement atteinte lors du procédé.

Gibbons *et al.* reportent une légère croissance des grains de films de polysilicium dopé à l'arsenic ou au bore et soumis à un traitement laser milliseconde [42]. Ils démontrent également une redistribution sensible de ces deux dopants dans le polysilicium lors d'un recuit laser qu'ils expliquent, d'une part, par la présence de joints de grains (en démontrant, expérimentalement, une diffusion de l'arsenic et du bore moins prononcée avec une taille de grains préalablement augmentée par un recuit thermique) et, d'autre part, par une fusion partielle de la surface du polysilicium (et cela sans démonstration) [41].

Il a également été démontré que l'introduction de sources laser permet une réduction de la résistivité du polysilicium de l'ordre de 50 à 60%, par rapport à la résistivité obtenue à l'aide d'un recuit thermique classique en four [43, 44]. Ce gain s'explique par l'augmentation de la mobilité des porteurs [44] et, également, par l'augmentation sensible du nombre de dopants activés lors d'un traitement milliseconde [45]. Les forts taux de dopants activés expliquent également les gains sur la polydéplétion, dont nous avons déjà fait état dans la section I.B.1.

I.D. Conclusion et objectifs des travaux

Ce chapitre a permis de situer le contexte de l'étude des couplages radiatifs et thermiques et des modifications physico-chimiques engendrés par le recuit laser milliseconde sur la grille de polysilicium dans la technologie CMOS 45 nm.

Pour ce faire, deux challenges technologiques de la miniaturisation du MOSFET ont été exposés : le besoin de jonctions de plus en plus fines et de plus en plus fortement dopées ainsi que la demande de la réduction de la poly-déplétion. Afin de satisfaire à cela, les recuits millisecondes ont été insérés dans la technologie CMOS 45 nm après un recuit Spike et nous avons pu montrer les gains observés en termes de performances électriques. Ce type de recuit peut cependant générer des variabilités électriques des dispositifs (notamment pour les résistances de polysilicium dopées P+), dont une réduction maximale est impérative. En effet, les traitements millisecondes sont très sensibles aux variations de densité des motifs dessinés à la surface de la plaque, générant localement des différences de température : ce sont les effets de motifs. Afin de quantifier ces effets, la simulation s'avère un outil indispensable puisque le contrôle direct et local de la température lors du procédé est impossible. Enfin, nous avons finalement présenté le polysilicium, matériau pour lequel la compréhension des mécanismes de diffusion et d'activation lors du recuit laser milliseconde est nécessaire afin de rendre la résistance de polysilicium P+ moins sensible aux effets de motifs.

Les travaux, rapportés dans les chapitres suivants, se focalisent sur l'étude de ces effets de motifs générés par le recuit laser milliseconde pour la technologie CMOS 45 nm. Deux axes de diminution des effets de motifs sont ainsi explorés.

Premièrement, les travaux se sont portés sur l'étude et la modélisation des différents couplages radiatifs entre le procédé de recuit laser ultra rapide et les transistors, en fonction des paramètres du procédé de recuit, des propriétés des matériaux utilisés (silicium cristallin, grille de polysilicium, diélectriques et, éventuellement, couche absorbante), mais aussi de la géométrie et de la densité des motifs. Le premier objectif de cette partie était la réalisation d'une cartographie thermique des dispositifs présents à la surface d'une puce à l'étape d'activation du recuit laser. Le second objectif était l'étude des solutions de minimisation de ces variations de température.

Deuxièmement, l'influence du recuit laser sur les propriétés électriques de la grille de polysilicium a été étudiée. Les transformations physico-chimiques de films de polysilicium lors d'un recuit laser ont donc été caractérisées et, notamment, les mécanismes de diffusion et d'activation.

Chapitre II : Les dispositifs expérimentaux

La connaissance des caractéristiques du recuit laser est indispensable. D'abord, parce que les propriétés de ce recuit, tels que la température, le temps d'interaction ou encore les rampes de température, vont influencer les propriétés des films de polysilicium. Les variations de température générées à la surface d'une puce lors du recuit vont eux aussi dépendre des paramètres du procédé. Enfin, les caractéristiques optiques et thermiques doivent être également maîtrisées pour la modélisation du recuit laser.

Nous avons vu dans le chapitre précédent que les mécanismes de diffusion et d'activation dans le silicium polycristallin dépendent fortement des joints de grains. La densité de joints de grains, d'une part, et la ségrégation préférentielle dans les joints de grains, d'autre part, affectent la fraction de dopants actifs et la redistribution de dopants, accélérée le long de ces « tuyaux » à forte diffusivité. Il est donc nécessaire d'utiliser des techniques permettant de caractériser ces phénomènes.

Ce chapitre II a pour objectif de présenter les différentes techniques et dispositifs expérimentaux utilisés pour l'étude des effets de motifs et pour l'étude de l'influence du recuit laser sur la grille de polysilicium, objets, respectivement, des chapitres III et IV. La première partie présente, d'abord, le dispositif de recuit laser étudié dans cette thèse, puis, les autres procédés millisecondes ainsi que le recuit Spike, utilisé lui aussi dans la technologie CMOS 45 nm. La seconde partie décrit les techniques expérimentales utilisées pour déterminer les écarts de température générés lors du recuit laser. Les conditions de dépôts des couches et les conditions d'implantations sont ensuite développées. Enfin, les méthodes de caractérisation employées pour l'étude du matériau polysilicium dopé sont détaillées.

II.A. Les conditions expérimentales des différentes structures et matériaux

Afin d'étudier le couplage entre le laser et les motifs à la surface d'une plaquette, ou encore les phénomènes d'activation et de diffusion des dopants dans le polysilicium, des structures de types MOS sont fabriquées et exploitées. Suivant l'objectif de chaque étude ou expériences, les caractéristiques de la structure varient : présence et épaisseur d'un film, conditions de dopage.... Cependant, la procédure expérimentale reste similaire. Ces empilements sont élaborés sur des plaquettes de silicium de 300 mm dans la salle blanche Crolles300.

II.A.1 Conditions de dépôts des différents matériaux

Les empilements typiques étudiés sont schématisés sur la Figure II.1. Pour l'étude de l'influence du recuit laser sur le polysilicium, l'empilement est simple et correspond à une structure MOS standard où le film de polysilicium est déposé sur un oxyde de grille (Figure II.1(a)). Pour l'étude des effets de motifs, divers empilements, similaires aux divers motifs d'une puce, sont réalisés afin de quantifier l'influence de chaque couche sur la dispersion de la température (La totalité des couches utilisées est schématisée sur la Figure II.1(b)). Des dépôts de STI composés de SiO_2 de 305 nm d'épaisseur ou des dépôts de nitrure de silicium de 35 nm (similaires à une couche de SMT) sont, notamment, réalisés.

Afin d'augmenter l'absorptivité à la surface d'une plaque lors du balayage laser, une couche de carbone absorbante (appelée CAC) peut être déposée [28]. Un oxyde de silicium est préalablement déposé à la surface du polysilicium afin d'éviter toute contamination du carbone de cette couche dans les couches inférieures.

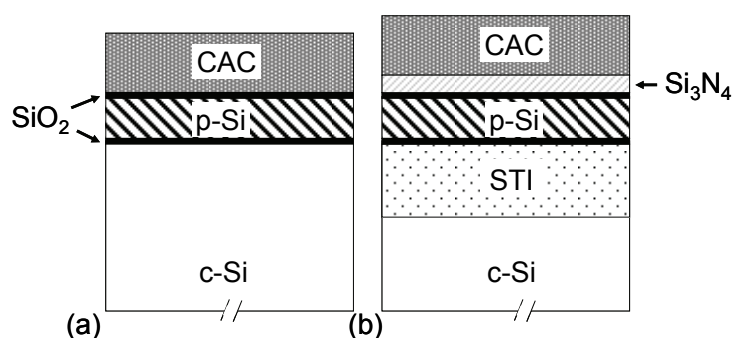


Figure II.1: Schéma des différents matériaux déposés à la surface d'une plaque pour (a) l'étude de l'influence du recuit laser sur la grille de polysilicium et (b) l'étude des variations de température générées par le balayage du laser.

Les matériaux sont déposés par des procédés chimiques en phase vapeur (*Chemical Vapour Deposition* - CVD). Dans un procédé CVD typique, le substrat est exposé à un ou plusieurs précurseurs en phase gazeuse, qui réagissent et/ou se décomposent à la surface du substrat pour générer le dépôt désiré [46]. Il existe plusieurs formes de CVD. Ces procédés diffèrent les uns des autres selon le moyen par lequel les réactions chimiques sont initiées et par les conditions du procédé.

Les propriétés thermiques et optiques des films obtenus sont détaillées dans le troisième chapitre et la structure du polysilicium dans le quatrième chapitre.

Dépôt du film de polysilicium :

Les dépôts de films de polysilicium sont obtenus par dépôt en phase vapeur à basse pression (*Low-Pressure Chemical Vapour Deposition* - LPCVD). Le silane SiH_4 est utilisé comme source gazeuse à une pression de 200 mTorr et à une température de 620°C , qui permet d'obtenir un film totalement polycristallin et colonnaire. Le temps de dépôt est ajusté afin d'obtenir les deux épaisseurs étudiées lors de notre étude : 80 et 150 nm. L'image de la structure du polysilicium après le dépôt est affichée sur la Figure II.2. Cette image a été obtenue par microscopie électronique à balayage (*Scanning Electronic Microscope* – SEM) par section transverse.

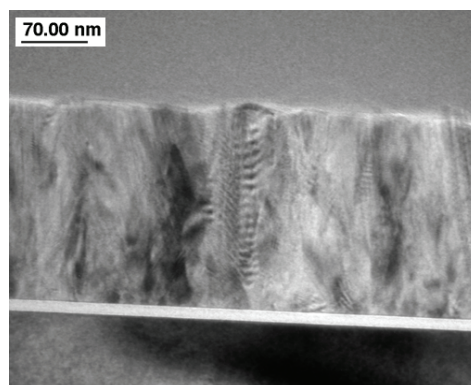


Figure II.2: Image de la structure d'un film de polysilicium déposé par LPCVD obtenue par SEM.

Dépôt de la couche de carbone amorphe :

Utilisée pour augmenter sensiblement l'absorptivité à la surface des plaques du flux laser incident, la couche de carbone amorphe est déposée par PECVD (pour *Plasma Enhanced Chemical Vapour Deposition*) à 550°C pendant 3 minutes afin d'obtenir une couche de 450 nm d'épaisseur. Le gaz réactant utilisé est du propylène C_3H_6 . Le film obtenu possède des propriétés proches du graphite. L'image SEM, présentée sur la Figure II.3, illustre la structure du film de 450 nm d'épaisseur ainsi obtenu.

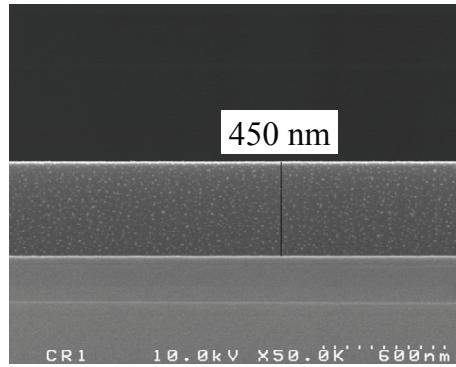


Figure II.3: Image SEM du film de carbone amorphe de 450 nm d'épaisseur déposé par PECVD.

Dépôts des oxydes utilisés :

Les conditions de dépôts des différents oxydes utilisés sont résumées sur le tableau II.A. Le dépôt de la couche de STI, réalisé par dépôt chimique en phase vapeur à pression sous-atmosphérique (*Sub-Atmospheric Chemical Vapour Deposition – SACVD*), est suivi d'un recuit en four à 1050°C afin de densifier la couche.

Fonction	Matériau	Mode de dépôt	Conditions de dépôt	Épaisseur (nm)
STI	SiO ₂	SACVD	T= 540°C, t= 500s + recuit 1050°C	305
Oxyde de grille	SiO ₂	RTCVD*	T= 750°C, t= 90s	5
Oxyde de protection	SiO ₂	RTCVD	T= 750°C, t= 90s	5
Couche stressante	Si ₃ N ₄	PECVD	T= 400°C, t= 60s	35

Tableau II.A: Types et conditions de dépôts des différents oxydes utilisés dans notre étude.

* RTCVD : Rapid Thermal Chemical Vapour Deposition

II.B.2 Conditions d'implantations ioniques

Le dopage du substrat et du polysilicium est effectué par implantation ionique. Le principe d'un équipement d'implantation ionique est de bombarder la plaque de silicium avec un faisceau d'ions accélérés. Un planteur est un accélérateur de particules composé d'une chambre d'ionisation (la source), dans laquelle un corps contenant l'élément à implanter (le dopant) est amené à l'état de plasma, d'un étage de déflexion magnétique qui agit en séparateur de masses (séparation faite grâce à la masse atomique du dopant), d'un étage de déflexion électrostatique du faisceau d'ions qui permet de balayer le faisceau sur l'échantillon de manière homogène et de la chambre

cible, où se trouve la plaques de silicium. Le principe d'un implanteur ionique est schématisé sur la Figure II.4.

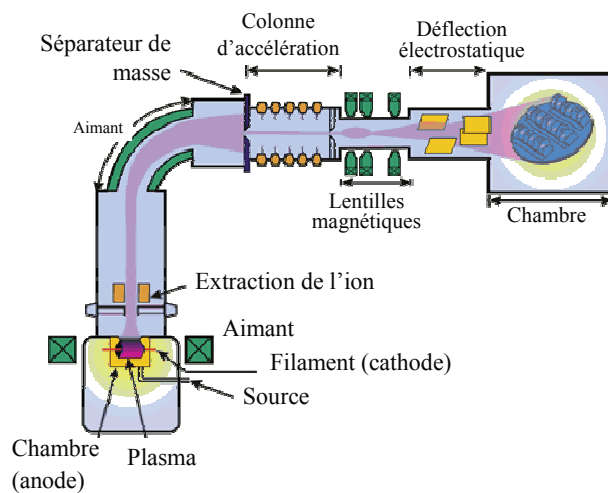


Figure II.4 : Principe de fonctionnement d'un implanteur ionique.

Au cours de l'étude, les impuretés P, As, C, B et Ge sont implantées. Pour ce faire, l'équipement mono plaque VISta 80 HC de *Varian* est utilisé. Cet implanteur couvre une gamme d'énergie de 1 à 50 keV et une gamme de dose de 1.10^{13} à 1.10^{16} at/cm².

II.B. Les recuits rapides

II.B.1 Le recuit laser milliseconde DSA

Le laser étudié dans le cadre des travaux de thèse est un laser à diodes continu émettant à 808 nm dans le proche infrarouge. L'appareil complet (barre de diodes, optiques, chambres, plaque chauffante...) est un équipement d'Applied Material, appelé DSA (pour *Dynamic Surface Anneal*) [28].

La tête laser est représentée sur la Figure II.5(a) et le dispositif expérimental est schématisé sur la Figure II.5(b). La Figure II.5(b) présente également les principales caractéristiques et valeurs des paramètres d'utilisation. Dans la chambre, l'ensemble source laser et système optique est placé au dessus du support chauffant sur lequel est disposée la plaquette de silicium. Cette tête mobile balaye la plaquette de silicium à des vitesses comprises entre 75 et 300 mm/s sur l'axe rapide (axe Y de la Figure II.5(b)) et se déplace par pas selon l'axe X. La source optique est composée d'une barrette de 14 diodes d'une puissance de 100 W chacune. Cependant, par limitation du courant d'entrée dans ces diodes, la puissance maximum totale de sortie est limitée à 700 W. Comme schématisé sur la Figure II.5(a), une lame quart d'onde ($\lambda/4$) est disposée sur le chemin optique du laser de manière à éviter tout retour de la lumière réfléchiée dans les barrettes de diodes. La polarisation est circulaire à la sortie de la tête optique.

Après la lame $\lambda/4$, des optiques sont disposées afin de donner la forme et la focalisation du faisceau laser. La forme du faisceau est rectangulaire le long de l'axe lent (axe x de la Figure II.5(b)) avec une longueur de 11.5 mm. De plus, un recouvrement de 50% entre chaque passage est effectué afin de compenser les inhomogénéités de puissance des bords de faisceau et donc d'assurer une température stable en tout point d'une plaquette. La forme du faisceau est de type gaussien sur l'axe rapide. La densité de puissance pic I_0 est d'environ 150 kW/cm² et la largeur du faisceau, définie en $I_0.e^{-1}$, est 75 μ m. Le temps de recuit est défini comme la largeur du faisceau divisée par la vitesse de balayage (soit, pour les conditions standards : $0.075/300 = 0.25$ ms).

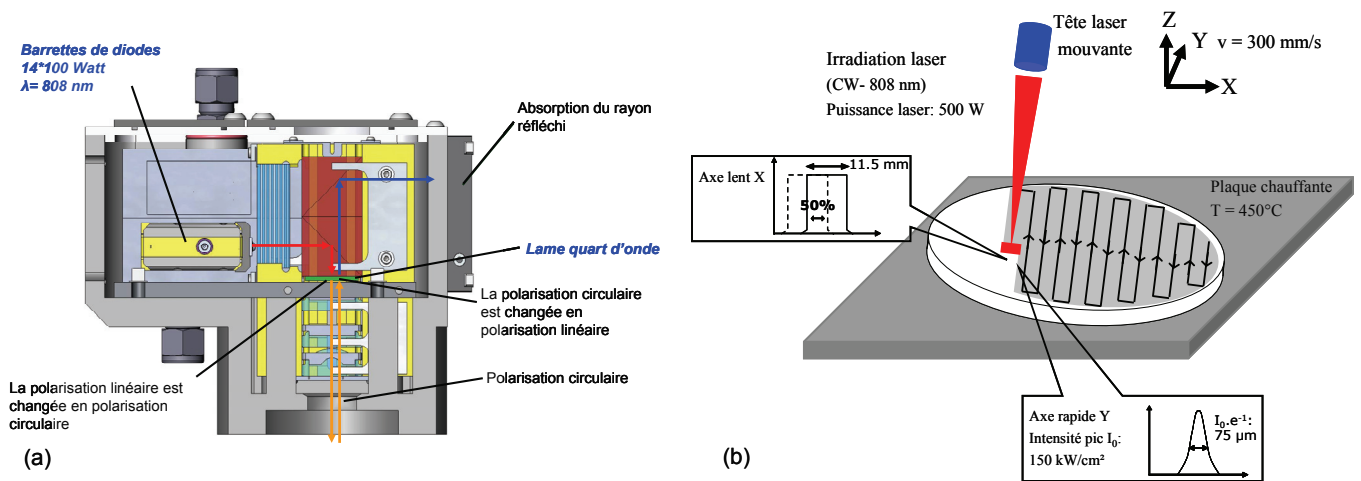


Figure II.5 : (a) Schéma de la source laser et du chemin optique de l'équipement DSA et (b) schéma du balayage du laser continu sur une plaque de silicium.

Le tableau II.B résume les principales caractéristiques du procédé laser DSA, nécessaires à l'étude de l'influence du recuit laser, tant sur les effets de motifs que sur la grille de polysilicium. Les paramètres ajustables, c'est à dire ceux dont les variations pourront être étudiées dans les chapitres prochains, sont représentés avec un fond bleu.

Paramètre	Valeur
Longueur d'onde (nm)	808
Polarisation	Circulaire
Distribution de la puissance dans l'axe rapide	Gaussienne
Dimensions du faisceau (mm ²)	10x0.075
Densité de puissance (kW/cm ²)	0-150
Vitesse de balayage (mm/s)	75- 300
Température support chauffant (°C)	20-550

Tableau II.B: Principales propriétés du laser DSA. Les paramètres ajustables sont représentés avec un fond bleu.

La température atteinte lors du recuit est mesurée in situ par un pyromètre sans boucle de contrôle. Les caractéristiques du pyromètre sont détaillées dans la partie II.C.1. La relation liant la puissance laser d'entrée à la température atteinte est calibrée sur un substrat de silicium par la détection du point de fusion du silicium qui est parfaitement connu (1412°C).

La Figure II.6 présente le profil de température simulé d'un point à la surface d'une plaque de silicium en fonction du temps. A $t = 0$, la plaque entière est à la température du support chauffant (450°C dans la configuration standard) puis, lors du balayage laser, la surface du substrat est

chauffée localement pour atteindre une température pic T_{pic} de 1100 à 1400°C avec une rampe de montée en température d'environ $2 \cdot 10^6$ °C/s.

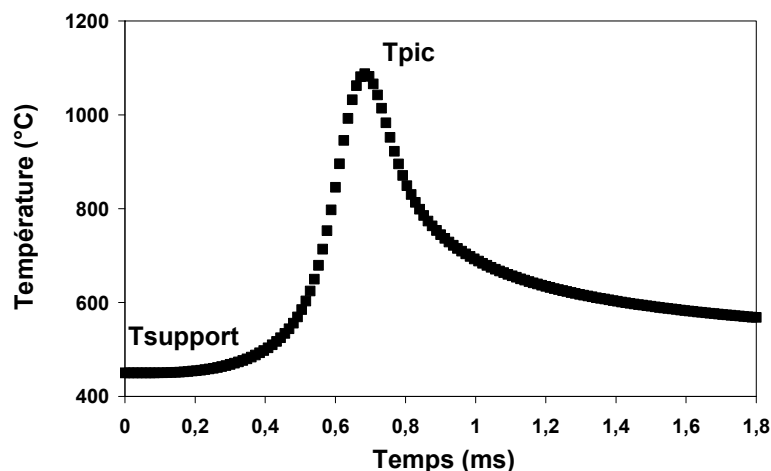


Figure II.6: Profil de température simulé en fonction du temps d'un point à la surface d'une plaquette lors du balayage laser.

II.B.2 Les autres procédés de recuit milliseconde

Les différents procédés industriels de recuits millisecondes sont schématisés sur la Figure II.7. Remarquons que ces différents procédés permettent tous d'atteindre le même niveau de performances électriques [31].

Est présente sur le marché, la société Ultratech qui fournit un autre équipement de recuit laser milliseconde appelé LSA (pour *Laser Spike Annealing*) [47]. La source est un laser continu à CO₂ émettant à $\lambda = 10,6$ μm . Il permet d'atteindre les mêmes gammes de température et de temps d'interaction que le recuit DSA. Afin d'homogénéiser les variations d'absorptions optiques induites par les différents motifs, ce procédé travaille à l'angle de Brewster (75°) avec une polarisation p [48].

Les autres procédés millisecondes utilisent un recuit par lampe Flash. La plaque de silicium est d'abord préchauffée de 300 à 700°C par des lampes halogènes avant de subir une décharge de lampes Xénon émettant de l'Ultra-violet au proche Infrarouge (de 200 à 1100 nm) [49, 50]. Contrairement aux procédés par balayage laser, ce type de recuit chauffe la surface entière d'une plaque avec un temps d'interaction de la centaine de millisecondes à quelques millisecondes.

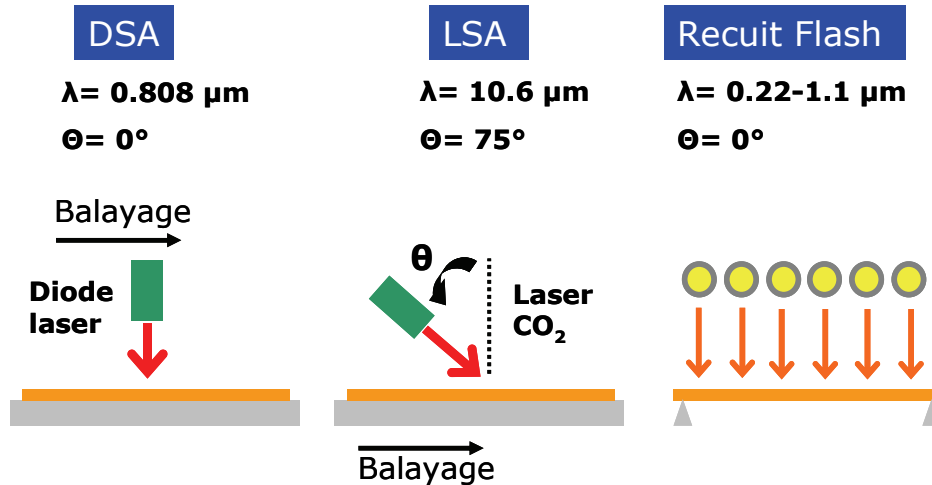


Figure II.7 : Schéma des différents procédés industriels de recuits millisecondes.

II.B.3 Le recuit Spike

Le recuit Spike appartient à la catégorie des recuits thermiques rapides (*Rapid Thermal Processing* - RTP). Ce traitement thermique se différencie des anciens recuits de diffusion et d'activation de type four notamment par le fait que la plaquette de silicium n'atteint jamais l'équilibre thermodynamique. Historiquement, ce type de recuits rapides a donc conduit aux premières études des effets de motifs, constituant ainsi la base bibliographique de ce travail de thèse. De plus, dans la technologie CMOS 45 nm, l'étape d'activation par le recuit laser est positionnée après un recuit Spike. Il est donc nécessaire de comprendre l'influence du recuit Spike sur les propriétés physico-chimiques de la grille du transistor car ces propriétés constituent le point de départ avant le recuit laser.

Le recuit Spike est réalisé sur un équipement Radiance Plus d'Applied Material [51]. Le dispositif expérimental est schématisé sur la Figure II.8(a). Par l'intermédiaire de lampes halogènes constituées de filaments de tungstène, la plaque de silicium est illuminée sur un spectre de 0.5 à 7 μm afin d'atteindre des températures maximales comprises entre 900 et 1100°C. La densité de puissance est de l'ordre de 0.5 kW/cm². La température est mesurée et contrôlée en face arrière par sept pyromètres disposés le long du rayon d'une plaquette. Un exemple de recuit Spike utilisé dans la technologie ST CMOS 45 nm est présenté sur la Figure II.8(b), où la température de la plaque est tracée en fonction du temps. La température pic T_{pic} atteinte est de 1000°C et le temps de recuit τ est défini comme la durée où la température est supérieure à $T_{\text{pic}}-50^\circ\text{C}$, soit ici 1.5 s. La rampe de montée en température est de 150°C/s et celle de descente égale à 80°C/s.

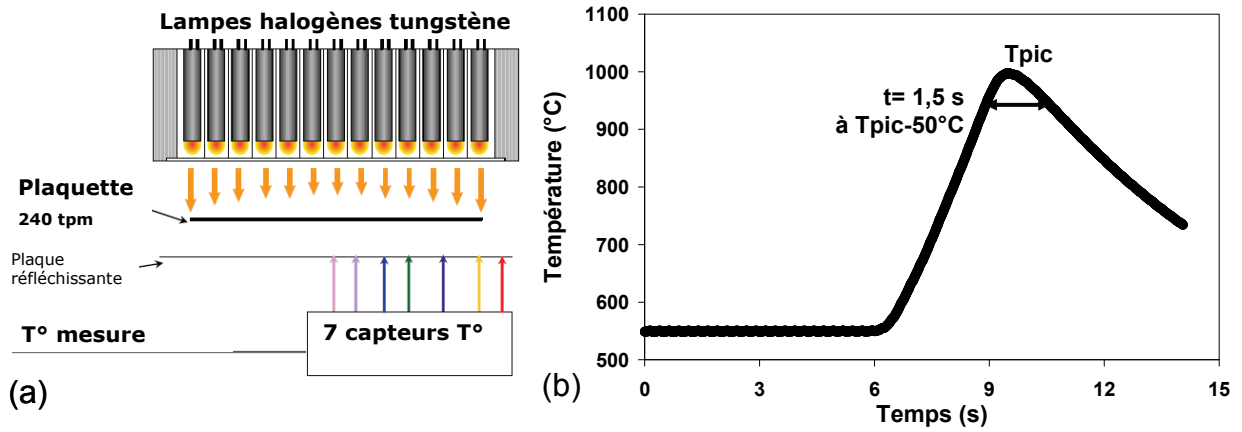


Figure II.8: (a) Schéma du recuit Spike sur une plaque de silicium et (b) Profil de température en fonction du temps de la plaque de silicium lors du recuit Spike.

II.C. L'évaluation de la température lors du recuit laser

La maîtrise du contrôle de la température est indispensable au management d'un recuit de type milliseconde. Tout d'abord, ce contrôle est nécessaire pour éviter les dérives de la machine au cours du temps. De plus, afin de caractériser l'influence du recuit laser sur la grille de polysilicium, il faut maîtriser les données d'entrée et notamment la relation liant la puissance du laser à la température atteinte dans la grille. Enfin, comme nous le verrons dans le chapitre III, les effets de motifs générés localement à la surface d'une plaquette lors du recuit laser conduisent à des écarts de température qu'il est nécessaire de quantifier précisément. Cependant, le recuit laser est un procédé très localisé et hors équilibre thermique avec la plaquette. C'est ce qui rend difficile la mesure précise et directe de la température. Idéalement, une méthode directe adaptée à la quantification de ces effets devrait pouvoir mesurer les variations de température sur des surfaces de l'ordre de la longueur de diffusion thermique, soit $100 \times 100 \mu\text{m}^2$ à une fréquence adaptée au temps d'interaction du laser, soit 4000 Hz pour un temps d'interaction de 0.25 ms.

L'évaluation des fractions de puissance laser réfléchi et absorbé lors du recuit laser est également un paramètre important car ces variations vont directement influencer la température atteinte à la surface d'une plaque. Les dispositifs de caractérisation optique sont donc présentés dans ce qui suit.

II.C.1 Mesure directe : le Pyromètre.

Dans la chambre du laser, un pyromètre suit, in situ, la température à la surface de la plaque avec une fréquence de 100 Hz [52]. Ce pyromètre monochromatique mesure l'énergie radiative émise par la plaquette. La longueur d'onde λ , égale à 1020 nm, est différente de celle du laser afin d'éviter l'endommagement du système par la fraction réfléchi de la puissance du laser. La valeur de sortie du pyromètre est l'émissivité ε et une relation fournie par l'équipementier relie cette valeur mesurée à la température T_c . La formule utilisée, décrite par l'équation I.1, est issue de la loi de Planck qui décrit la répartition de l'énergie électromagnétique rayonnée par un corps noir à une température donnée, en fonction de la longueur d'onde [53].

$$T_c = \frac{0.014388}{\lambda \ln\left(\frac{Sf \cdot \varepsilon \cdot 3,74 \cdot 10^{-16}}{\lambda^5 \cdot Rp}\right) + 1} \quad (\text{II.1})$$

où R_p est le photo courant collecté par le détecteur du pyromètre et S_f est une constante de l'appareil ajustée en atteignant la température de fusion du silicium.

Les principales caractéristiques du pyromètre sont :

- Longueur d'onde $\lambda = 1020$ nm.
- Fréquence : de 100 à 500 Hz.
- Taille du spot : 12×1 mm².

Ce pyromètre permet donc de contrôler la température lors des expériences réalisées en pleines plaques et notamment lors des expériences de caractérisation du polysilicium. Comme les effets de motifs générés lors du recuit laser s'étendent sur une échelle de l'ordre de la centaine de microns carré, la taille du spot de 12×1 mm² est trop large pour quantifier ces effets car elle moyennera le résultat en température obtenu. De plus, la fréquence du pyromètre de quelques centaines de Hz est trop peu élevée en comparaison de la fréquence « idéale » de 4000 Hz nécessaire à la mesure ces variations de température locales. D'autres méthodes ont donc dû être développées afin de quantifier les effets de dispersions de température. Notons également que la longueur d'onde du pyromètre est différente de celle du laser et qu'il n'est donc pas possible, avec cette technique, de quantifier précisément les variations d'émissivité et d'absorptivité induites par les motifs lors du procédé laser.

II.C.2 Mesure indirecte : la Résistance poly P+

Une méthode indirecte de quantification de la température sur plaquettes consiste à utiliser le polysilicium comme un capteur en température par mesure de résistance carré (cf. section D.1.a pour la description de la technique). Le principe de cette méthode est de considérer qu'à une valeur de résistance carré mesurée correspond une température atteinte dans la résistance de polysilicium.

Pour appliquer cette méthode, il est nécessaire de calibrer la relation entre température laser et résistance carré. Pour cela, l'empilement Substrat/Oxyde de grille/Poly est utilisé comme référence. En effet, les dépôts d'un oxyde très mince et d'une couche de polysilicium n'ont pas d'influence sensible sur la température atteinte. La température pic atteinte dans le poly est donc équivalente à celle, calibrée par une mesure pyrométrique, atteinte à la surface d'un substrat seul pour une puissance laser donnée. Il y a donc une relation puissance laser/température et donc,

température/résistance pour l'empilement référence. La structure de référence permet donc d'obtenir un abaque de la résistance carrée mesurée en fonction de la température (courbe noire de la Figure II.5).

Une fois cette calibration obtenue et pour des paramètres laser fixés, la résistance carrée mesurée sur chaque empilement est convertie en température atteinte dans la couche de polysilicium, et il est ainsi possible de quantifier l'impact des effets de motifs thermiques et/ou optiques.

Dans notre étude, les résistances poly sont dopées avec du bore. En effet, cette résistance est très sensible aux variations de température laser (cf. Chapitre I), ce qui permet de nous assurer d'une bonne qualité du signal de sortie (la valeur R_s). De plus, il apparaît que la valeur de la résistance est quasi-linéaire avec la température du laser, comme nous pouvons l'observer sur la Figure II.9.

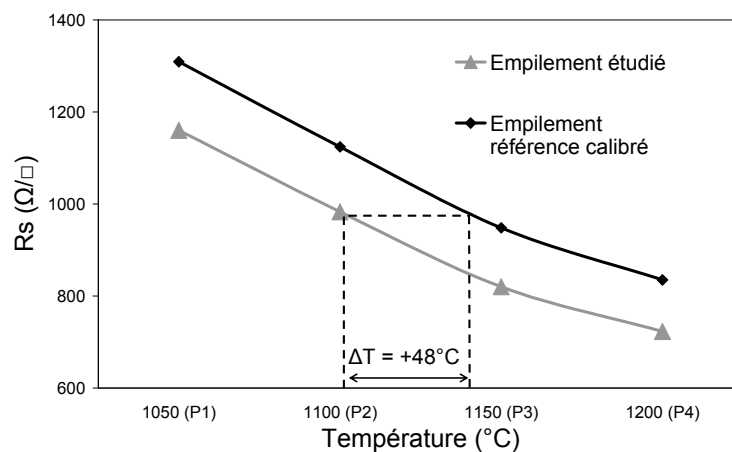


Figure II.9: Principe de mesure des variations de température par mesure de résistance carrée (ici sur du polysilicium dopé B). La relation liant la valeur R_s à la température est obtenue sur un empilement référence calibré. Cette calibration est utilisée sur l'empilement à mesurer où la résistance carrée obtenue est convertie en température atteinte grâce à l'abaque obtenu sur la référence.

Cette technique présente cependant des inconvénients. D'abord, c'est une mesure indirecte. De plus, l'évaluation des écarts de températures induits par les motifs à la surface d'une plaque nécessite des structures dédiées dans lesquelles la sonde constituée de la résistance poly est placée au centre du motif dont on souhaite évaluer la température. Il est donc nécessaire de dessiner de nouvelles structures pour ces mesures locales et cela nécessite de nouveaux masques de lithographies, ce qui représente un coût financier conséquent.

II.C.3 Réflectométrie

La détermination de la fraction de la puissance laser absorbée est un paramètre essentiel pour le contrôle de la température. Les différents motifs à la surface peuvent modifier cette fraction absorbée. Un réflectomètre permet de quantifier la réflectivité et l'absorptivité d'un empilement ou d'un réseau (la transmittivité étant nulle car l'épaisseur du substrat de silicium est largement supérieure à la longueur d'absorption). Les mesures de réflectométrie sont réalisées sur un ellipsomètre THERMAVE dans sa configuration réflectomètre avec des conditions se rapprochant le plus possible de celles du recuit laser. La longueur d'onde du flux incident est de 808 nm, le spot circulaire a un diamètre de 4 μm et la mesure est réalisée à incidence normale à la température ambiante de la salle blanche. La lumière incidente est non polarisée. Le schéma de principe du réflectomètre utilisé est présenté sur la Figure II.10(a). La Figure II.10(b) fournit un exemple de résultat de l'absorptivité mesurée sur une puce CMOS 45 nm.

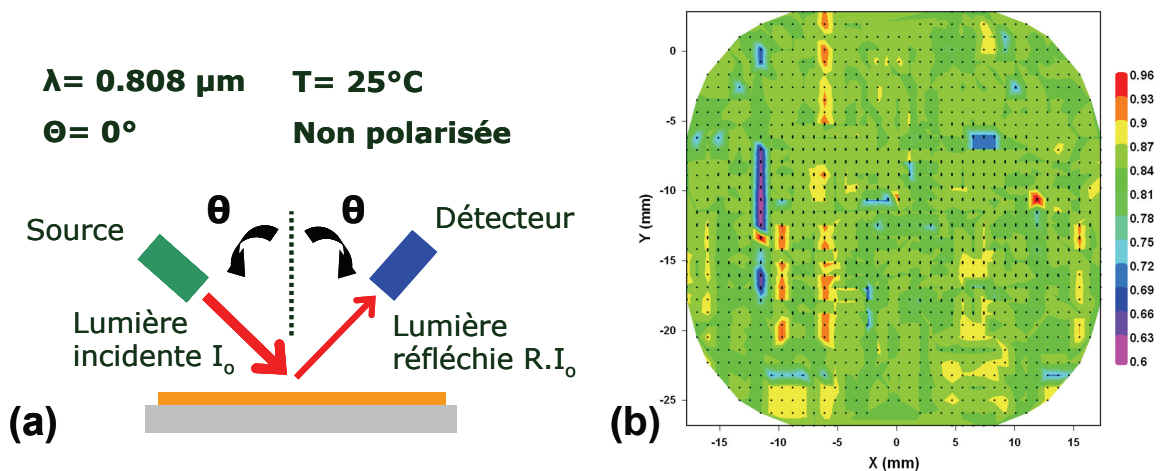


Figure II.10: (a) Schéma de principe du réflectomètre dans sa configuration la plus proche du recuit laser et (b) un exemple de cartographie de l'absorptivité mesurée par réflectométrie à 808 nm sur une puce CMOS 45 nm.

La taille du spot de 4 μm est très inférieure à la taille d'une puce de l'ordre du cm^2 . Le nombre de mesures étant limité par le logiciel de l'appareil, la cartographie de l'absorptivité doit, soit être échantillonnée sur une puce entière ou soit, être très localisée (de l'ordre de la centaine de μm) pour obtenir une cartographie d'une partie de puce. De plus, la mesure se fait à la température de la salle blanche, différente du procédé laser à très haute température. L'influence de cet écart de température sur les résultats obtenus est discutée dans la partie III.C. Enfin, l'ouverture du récepteur optique peut être trop faible pour capter tous les ordres de diffraction en présence de motifs du même ordre de grandeur que la longueur d'onde (cf. section III.C).

II.D. La caractérisation de la grille de polysilicium

II.D.1 Analyse de l'activation et des profils des dopants

Afin de caractériser les propriétés électriques des films de polysilicium, il est nécessaire de connaître la répartition chimique des dopants et la fraction activée par le recuit d'activation. La spectroscopie de masses d'ions secondaires est l'instrument le plus répandu pour obtenir les profils chimiques des dopants et donc, pour l'étude de la diffusion. La mesure de la résistance par carré de la couche implantée fournit une indication de l'activation des dopants.

II.D.1.(a) Analyse de l'activation par la mesure de résistance par carré

Principe de la technique

La méthode classique utilisée pour mesurer la résistance d'une couche implantée est la méthode 4 points [54]. La résistance d'une piste conductrice de longueur L , de largeur W et d'épaisseur e est donnée par la relation suivante :

$$R = \rho \frac{L}{S} = \rho \frac{L}{eW} \quad (\text{II.2})$$

Où ρ est la résistivité moyenne de la piste. Le rapport L/W peut être considéré comme un "nombre de carrés" et le rapport ρ/e est nommé résistance par carré (R_s en Ω/\square).

Pour mesurer R_s , la méthode classiquement utilisée est la méthode 4 pointes (Figure II.11). Elle implique que e soit négligeable devant les autres dimensions. Quatre pointes alignées et positionnées 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.

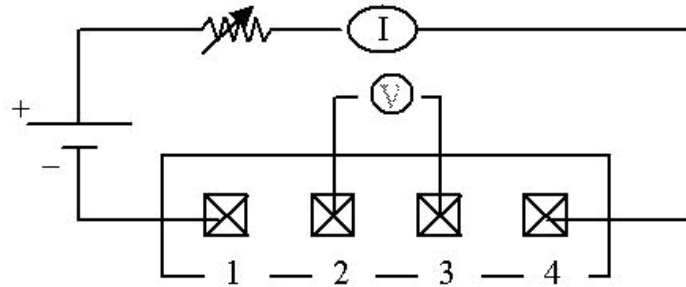


Figure II.11 : Schéma représentant les 4 pointes vues de dessus et la tension appliquée entre les pointes.

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

$$R = \frac{V}{I} = KR_s \quad (\text{II.3})$$

où K est un coefficient sans dimension caractéristique de la géométrie bidimensionnelle (forme des contours, position des contacts).

Avantages et limitations de la technique

La mesure de résistance carré est une technique rapide et très simple puisqu'elle mesure directement la couche implantée : aucun motif ni aucune métallisation n'est nécessaire. Pour les jonctions, e 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. Il est donc difficile de comparer des valeurs de résistance lorsque la profondeur de jonction n'est pas constante. Cependant, dans le cas du matériau polysilicium dopé et recuit préalablement par un Spike, la comparaison peut être réalisée pour différents échantillons ayant subi différents recuits laser car le profil est homogène dans l'épaisseur du film et indépendant des conditions appliquées lors du traitement laser. Cette mesure physique a l'avantage d'être en accord avec les résistances extraites des tests paramétriques sur composants. Néanmoins, cette technique reste qualitative car elle ne permet pas de quantifier directement le taux d'activation des dopants. En effet, la résistivité est donnée par l'expression :

$$\rho = \frac{1}{qn\mu} \quad (\text{II.4})$$

avec q la charge de l'électron, n la concentration de porteur et μ la mobilité de ces porteurs. Or la mobilité peut également varier notamment à cause de défauts structuraux, comme la présence de joints de grains (voir chapitre I).

En outre, la technique de résistance par carré est limitée pour la mesure des jonctions fines [55]. En effet, c'est une technique destructive du fait de la pénétration des pointes dans le matériau. La profondeur de pénétration dépend 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, la nécessité d'un bon contact ohmique limite la réduction de la pénétration de pointes. Une pénétration suffisante est nécessaire afin de s'affranchir de la rugosité de la surface ou d'un oxyde natif. Cependant, dans le cadre de l'étude de film de polysilicium avec les conditions de dopages et de recuits appliquées, les jonctions obtenues, supérieures à 30 nm, sont suffisamment épaisses pour s'affranchir de cette limitation

Conditions expérimentales pour l'étude de films de polysilicium

La technique de résistance par carré a été appliquée à la mesure de films de polysilicium ou de substrats de silicium cristallin dopés. L'outil utilisé est un équipement RS100 de KLA Tencor. La sonde a une masse de 100 g, le rayon de courbure de l'extrémité de chaque pointe est de 500 μm et les pointes sont espacées de 1 mm entre elles.

II.D.1.(b) Analyse des profils chimiques par la spectroscopie de masses d'ions secondaires

Principe de la technique

La spectroscopie de masses d'ions secondaires (*Secondary Ion Mass Spectroscopy* – SIMS) permet d'obtenir les profils de concentrations en profondeur des atomes [56]. Pour ce faire, un faisceau ionique, dit primaire, est focalisé à la surface de l'échantillon. Il provoque l'éjection des atomes présents en surface (Figure II.12). De ce fait, le faisceau primaire creuse progressivement un cratère à la surface de l'échantillon (taille du faisceau : 100x100 μm^2). 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 typiquement comprise entre 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.

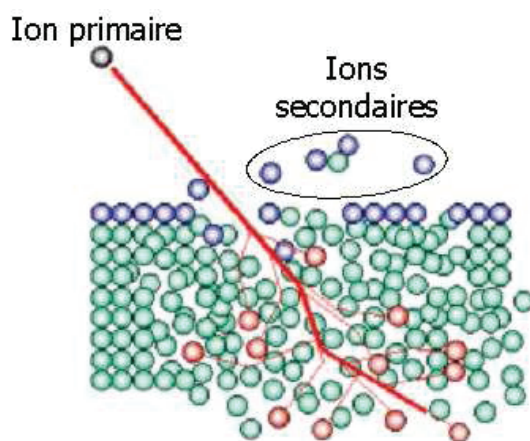


Figure II.12: Schéma de la collision des ions primaires avec le matériau provoquant la pulvérisation d'ions secondaires.

Le SIMS permet d'obtenir des détections limite d'éléments trace entre 1.10^{14} et 1.10^{16} at/cm³. 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 µm. Lorsque le faisceau primaire présente une énergie d'impact inférieure à 500 eV, la résolution en profondeur est de l'ordre de 1,5 nm/décade. Enfin, grâce à l'utilisation d'échantillons étalons, il est possible de réaliser des analyses locales de rapports isotopiques avec une précision de 0,01%.

Conditions expérimentales pour l'étude de films de polysilicium

Concernant l'étude de la redistribution des dopants dans des films de polysilicium, les analyses par SIMS sont réalisées par l'équipe de caractérisation physique à ST à l'aide d'un équipement Cameca *IMF WS-SC*. Pour chaque dopant, les conditions appliquées sont les suivantes :

- Bore, faisceau primaire O₂ à 2 keV,
- Germanium, faisceau primaire Cs à 1 keV,
- Phosphore, Arsenic et Carbone, faisceau primaire Cs à 2 keV.

La Figure II.13 présente un exemple de profil de concentration dans un film de polysilicium obtenu par SIMS. Deux recuits différents ont été réalisés sur un film de polysilicium de 80 nm d'épaisseur et implanté avec du phosphore : un recuit Spike à 1000°C et un recuit laser à 1233°C. Notons que le profil obtenu après un recuit Spike peut être considéré comme homogène dans l'épaisseur du polysilicium.

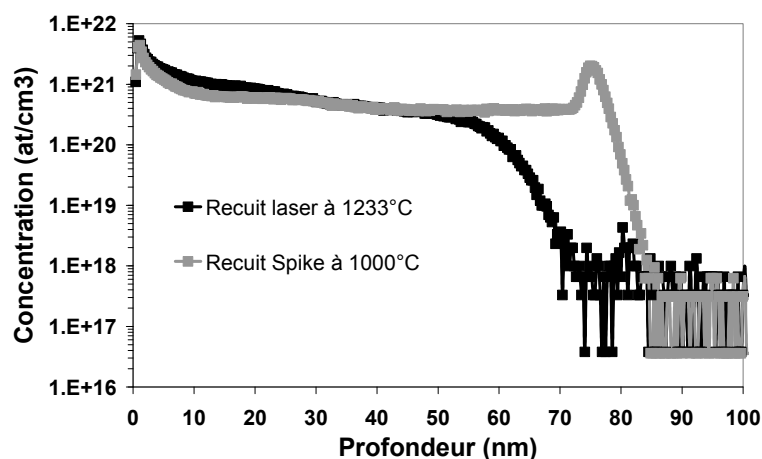


Figure II.13: Profil de concentration du phosphore en fonction de la profondeur de polysilicium obtenu par SIMS pour un recuit Spike à 1000°C et un recuit laser à 1233°C.

Le SIMS est la technique de référence pour obtenir la distribution en profondeur des éléments. Cependant, dans le cas de film de polysilicium, cette technique ne permet pas d'évaluer la répartition latérale des dopants (le SIMS fournit une concentration moyenne en épaisseur d'une surface de 100x100 μm^2 , très supérieure à la dimension des grains). La fraction de dopants présents dans les joints de grains doit donc être obtenue par d'autres méthodes.

II.D.2 Analyse de la structure

La partie C du premier chapitre a permis de mettre en évidence la contribution majeure de la structure du polysilicium sur la redistribution des dopants et sur la résistivité électrique. Les deux techniques employées pour caractériser la morphologie du polysilicium sont, ici, présentées : la diffraction des rayons X et la microscopie électronique en transmission.

II.D.2.(a) Diffraction des rayons X

Principe de la technique

La diffraction des rayons X (*X-Ray diffraction* – XRD) est principalement utilisée pour identifier les phases cristallines présentes dans un matériau et leurs orientations cristallines [57]. L'état cristallin est caractérisé par la répartition tri périodique dans l'espace d'un motif atomique. Cette répartition ordonnée constitue des plans parallèles et équidistants que l'on nomme plans réticulaires $\{h,k,l\}$. Les distances interréticulaires sont de l'ordre de 0.15 Å- 15 Å et dépendent de la disposition et du diamètre des atomes dans le réseau cristallin. Elles sont constantes, caractéristiques du cristal et peuvent être calculées grâce à la diffraction de rayons X. La diffraction est le résultat de l'interférence des ondes diffusées par chaque atome. Cette notion d'interférence prend toute son ampleur lorsque l'objet possède une structure périodique. La méthode générale consiste à irradier l'échantillon avec des rayons X monochromatiques, et à mesurer l'intensité des rayons X diffusés élastiquement dans une direction donnée. Les rayons X diffusés interfèrent entre eux, l'intensité présente donc des maxima dans certaines directions, on parle de phénomène de diffraction. Quand la loi de Bragg est satisfaite (équation II.5), l'interférence est constructive. 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 . La loi de Bragg, donnant les directions où les interférences sont constructives pour un matériau cristallin, est schématisée sur la Figure II.14.

$$2d_{hkl} \sin(\theta) = \lambda \quad (\text{II.5})$$

où d_{hkl} est la distance de deux plans réticulaires, θ est la moitié de la déviation, et λ est la longueur d'onde des rayons X.

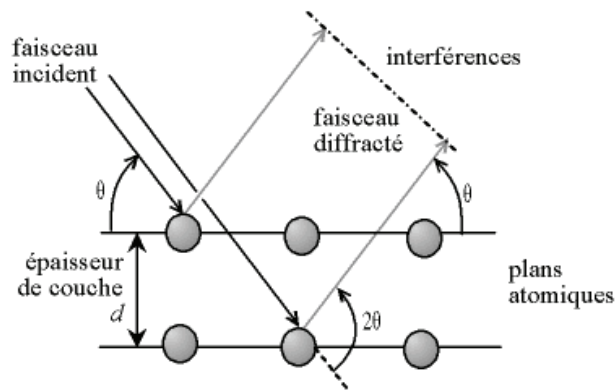


Figure II.14: Représentation schématique de la loi de Bragg donnant les directions où les interférences sont constructives pour un matériau cristallin.

Pour des matériaux poly-cristallins, la largeur à mi-hauteur B du pic de diffraction est reliée à la dimension moyenne L_g des grains par la relation de Scherrer [58] :

$$B = \frac{0.89\lambda}{L_g \cos \theta} \tag{II.6}$$

Conditions expérimentales pour l'étude de films de polysilicium

Le principe d'un diffractomètre à rayon X est présenté sur la Figure II.15(a). La Figure II.15(b) schématise le montage en mode θ - 2θ utilisé dans notre étude.

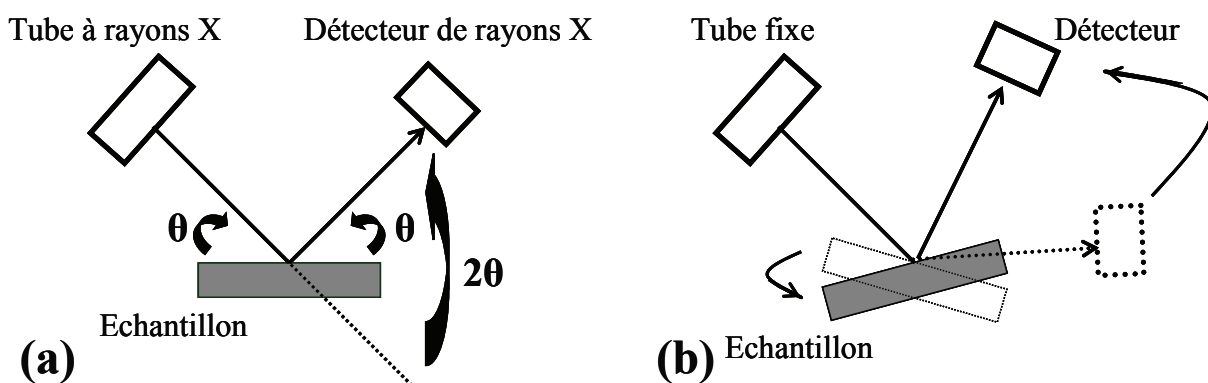


Figure II.15: (a) Schéma d'un diffractomètre à rayons X et (b) montage en mode θ - 2θ .

Concernant l'étude de films de polysilicium, les analyses XRD ont été effectuées, soit au Légi par F. Fillot, soit par la société Serma Technologie et selon les modes : θ - 2θ et 2θ -scan. Selon le

mode θ - 2θ , l'échantillon tourne autour de l'angle θ à la vitesse angulaire de $0,025^\circ$ en 5 secondes, l'ensemble de détection tourne autour du même axe à la vitesse de $0,05^\circ$ en 5 secondes. L'étendue angulaire de l'analyse est comprise entre 10° et 90° sur l'échelle 2θ . Ce mode permet d'obtenir les raies de diffraction des plans parallèles à la surface des grains des couches. En mode 2θ -scan, l'échantillon est fixe (aux angles de Bragg des raies 111 et 220 du silicium), le détecteur tourne autour de l'axe 2θ à la vitesse angulaire de 0.02° en 50 secondes. L'étendue angulaire de l'analyse est comprise entre 27° et 30° (échelle 2θ) pour le pic 111 et entre 45.9° et 48.9° pour le pic 220. C'est ce mode qui permet de déterminer la taille des cristallites de silicium dans la direction de l'épaisseur de la couche.

Un exemple de diagrammes obtenu en mode 2θ -scan pour deux échantillons de films de polysilicium est représenté sur la Figure II.14. Les deux diagrammes sont décalés en ordonnées pour une meilleure visibilité.

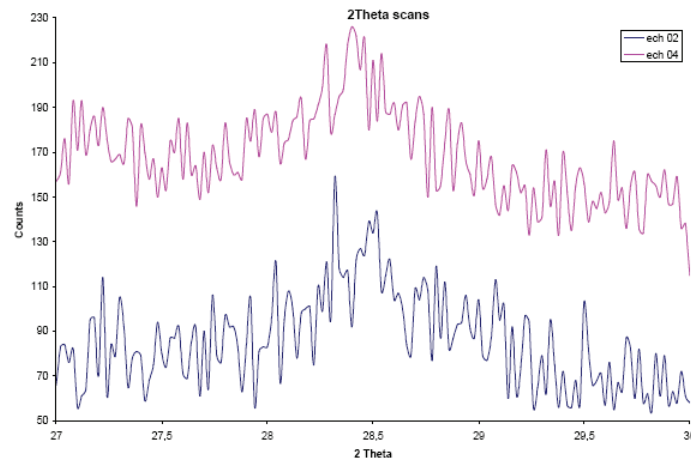


Figure II.16: Diagrammes de diffraction obtenus en mode 2θ -scan pour deux échantillons de films de polysilicium.

II.D.2.(b) Microscopie électronique en transmission

Le microscope électronique en transmission (*Transmission Electronic Microscope* - TEM) à haute résolution est un outil explorant la structure cristallographique et chimique de la matière solide à une échelle atomique ([46, 57]). La formation de l'image TEM résulte de l'interaction d'un faisceau monocinétique et parallèle avec les atomes de la cible. Le faisceau électronique traversant l'échantillon interagit avec les atomes constituant ce dernier et produit différentes sortes de rayonnement. Les différents types d'interactions entre le faisceau électronique incident et l'échantillon sont schématisés sur la Figure II.15. Les observations portent essentiellement sur le

faisceau transmis, mais l'analyse des rayonnements X émis apporte des mesures complémentaires sur la composition de l'échantillon. Il est également possible d'étudier les rayonnements émis de type électron secondaire, rétrodiffusé ou encore Auger.

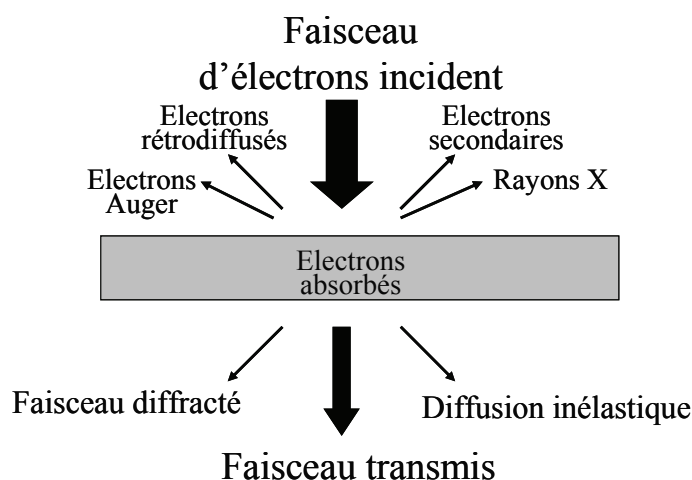


Figure II.17: Schéma des interactions entre le faisceau électronique incident et l'échantillon.

Les interactions sont de types électrostatiques. En effet, le faisceau incident traversant le champ local d'un atome est diffusé dans toutes les directions avec une intensité variant selon l'angle de déflexion et la nature chimique de l'atome. Concernant la microscopie électronique à transmission, l'information est véhiculée par les électrons transmis. Les faisceaux d'électrons recueillis à la sortie de l'objet sont constitués d'un faisceau transmis sans interaction, de faisceaux diffractés sans perte d'énergie (les électrons n'ayant subi, dans ce cas, que de collisions élastiques), et de faisceaux diffractés (les électrons ayant subi au moins une collision inélastique). Les informations ainsi recueillies sont d'ordre morphologique ou d'ordre structural (visualisation des défauts cristallins, de la nature cristalline...). Les analyses peuvent être réalisées sur des sections planes ou transverses de l'échantillon.

Nous avons donc utilisé cette technique afin d'obtenir des informations structurales sur les films de polysilicium (cf. chapitre IV). Le TEM permet d'obtenir des informations, notamment, sur : l'épaisseur de film, la structure du polysilicium (colonnaire ou non), l'épaisseur amorphisée après une implantation ou encore la taille de grain. Les analyses TEM ont été réalisées par l'équipe de caractérisation physique à ST.

II.D.3 Analyse des profils chimiques à l'échelle atomique

Nous avons pu remarquer que le SIMS ne permettait pas de différencier les fractions de concentrations de dopants présents dans les grains et dans les joints de grains. Or, ces fractions déterminent la diffusivité et la part de dopants électriquement actifs (voir Chapitre I). Deux techniques émergentes ont donc été utilisées pour l'étude de la ségrégation aux joints de grain : la spectroscopie par pertes d'énergie pour l'arsenic et la sonde atomique tomographique pour l'arsenic, le phosphore et le carbone.

II.D.3.(a) Spectroscopie par perte d'énergie des électrons

Principe de la technique

La spectroscopie par perte d'énergie des électrons (Electron Energy loss Spectroscopy - EELS), couplée avec un microscope électronique à balayage par transmission, permet d'obtenir des informations sur la composition chimique de l'objet observé [59, 60]. La spectroscopie des pertes d'énergie est une technique d'analyse dans laquelle le matériau étudié est exposé à un faisceau d'électrons dont l'énergie cinétique est située dans une plage relativement étroite. Certains de ces électrons seront soumis à des interactions inélastiques avec l'échantillon, ce qui signifie qu'ils perdront de l'énergie et que leurs trajectoires subiront une déflexion faible et aléatoire. Cette perte d'énergie peut être mesurée par un analyseur en énergie et interprétée, ce qui permettra finalement de donner des informations sur l'échantillon. Les ionisations par perte d'électrons de la couche interne sont particulièrement intéressantes pour identifier la composition élémentaire de l'échantillon. Par exemple, on pourrait trouver un grand nombre d'électrons subissant une perte d'énergie de 285 électron-volts car c'est précisément l'énergie nécessaire pour extraire un électron interne d'un atome de carbone.

Conditions expérimentales pour l'étude de films de polysilicium

Pour l'étude de la redistribution de l'arsenic dans des films de polysilicium par TEM EELS, les analyses sont réalisées par l'équipe de caractérisation physique à ST. Les détails expérimentaux sont similaires à ceux présentés par Servanton sur un transistor bipolaire [61]. Des lamelles de 50 nm d'épaisseur sont d'abord obtenues par FIB (pour *Focus Ion Beam*) et nettoyées à faible énergie (5 keV). Chaque lamelle est ensuite balayée par le faisceau STEM EELS à une énergie de 120 keV. Les

dimensions du faisceau sur la lamelle sont de $2 \times 2 \text{ nm}^2$, ce qui définit ainsi la résolution de la technique. Un balayage de la surface de l'échantillon à analyser permet d'obtenir une cartographie. Le spectre d'énergie perdue est ensuite collecté par une caméra CCD et analysé afin d'obtenir le ratio C_{As}/C_{Si} et la limite de sensibilité est de $0.1\% C_{As}$. L'analyse d'un échantillon de polysilicium est schématisée sur la Figure II.18(a). Un exemple cartographie 3D de l'arsenic dans un film de poly après un recuit laser est présenté sur la Figure II.18(b). Le STEM EELS permet l'étude de la ségrégation de l'arsenic aux joints de grains.

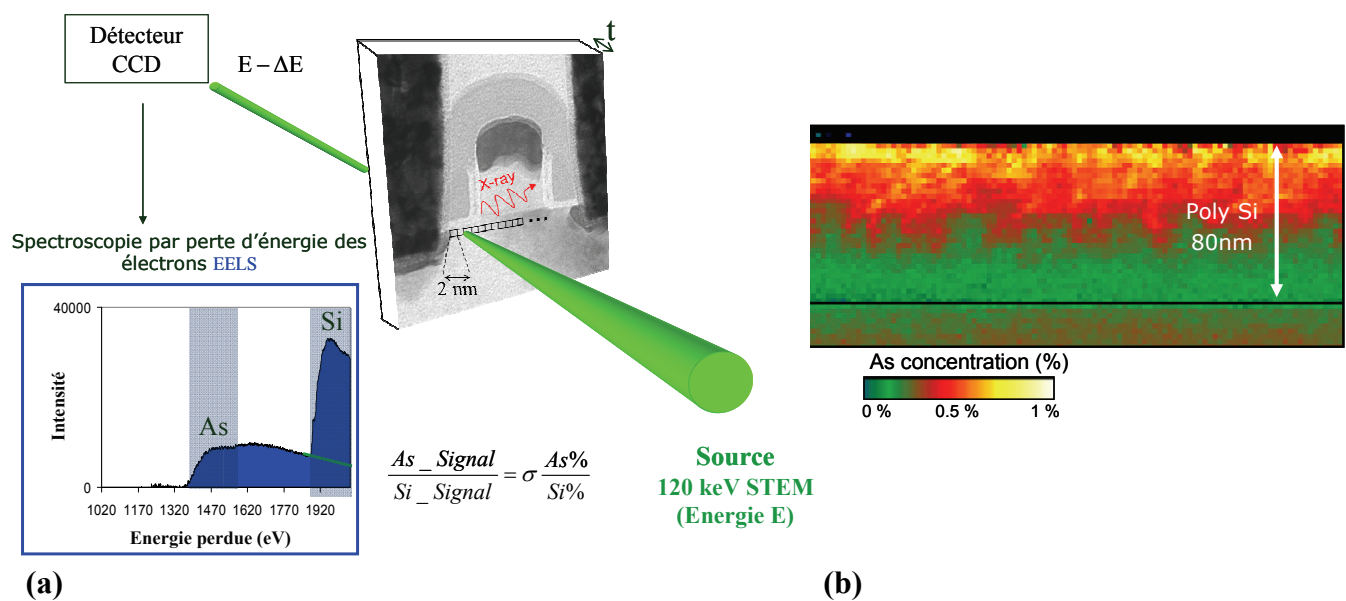


Figure II.18: (a) Schéma de principe de la technique STEM EELS appliquée à l'étude d'un film de polysilicium dopé à l'arsenic et (b) cartographie 3D de l'arsenic obtenue après un recuit laser.

Il est, pour le moment, possible de détecter uniquement l'arsenic avec cet instrument. En effet, l'arsenic présente un seuil de détection à 1323 eV proche de celui du silicium à 1839 eV. Par contre, les seuils du bore (188 eV) et celui du phosphore ($> 2000 \text{ eV}$) sont beaucoup plus éloignés, ce qui explique que la sensibilité pour ces éléments n'est pas bonne.

II.D.3.(b) Sonde Atomique Tomographique

Principe de la technique

La Sonde Atomique Tomographique (SAT) est une technique quantitative qui fournit une cartographie en trois dimensions des éléments chimiques à l'échelle atomique [62]. Initialement

réservée à l'analyse des métaux, des progrès rapides ont permis l'extension de cette technique à l'étude des matériaux semi-conducteurs et notamment à l'étude du polysilicium dopé [63]. Cette technique constitue plus qu'une alternative à l'analyse SIMS : c'est une avancée majeure en matière de caractérisation des matériaux.

Les échantillons sont d'abord gravés pour obtenir des plots. Les plots sont ensuite usinés en forme de pointe par FIB. Le rayon de la pointe varie de 50 à 150 nm sur une hauteur d'environ 100 μm . Une fois la pointe obtenue, les atomes sont évaporés et ionisés par effet de champ par impulsions laser d'une centaine de femtosecondes. Cette durée réduite permet de détacher les atomes de matériaux semi-conducteurs couche par couche. Il est nécessaire d'appliquer un champ très important (de quelques dizaines de V/nm), ce qui est facilité par la forme conique de l'échantillon qui permet d'augmenter la concentration du champ tout en réduisant la surface de conduction. Le taux d'ionisation provoqué par le laser femto seconde est de 100%. Entre chaque impulsion, les atomes sont collectés par un détecteur. Le temps de vol de l'atome permet de connaître son espèce chimique et la position sur le détecteur informe sur sa localisation initiale. En empilant les images en deux dimensions une cartographie en trois dimensions est obtenue, manipulable par traitement informatique. Le principe de fonctionnement de la sonde atomique est présenté dans la Figure II.19. La résolution, tant en profondeur que latérale, est d'environ 3 Å, ce qui garantit la localisation précise de chaque atome. Toutes les espèces chimiques sont détectables et la résolution en masse permet même de détecter l'évolution de marqueurs isotopiques.

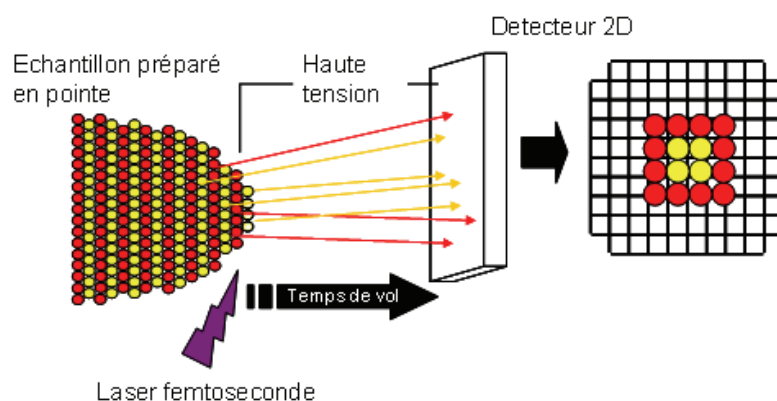


Figure II.19: Représentation schématique du principe de fonctionnement de la sonde atomique tomographique.

Conditions expérimentales pour l'étude de films de polysilicium.

Les études de films de polysilicium en SAT ont été réalisées en collaboration avec l'équipe de recherche en instrumentation scientifique du Groupe de Physique des Matériaux de Rouen [64]. Pour éviter la détérioration de la région d'intérêt pendant la préparation des échantillons, un film de

silicium amorphe est déposé par PECVD à basse température (200°C). Notons qu'un oxyde de 2 nm se forme entre cette couche protectrice et le substrat implanté de polysilicium. Des plots (6 µm de diamètre et 100 µm d'épaisseur) sont ensuite gravés par procédé Bosch [65] (gravure effectuée au laboratoire IEMN de Lille). Les plots sont finalement taillés en forme de pointe par FIB comme représenté sur la Figure II.20. Un nettoyage est ensuite réalisé à l'aide d'un faisceau de gallium à 2 keV.

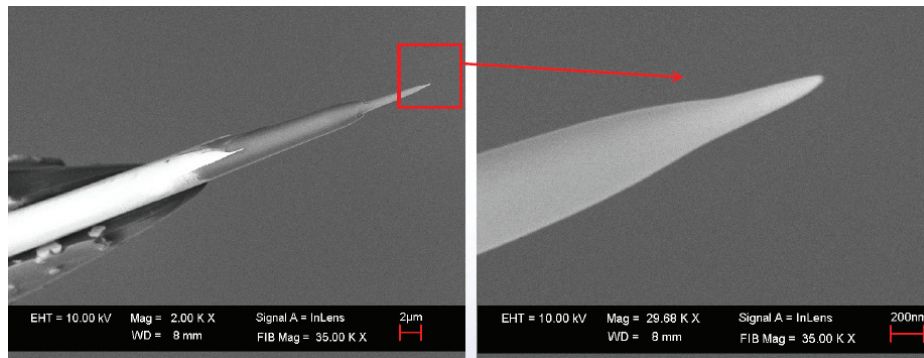


Figure II.20: Préparation d'un échantillon de polysilicium avant analyse par sonde atomique tomographique. La pointe est usinée en réduisant successivement son diamètre.

Pour les échantillons de polysilicium, un laser Ytterbium-dopé amplifié fonctionnant à une longueur d'ondes de 343 nm, avec une durée d'impulsion de 350 fs et une fréquence de pulse 100 kHz est utilisé. Pendant l'analyse, le plot est refroidi à une température de 50 K et l'énergie par impulsion est choisie pour obtenir un ratio $\text{Si}^{2+}/\text{Si}^+$ constant ($\sim 10/1$) pour la reproductibilité d'analyse. Un exemple de résultat est présenté sur la Figure II.21 où la concentration de phosphore est cartographiée dans un film de poly après un recuit Spike. L'avantage de la SAT est de pouvoir distinguer la fraction de dopants présents dans les joints de grains de celle dans les grains.

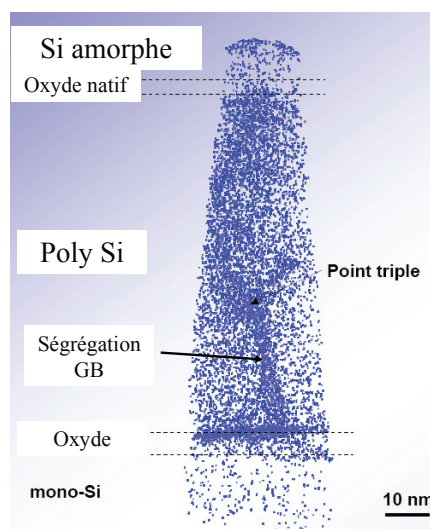


Figure II.21: Cartographie 3D du phosphore dans un film de poly Si recuit par procédé Spike.

II.E Conclusion du chapitre

Dans ce chapitre, les techniques expérimentales utilisées dans les deux prochains chapitres ont été détaillées. Les différents types de recuit, notamment le recuit laser milliseconde DSA, et leurs principales caractéristiques ont ainsi été présentées. Nous avons également développé les méthodes expérimentales permettant l'évaluation de la température atteinte lors du recuit laser. De plus, les conditions expérimentales de dépôts et d'implantation ioniques ont été précisées. Enfin, les modes de dépôts et de dopages des couches ainsi que les techniques de caractérisation des films de polysilicium après un traitement thermique ont également été décrits.

Nous avons pu voir que la mesure pyrométrique locale et directe de la température à l'échelle des structures CMOS, à la surface d'un substrat, lors du procédé laser n'est pas possible sur l'équipement Applied Material. En outre, d'autres méthodes, telles que la sonde de résistance poly, nécessitent des moyens coûteux, limitant ainsi le nombre de paramètres étudiables. Ces limitations rendent nécessaire le développement d'un outil de simulation adapté à l'étude des effets de motifs générés par recuit laser. Néanmoins, ces techniques expérimentales demeurent suffisamment précises pour valider le modèle de simulation en l'appliquant à l'étude de cas simples.

Concernant la caractérisation des films de polysilicium, nous avons pu voir les possibilités et les limitations de certaines méthodes de caractérisation. Des techniques telles que le STEM EELS ou la SAT ont l'avantage de permettre l'évaluation de l'influence des joints de grains et de la ségrégation par une cartographie chimique à l'échelle atomique alors que le SIMS ne le permet pas. Cependant, au-delà des limitations d'ordres techniques, il s'ajoute des limitations en temps d'analyses. En conséquence, ces techniques, dont la mise en œuvre est plus lourde à mettre en place, ne sont utilisées que sur quelques échantillons alors que le SIMS sera employé sur une gamme élargie d'expériences.

Chapitre III : La simulation du recuit laser et son application aux effets de motifs

Comme nous l'avons vu dans le chapitre II, le suivi exact et le contrôle direct de la température atteinte à la surface du substrat de silicium à l'échelle du transistor s'avèrent impossible en raison de la rapidité du procédé laser et de la complexité du dessin des motifs présents à la surface d'une plaque à l'étape du recuit. En effet, ces structures peuvent générer des dispersions locales de température sur des dimensions très petites, comme nous le verrons dans la partie III.C. Par ailleurs, l'étude de l'influence de ces dispersions locales sur les paramètres électriques est un procédé long et coûteux nécessitant notamment la création de structures dédiées, donc de nouveau réticules, permettant de relier les phénomènes physiques en jeu aux dispersions de température et leur influence électrique. La simulation numérique est donc un outil indispensable pour quantifier ces effets et pouvoir évaluer des solutions, puisqu'elle permet de prévoir la distribution de température pic à l'échelle du transistor et donc d'anticiper l'influence de ces variations sur les performances des dispositifs.

Ce troisième chapitre présente le modèle de simulation numérique développé pour prédire ces effets et son application à la quantification des dispersions d'absorptivité et de température. La première partie présente les phénomènes radiatifs et thermiques en jeu lors de l'interaction laser/silicium. Dans la seconde partie, nous développons le modèle optique et thermique du recuit laser, ainsi que les mesures expérimentales qui ont permis de le valider. Enfin, la dernière partie est dédiée à l'application du modèle à l'étude des effets de motifs et à la quantification précise des variations de température pic lors du procédé laser.

III.A. L'interaction laser/silicium

III.A.1 Le modèle radiatif

La propagation de l'onde émise par le laser est régie par les équations de Maxwell dans lesquelles le champ électromagnétique E et le champ magnétique H dans un milieu sont exprimés comme suit :

$$\varepsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = \nabla \times \vec{H} - \sigma \cdot \vec{E} \quad (\text{III.1})$$

$$\mu \frac{\partial \vec{H}}{\partial t} = -\nabla \times \vec{E} \quad (\text{III.2})$$

où ε , σ , et μ sont, respectivement, la permittivité, la conductivité et la perméabilité du milieu considéré.

Lors du recuit laser réalisé sur une puce de silicium à l'étape d'activation, la surface est composée de divers matériaux dont les dimensions sont inférieures à la longueur d'absorption. Ces matériaux possèdent en outre des propriétés optiques différentes du silicium. L'oxyde de silicium qui compose les tranchées de STI est notamment transparent à 808 nm. De plus, les dimensions de ces motifs sont aussi inférieures à la longueur d'onde du laser. Les propriétés radiatives sont donc modulées par deux phénomènes interférentiels, qui trouvent leur source dans le caractère ondulatoire de la lumière : les interférences multicouches et la diffraction. Ces effets modulent la fraction d'énergie absorbée à la surface du silicium. La réflectivité et l'absorption ne seront donc pas constantes dans l'axe du balayage du laser et dépendront du type et des dimensions des matériaux à la surface de la plaque. De plus, le flux absorbé pourra être localisé à divers endroits des empilements, dépendants des matériaux présents.

Les paramètres intervenant dans ces phénomènes peuvent être classés en trois catégories :

- Les propriétés de la source optique : la longueur d'onde (ou le spectre), la densité d'énergie, la polarisation et l'angle d'incidence.
- La géométrie (épaisseurs et largeurs) des différents motifs.
- Les indices optiques des matériaux considérés qui sont eux même fonction de la longueur d'onde et de la température.

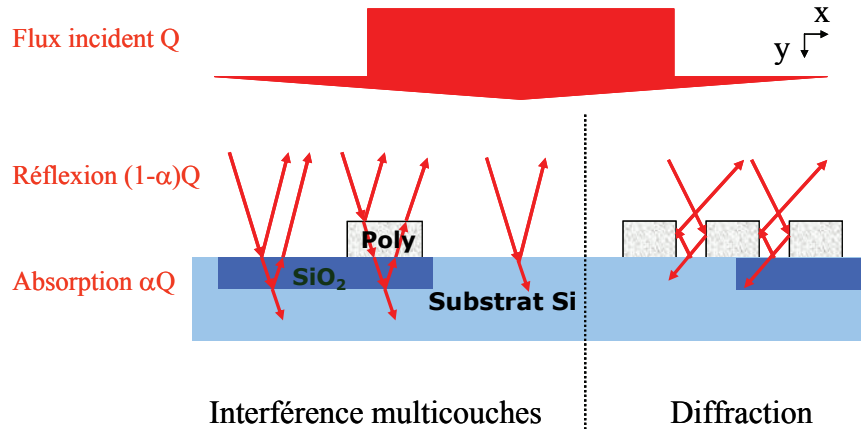


Figure III.1: Schéma du couplage optique entre la source laser et les motifs à la surface du silicium. Les interférences multicouches et la diffraction modulent les quantités d'énergie optique réfléchie et absorbée.

Les différents empilements présents à la surface des plaques peuvent générer des différences de flux optique laser absorbé du fait des différences de propriétés optiques des matériaux (notamment entre le silicium et l'oxyde de silicium). Ces effets d'empilement modifient ce qui est transmis et réfléchi à chaque interface ainsi que l'absorption dans chaque couche (voir Figure III.1). Les paramètres influant sur ces différences de flux absorbé sont les épaisseurs de couche, l'angle d'incidence du flux laser (incidence normale fixé pour le laser) et la polarisation du laser, ainsi que les propriétés optiques des matériaux. De plus, l'épaisseur des couches considérées pour le nœud C45 nm est de l'ordre de la longueur d'onde du laser de 808 nm. Il se produit donc des phénomènes d'interférences multicouches qui modulent le flux optique émis par le laser. Deux ondes avec un chemin optique différent généré par ces différentes réflexions/transmissions peuvent interférer entre elles modifiant ainsi l'absorptivité.

En plus des effets d'interférences générés par les empilements, la diffraction est elle aussi un phénomène interférentiel, induite pour sa part par les dimensions latérales des motifs sur la plaquette. La diffraction résulte du comportement des ondes lorsqu'elles rencontrent un obstacle (du même ordre de grandeur que la longueur d'onde) qui ne leur est pas complètement transparent. La Figure III.2 présente la diffraction de la lumière par une fente. L'image de diffraction présente des ordres dont le pic d'intensité est à l'ordre 0.

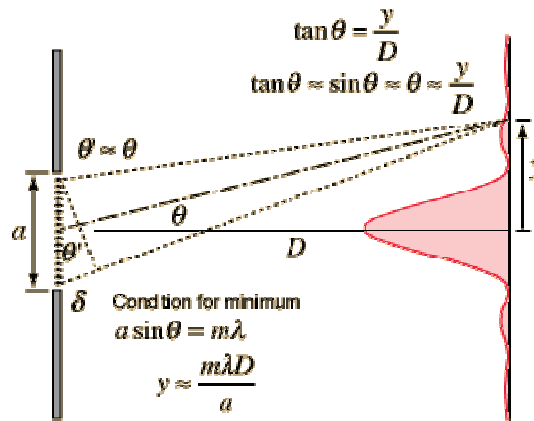


Figure III.2: Schéma de la diffraction de la lumière par une fente dans l'approximation de Fraunhofer (Source: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbase/HFrame.html>).

Dans le cas des motifs du nœud C45, l'air présent entre les grilles de poly silicium ou les tranchées de STI peuvent induire des effets diffractifs, l'air et/ou le STI agissant comme des pièges de lumière. En effet, l'air ou le STI affichant un comportement transparent et le silicium un comportement quasi-opaque, les rayons lumineux passant dans ces ouvertures vont être infléchis, modulant ainsi l'absorptivité. Les paramètres principaux pour la diffraction sont les épaisseurs et dimensions latérales des motifs, la direction, la polarisation et le spectre de l'onde incidente ainsi que les propriétés optiques des matériaux.

III.A.2 Le modèle thermique

III.A.2.(a) Transfert de chaleur par conduction thermique

Le modèle de transfert thermique dans un milieu soumis à une source de chaleur repose sur l'équation fondamentale de la chaleur. Cette équation détermine la température T en un point du matériau considéré en fonction du temps t et est décrite par l'équation III.3 :

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} - \nabla(k \nabla T) = Q \quad (\text{III.3})$$

où ρ , C et k sont, respectivement, la masse volumique (exprimée en kg.m^{-3}), la chaleur spécifique (en $\text{J.kg}^{-1}.\text{K}^{-1}$) et la conductivité thermique (en $\text{J.m}^{-1}.\text{K}^{-1}.\text{s}^{-1}$) du matériau. Q (en $\text{J.s}^{-1}.\text{m}^{-3}$) est le terme source définissant l'énergie absorbée dans le matériau.

La longueur fondamentale qui traduit la propagation de la chaleur par conduction d'une zone chaude vers une zone froide d'un milieu est la longueur de diffusion thermique L_d exprimée comme suit :

$$L_d = \sqrt{\frac{\kappa}{\rho C} t} \quad (\text{III.4})$$

Considérons le cas du recuit laser qui balaye la surface d'une plaquette suivant l'axe x avec une énergie pic I_0 . Le terme Q est l'énergie du laser absorbée par le silicium, décrite par une distribution gaussienne de l'intensité selon x , en accord avec la forme du faisceau laser détaillé dans le chapitre II, et est défini comme :

$$Q = I_0 e^{(-x^2 / \sigma^2)} f(y) \quad (\text{III.5})$$

Dans cette équation, I_0 est l'intensité pic absorbée par la plaquette et σ la largeur du faisceau dans l'axe x définie à $I_0 e^{-1}$. La fonction $f(y)$ décrit la variation d'énergie dans l'épaisseur du silicium, en tenant compte de l'absorption et du couplage optique entre les différents matériaux mis en jeu.

III.A.2.(b) Autres mécanismes de transfert de chaleur

Nous avons considéré dans l'équation III.3 que la conduction était le seul mode de transfert thermique mis en jeu dans la description de notre problème. Les deux autres modes de transfert sont la convection et le rayonnement thermique. Le recuit laser milliseconde atteignant des températures en dessous de point de fusion du silicium, les transferts par convection sont nuls. De plus, les pertes de chaleur par rayonnement d'un corps à la température T sont données par la loi de Stefan :

$$\phi = \varepsilon \sigma S T^4 \quad (\text{III.6})$$

Où ε est l'émissivité du corps, S la surface du corps porté à la température T et σ la constante de Planck égale à $5.67 \times 10^{-8} \text{ W.m}^{-2}.\text{K}^{-4}$.

La zone de silicium, chauffée à très haute température par le laser, va donc perdre de l'énergie par rayonnement et c'est par ce phénomène que la température est contrôlée par le pyromètre. Cependant, en considérant l'émissivité du silicium à 1200°C égale à 0.64, les pertes par rayonnement sont égales à $1.7 \times 10^5 \text{ W.m}^{-2}$. Par comparaison avec la puissance laser absorbée par le

silicium égale à environ $1 \times 10^9 \text{ W.m}^{-2}$, ces pertes peuvent être considérées comme négligeables car elles n'auront aucune influence sur la température atteinte. Les pertes par rayonnement ne seront donc pas prises en compte dans le modèle de simulation présenté dans la suite de l'étude.

Il a été également considéré que les échanges par conduction et convection avec l'air à la surface de la plaque n'ont pas d'incidence sur la température atteinte à la surface du substrat de silicium.

III.A.3 Propriétés optiques et thermiques

La simulation nécessite la connaissance des propriétés thermiques et optiques des matériaux en présence lors du recuit laser. Ces paramètres sont notamment dépendants de la température et il est nécessaire de connaître leurs évolutions à très hautes températures qui ne sont pas toujours parfaitement connues dans la littérature. De plus, ces caractéristiques vont également dépendre de nombreux facteurs tels que le mode de dépôt de ces matériaux, le niveau de dopage ou encore les bilans thermiques subis avant l'étape du recuit laser. Il sera donc précisé lorsque certaines hypothèses sont faites sur les paramètres physiques des matériaux.

Les différents matériaux en jeu lors du recuit laser sont:

- Le silicium cristallin qui compose le substrat et les jonctions actives du transistor,
- Le silicium poly cristallin pour les grilles des transistors,
- La couche de carbone absorbante,
- Le SiO_2 pour le STI (mais également le diélectrique de grille (SiON) et l'oxyde de la SMT,
- Le nitrure de silicium Si_3N_4 pour la couche SMT et les espaceurs.

III.A.3.(a) Propriétés thermiques

La conductivité thermique k , la chaleur spécifique C et la densité volumique d sont les paramètres intervenants dans l'équation de propagation de la chaleur.

L'évolution de la conductivité thermique du silicium cristallin a été étudiée par Glassenbrener [66] et la chaleur spécifique et la densité du silicium sont extraites de [67]. Les évolutions de la conductivité thermique et de la chaleur spécifique du silicium, retenues dans le modèle, sont tracées dans la Figure III.3 de 400 à 1400°C.

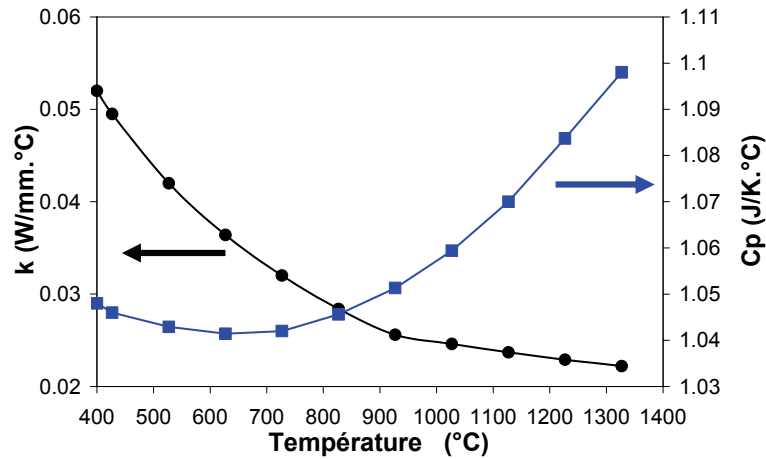


Figure III.3: La conductivité thermique [66] et la chaleur spécifique [67] du silicium cristallin entre 400 et 1300°C.

La présence de joints de grains dans le silicium polycristallin modifie la conductivité thermique par rapport aux valeurs dans le silicium cristallin. La littérature fournit des valeurs de conductivité du poly silicium égales à 20 à 25% de celle du silicium pour un poly silicium à grains fins [68] et de 50 à 85% pour du poly silicium en couche mince [69]. Cependant, ces valeurs ont été extraites à basse température et il n'existe pas de mesures expérimentales à très haute température. Par conséquent, les propriétés thermiques du poly silicium seront prises égales à celle du silicium dans notre modèle.

La conductivité thermique du Si_3N_4 est tirée de [70] alors que la chaleur spécifique et la densité sont des données internes ST.

Pour la couche de carbone amorphe, la conductivité thermique anisotroptique est fournie par l'équipementier Applied Material. La chaleur spécifique et la densité ont, quant à elles, été prises dans la littérature, en faisant l'hypothèse que les propriétés thermiques du carbone amorphe sont égales à celle du graphite [71].

Le tableau suivant résume les paramètres thermiques extraits de la littérature en fonction de la température de 450°C à 1412°C:

Paramètres thermiques	c-Si Poly-Si	SiO ₂	Si ₃ N ₄	CAC
Conductivité thermique (J/.s.m.K)	$-1.358 \times 10^{-5} T^2 + 5.72 \times 10^{-2} T - 73.085 + 62110 T^{-1}$	T < 1170 K : 1.005 + $1.298 \times 10^{-3} T$ T ≥ 1170 K : 2.512	1.2	200 (suivant x) 100 (suivant y)
Chaleur spécifique (J/Kg.K)	$694.9 \exp(2.375 \times 10^{-4} T)$	707 + 0.2987T	710	$2080 + 4.08 \cdot 10^{-2} T - 5937/T - 3.044 \cdot 10^8 / T^2$
Masse volumique (kg/m ³)	2320	2200	3290	2250
T° fusion (K)	1685	1923	2200	4300

Tableau. III.A : Les propriétés thermiques des matériaux en fonction de la température.

III.A.3.(b) Propriétés optiques

L'indice optique est un indice complexe exprimé comme :

$$n = n - i * k \quad (III.7)$$

Afin de comprendre l'influence des matériaux sur l'absorptivité des couches, il est nécessaire de connaître leurs indices optiques qui dépendent de :

- La composition physico-chimique (le mode de dépôt ou le dopage peuvent influencer l'indice optique),
- La longueur d'onde optique considérée,
- La température.
- Mais également la pression en cas de comportement biréfringent de certains matériaux.

Les constantes optiques du silicium à 808 nm considérées dans la suite de l'étude sont celles extraites du manuel du logiciel Rad Pro [72]. Les auteurs ont extrait et extrapolé à partir de la bibliographie les indices du silicium pour toutes les températures et longueur d'ondes. Rogne et Jellison ont notamment étudié le comportement en température des constantes optiques du silicium à 808 nm [73, 74]. Li donne également un état de l'art concernant les indices optiques du silicium en fonction de la longueur d'onde et de la température [75].

Les études de Schuman [76] ont également démontré l'augmentation du coefficient d'extinction avec le dopage. Cependant, la faible épaisseur de silicium fortement dopé dans le nœud C45 nm par rapport à la profondeur d'absorption du faisceau laser, nous a amené à négliger cet effet, son impact sur l'absorptivité globale étant faible. Cette hypothèse est cohérente avec les résultats de Jennings et *al.* qui ont déjà démontré, par des simulations du procédé laser DSA, que le niveau de dopage avait une influence négligeable sur le profil de température [28]. Les indices du silicium cristallin retenus dans la suite de l'étude sont présentés Figure III.4.

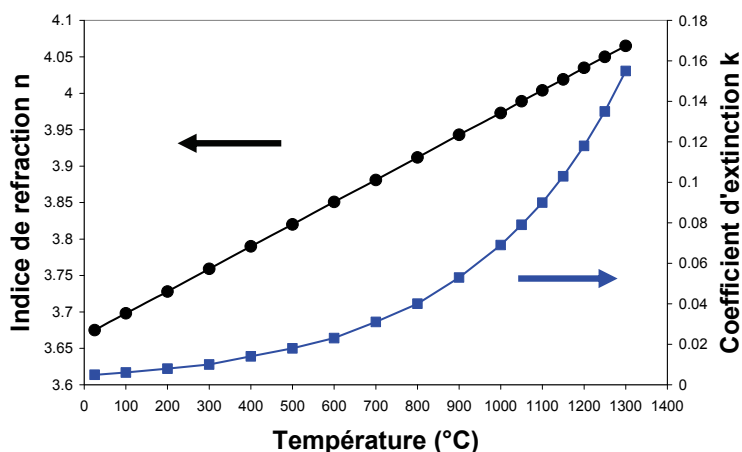


Figure III.4: Indice de réfraction et coefficient d'extinction du silicium cristallin à 808 nm entre 25 et 1300°, extraits de [72].

En raison de la présence de joints de grains dans le poly silicium, les constantes optiques diffèrent de celles du silicium cristallin. De plus, les indices du poly silicium dépendent sensiblement du mode de procédé de dépôt, de son temps et de sa température [77, 78]. En raison du manque de données bibliographiques, l'approximation que les indices du poly silicium sont égaux à ceux du silicium cristallin a été faite. Cependant, dans le cas d'un dépôt de poly silicium LPCVD à 620°C similaire à celui utilisé dans la technologie CMOS 45 nm, cette approximation montre une bonne corrélation avec les indices optiques du silicium cristallin pour une longueur d'onde de 808 nm [79, 80].

D'après [81], les indices optiques du SiO_2 et du Si_3N_4 ne dépendent pas de la température et sont égaux, respectivement, à $n = 1.453$ et 2.009 .

Concernant la couche de carbone amorphe, les propriétés optiques ont été fournies par l'équipementier AMAT avec un indice complexe constant en température égale à $1.92625 - i \cdot 0.37$

Les indices optiques à 808 nm des matériaux présents à la surface d'une plaque lors du recuit laser sont résumés dans le Tableau III.B.

Matériau	c-Si Poly-Si	SiO ₂	Si ₃ N ₄	CAC
Indice optique n à λ= 808 nm	$(3 \times 10^{-4} * T + 3.67) - i * (1 \times 10^{-3} * T^3 - 9 \times 10^{-8} * T^2 + 5 \times 10^{-5} * T + 0.0022)$	1.45	2.009	1.93 -i*0.37

Tableau III.B: Indices optiques complexes des matériaux.

III.A.4 Application à un cas simple : les transferts radiatif et thermique sur un substrat de silicium

Considérons le cas d'un substrat de silicium de largeur considérée comme infinie et irradié par le laser milliseconde de façon à atteindre 1200°C, pour un temps d'interaction de 1 ms. L'interaction lumière/matière est schématisée dans la figure suivante :

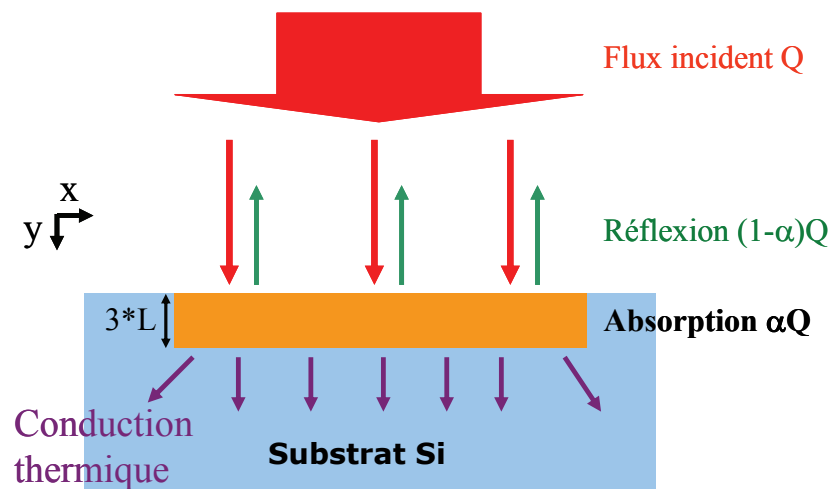


Figure III.5: Schéma de l'interaction laser/matière dans un substrat de silicium.

La longueur de diffusion thermique dans le silicium est alors de 100 μm d'après l'équation III.4 et l'indice optique complexe du silicium est égal à $4.027 - i * 0.11$ (cf tableau III.II) à cette température.

A l'interface air/silicium, une fraction R (la réflectivité du silicium) du flux incident optique Q va être réfléchié suivant la loi de Fresnel-Descartes. Cette réflectivité est donnée par la relation suivante :

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \quad (\text{III.8})$$

Soit $R=0.36$ dans le cas du silicium à 1200°C et $\lambda= 808\text{nm}$.

L'autre fraction ($1-R= 0.64$) va se propager dans le silicium et sera absorbée suivant une loi de B er-Lambert en $e^{-y/L}$, où L est la longueur d'absorption optique définie par $\lambda/4\pi.k$. A 1200°C et à $\lambda= 808 \text{ nm}$, la longueur d'absorption optique du silicium est égale à $0.5 \mu\text{m}$. On peut donc estimer que 95% du flux est absorbé sur une épaisseur de $3*L$, soit $1.5 \mu\text{m}$. Cette longueur est nettement inférieure à l'épaisseur du substrat de silicium de $700 \mu\text{m}$. Il n'y a donc aucune transmission optique à travers le substrat qui absorbe la totalité du flux optique entrant.

A partir de ces calculs, le terme Q de l'équation 1, représentant l'énergie optique absorbée lors du balayage laser peut être simplement exprimé par :

$$Q = (1 - R) \frac{I_0}{L} e^{(-x^2 / \sigma^2)} e^{-\frac{y}{L}} \quad (\text{III.9})$$

Dans le cas d'un milieu absorbant, unique et homogène le long de l'axe de balayage laser, la modélisation est assez simple puisque l'équation de la chaleur suffit à résoudre entièrement l'interaction lumière/matière. Cependant, la présence de matériaux de dimensions et de propriétés différentes à la surface du substrat de silicium modifie sensiblement le terme source et nécessite l'utilisation de logiciels dédiés aux calculs interférométriques.

III.B. La simulation numérique par éléments finis

Tout d'abord, il a été choisi de réaliser les simulations optiques en 2D. D'une part, la 2D était suffisante pour comprendre et quantifier la plupart des phénomènes mis en jeu dans le cas de réseaux diffractifs et les interférences multicouches sont un phénomène bidimensionnel. D'autre part, la 2D, comparée à la 3D, présente des avantages au niveau numérique : les temps de préparation et de calculs de la simulation sont sensiblement plus courts, ce qui permet d'aller plus loin dans la quantification de tous les effets.

III.B.1 Modèle radiatif

III.B.1.(a) Méthodes de calculs interférentiels

La quantification des variations d'absorptivité à la surface d'une plaquette est essentielle pour estimer les variations de température atteintes lors du recuit laser. Il existe plusieurs méthodes analytiques ou numériques permettant de calculer les équations de Maxwell pour obtenir l'absorptivité d'empilements avec ou sans diffraction.

Calcul dans le cas d'interférences multicouches

- Pour les calculs lors d'interférences multicouches, des logiciels de calculs analytiques par méthode matricielle de transfert existent et permettent de calculer les absorptivités et émissivités lors de recuits optiques [82-84]. Cette méthode est basée sur le fait que, selon les équations de Maxwell, il existe des conditions de continuité simples pour le champ électrique et/ou magnétique à l'interface entre deux milieux. Par suite, si on connaît le champ au début d'une couche, le champ à la fin de la couche peut être obtenu à partir d'une opération matricielle simple. Un empilement de couches peut alors être représenté comme une matrice de système, qui est le produit des matrices de chaque couche. La géométrie considérée pour le calcul matriciel d'une structure composée de plusieurs couches d'indices optiques n et d'épaisseurs d est affichée sur la Figure III.6.

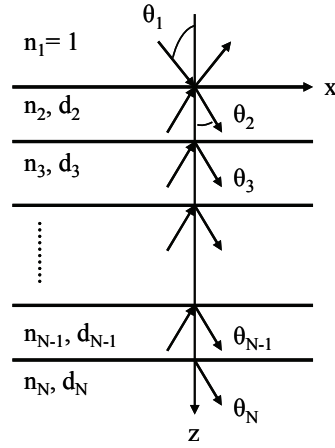


Figure III.6: Géométrie considérée pour le calcul matriciel d'une structure composée de plusieurs couches d'indices optiques n et d'épaisseurs d .

Pour le $j^{\text{ème}}$ milieu, l'indice optique complexe est $n_j = n_j + i^*k_j$ et l'épaisseur est d_j (voir Figure III.X). Il est assumé que $n_1 = 1$; c'est-à-dire que le milieu supérieur est l'air, dont les propriétés optiques sont considérées égales à celles du vide. L'onde électromagnétique du premier milieu (l'air) possède un angle d'incidence θ_1 et est réfléchié ou transmise dans les couches suivantes. En supposant que le champ électrique dans le $j^{\text{ème}}$ milieu est une somme des ondes provenant des couches supérieures et inférieures dans la direction z , le champ électrique E_j dans la couche j peut être exprimé par l'équation suivante :

$$E_j = (A_j e^{i v_{jz} (z - z_{j-1})} + B_j e^{-v_{jz} (z - z_{j-1})}) e^{(i v_x - i \omega t)}, \quad j = 2, 3, \dots, N \quad (\text{III.10})$$

où A_j et B_j sont les amplitudes des ondes z_j provenant, respectivement, des couches supérieures et inférieures dans la couche j . La fréquence angulaire est ω et v_x et v_{jz} sont les composantes parallèle et perpendiculaire du vecteur d'onde. Le détail du calcul des amplitudes A_j et B_j est donné par Zhang [53].

L'étape finale de la méthode est la conversion de la matrice du système en coefficients de réflexion R et de transmission T et d'absorptivité α , donnés, respectivement, par :

$$R = \frac{B_1 B_1^*}{A_1^2} \quad (\text{III.11a})$$

$$T = \frac{\text{Re}(n_N \cos \theta_n) A_N A_N^*}{n_1 \cos \theta_1 A_1^2} \quad (\text{III.11b})$$

et $\alpha = 1 - R - T$ (III.11c)

Le logiciel *Rad-Pro* [72] utilise cette méthode. Ce logiciel permet le calcul des propriétés radiatives de plaques de silicium en présence de couches minces dans les gammes de longueur d'ondes, de températures et de concentrations de dopants des recuits RTP comme le Spike ou le laser. Cependant, cette méthode ne permet pas de prendre en compte les effets diffractifs. De plus, ce type de résolution ne permet pas de calculer la localisation du flux absorbé.

- Des calculs numériques de l'absorptivité ont déjà été obtenus par Bianco et *al.* [85]. Les équations de Maxwell sont ici résolues par une méthode par éléments finis. Il est possible d'obtenir par cette méthode, la valeur de l'absorptivité mais aussi la localisation de l'absorption. De plus, cela rend possible le couplage de la résolution du champ électromagnétique avec la résolution du champ thermique.

Calcul dans le cas de la diffraction

- Concernant le calcul de la diffraction, trois méthodes existent. La première est une méthode analytique appelée RCWA (pour *Rigorous Coupled-Wave Analysis*). Cette méthode calcule la solution des équations de Maxwell pour des réseaux périodiques. C'est une méthode matricielle décomposant la permittivité des milieux en séries de Fourier : [86, 87]. Des logiciels comme *Unigit* ou *Gratings Solver* permettent de calculer l'absorptivité dans le cas de réseaux périodiques diffractifs.
- La deuxième méthode est appelée EMF (pour *Effective Medium Theory*) [88]. Elle ne s'applique que pour les structures très inférieures à la longueur d'onde car cette méthode a pour hypothèse que tous les ordres diffractifs sont négligeables hormis l'ordre 0. Elle propose une loi de mélange des permittivités optiques de deux matériaux constituant le réseau de diffraction (l'air et le polysilicium, par exemple), ce qui permet ensuite de traiter le réseau comme une couche homogène et d'appliquer les calculs multicouches décrits précédemment. Cependant, les résultats montrent une divergence par rapport aux autres méthodes dans certains cas où la longueur d'absorption optique est plus petite que l'épaisseur du milieu considéré [89].

- La troisième méthode est la résolution numérique des équations de Maxwell par éléments finis qui permet de calculer le champ électromagnétique et l'absorption en tout point ainsi que l'absorptivité globale des motifs [89]. Des logiciels comme *Comsol Multiphysics* de Comsol [85] ou *Sentaurus Device* de Synopsys [90] possèdent des modules de résolution des équations de Maxwell, ce qui simplifie la programmation.

C'est cette dernière méthode qui a été retenue pour modéliser et quantifier les effets optiques lors du recuit laser avec le logiciel *Comsol V3.3* et son module *RF*. Cette boîte à outil permet de :

- de calculer les champs électriques et magnétiques en 2D voir en 3D,
- de prendre en compte les interférences multi couches et diffractives. Il est même possible de calculer l'absorptivité dans le cas de la superposition de deux réseaux diffractifs (notamment un réseau Poly/Air sur un réseau STI/Si),
- d'obtenir en tout point l'absorptivité ainsi que la localisation de l'absorption,
- d'appliquer le modèle au cas du recuit Spike (en y ajoutant le spectre poly chromatique émis par les lampes et l'émissivité),
- le module peut être couplé avec le module *Heat Transfer* afin d'obtenir le champ thermique et la température en tout point. Enfin, c'est avec le même logiciel que sont calculées, avec des simplifications, les distributions de températures sur une puce.

III.B.1.(b) Modèle développé avec *Comsol Multiphysics*

Le module RF de *Comsol* résout numériquement les problèmes de champs électromagnétiques pour un large panel d'application. Il a donc fallu dans un premier temps adapter ces outils proposés à la situation du recuit laser.

De plus, il fallait prendre en compte la polarisation circulaire du laser DSA. La polarisation est un paramètre important car elle détermine dans quelle proportion le flux optique se propage soit par le champ électrique, soit par le champ magnétique. Pour une polarisation circulaire, la direction du champ électrique est perpendiculaire à celle du champ magnétique. Toutes deux sont elles mêmes perpendiculaires au sens de propagation du laser. De plus, l'amplitude des deux champs est la même. L'absorptivité peut donc s'exprimer comme :

$$\alpha = \frac{\alpha_{TE} + \alpha_{TM}}{2} \quad (\text{III.12})$$

Où α_{TE} est l'absorptivité pour le champ électrique noté TE et α_{TM} celle pour le champ magnétique noté TM. Mais les champs électriques et magnétiques présentent un comportement différents en présence de motifs diffractifs ; α_{TE} et α_{TM} n'affichent donc pas la même valeur (dans le cas d'un calcul d'interférence multicouches, $\alpha_{TE} = \alpha_{TM}$, ce qui simplifie les calculs pour obtenir la valeur de α).

Comme les champs électriques et magnétiques sont perpendiculaires au sens de propagation, la physique à simuler est intrinsèquement tridimensionnelle. Cependant, il est possible d'obtenir l'absorptivité totale en deux dimensions par une double simulation en résolvant à la fois l'amplitude du champ électrique variant dans le plan (x,y) et l'amplitude du champ magnétique variant dans le plan (x,y). Le calcul des absorptions pour ces deux simulations permet d'obtenir l'absorptivité par l'équation III.12. Les conditions appliquées dans la simulation pour les modes TE et TM sont schématisées dans la Figure III.7.

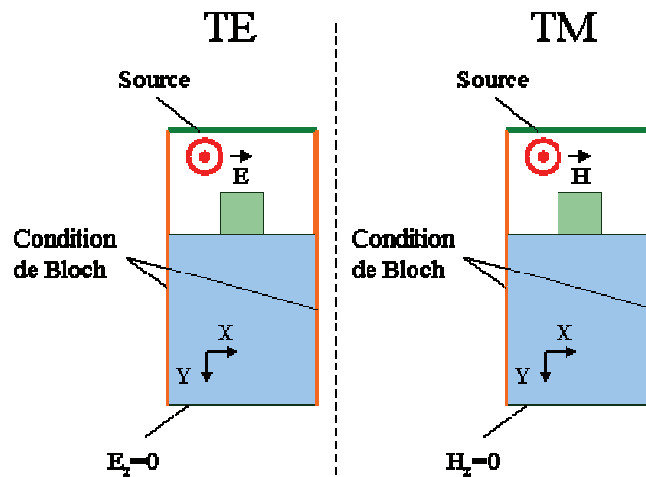


Figure III.7: Schémas des deux calculs optiques 2D TE et TM pour des motifs diffractifs.

III.B.1.(c) Simulation d'un cas simple : diffraction par un trou

Nous allons maintenant présenter un cas simple dans le cadre de la diffraction : la diffraction par un trou unique. Cette étude permettra d'un part d'expliquer les possibilités du modèle mais aussi de mettre en évidence les phénomènes de diffraction lorsque des motifs possèdent des dimensions du même ordre que la longueur d'onde du laser DSA.

Pour cela, le recuit laser a été simulé pour un trou de 400 nm et une épaisseur de 80 nm équivalant à un espacement de 400 nm entre deux grilles de silicium poly cristallin de largeurs considérées infinies. Les résultats sont comparés à un recuit effectué sur un substrat sans motifs en pleine plaque. La longueur d'onde du champ électromagnétique est 808 nm, l'indice optique du silicium étant pris à 1175°C et celui de l'air fixé à 1. Les géométries considérées sont schématisées sur la Figure III.8.

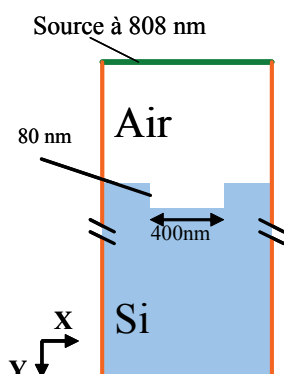


Figure III.8: Schémas des géométries considérées pour la modélisation de la diffraction par une tranchée d'air dans du silicium.

Les champs électriques obtenus pour le silicium sans motifs et pour la fente de 400 nm sont présentés sur la Figure III.9. Dans le cas du substrat de silicium (Figure III.9(a)), le champ électrique ne varie qu'en profondeur alors qu'il est constant dans l'axe x, respectant ainsi la symétrie du système. Lorsque que le champ électrique rencontre une fente, le champ électrique est infléchi des deux cotés de la courbe (Figure III.9(b)). Les mêmes observations peuvent être faites avec le champ magnétique.

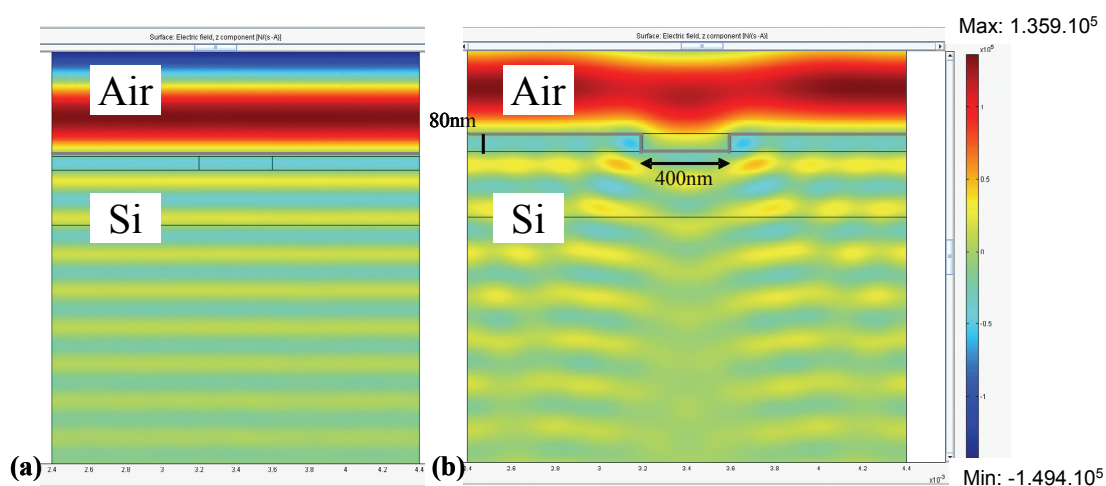


Figure III.9: Champs électriques simulés pour (a) un substrat de silicium et pour (b) une tranchée d'air dans du silicium.

De plus, il est possible avec le logiciel de calculer la norme du champ électromagnétique en sortie du système, c'est-à-dire une image de l'intensité réfléchi. Par exemple, la Figure III.10 montre la norme du champ électrique réfléchi par la fente suivant l'axe x. Nous pouvons observer les différents ordres de diffraction. Plus l'ordre est petit, plus l'intensité y est concentrée.

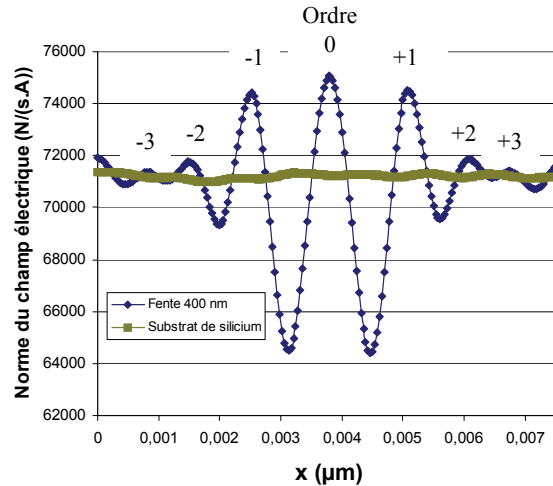


Figure III.10: La norme du champ électrique réfléchi par le système fente/silicium comparée à un substrat de silicium. Les ordres de diffraction sont clairement visibles.

Enfin, il est possible d'obtenir la quantité de flux absorbé dans le silicium. La Figure III.11(a) montre la densité d'énergie surfacique absorbée par du silicium. Sur les figures III.11(b) et III.11(c) sont représentées les densités d'énergie surfacique absorbées par le champ électrique et le champ magnétique en présence d'une fente de largeur 400 nm. Ces figures montrent une élévation de la densité d'énergie absorbée en présence d'une fente diffractive, comparativement au silicium nu. Le calcul de l'absorptivité donne un résultat de 0.634 pour le silicium. Pour une fente de 400 nm entourée de part et d'autre de 800nm de silicium, α_{TE} est égale à 0.687 et α_{TM} à 0.748, soit une absorptivité totale égale à 0.72. L'absorptivité augmente donc de 14% en présence d'une fente d'air de 80 nm d'épaisseur et de 400 nm de largeur comparée à du silicium sans motif. Nous pouvons remarquer que la densité d'énergie surfacique présente, localement, des valeurs maximales plus fortes pour le champ TE que pour le champ TM. Cependant, c'est l'intégrale de cette énergie sur toute la surface de silicium qui est calculée pour obtenir l'absorptivité, qui est, cette fois ci, plus forte pour le champ TM que le champ TE.

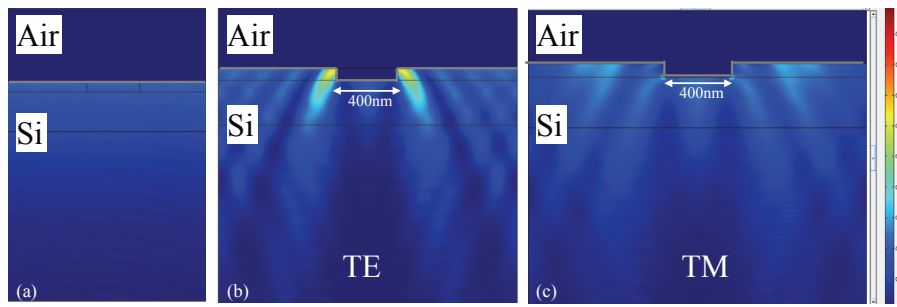


Figure III.11: Densité d'énergie unitaire absorbée par (a) un substrat de silicium et par une tranchée d'air dans du silicium pour le mode TE (b) et le mode TM (c).

III.B.1.(d) Validation du modèle

Comparaison avec la méthode matricielle de transfert pour les interférences multicouches :

Le modèle numérique par résolution des équations de Maxwell a d'abord été comparé avec la méthode matricielle de transfert à l'aide du logiciel *Rad-Pro*. Il est à noter que les indices optiques retenus pour les deux modèles sont identiques. Une température de 1200°C et une longueur d'onde de 808 nm ont été considérées et différents empilements ont été comparés: des structures pleines plaques similaires à des empilements type C45 nm tels qu'une plaque de silicium (E1), un film de 80 nm de polysilicium déposé soit sur un substrat de silicium recouvert d'un oxyde de grille de 5 nm (E2), soit sur une couche de STI de 300 nm d'épaisseur (E3) et une couche de nitrure de silicium de 35 nm d'épaisseur sur 80 nm de polysilicium avec (E4) ou sans couche de STI (E5). Les schémas des différents empilements sont affichés sur la figure suivante :

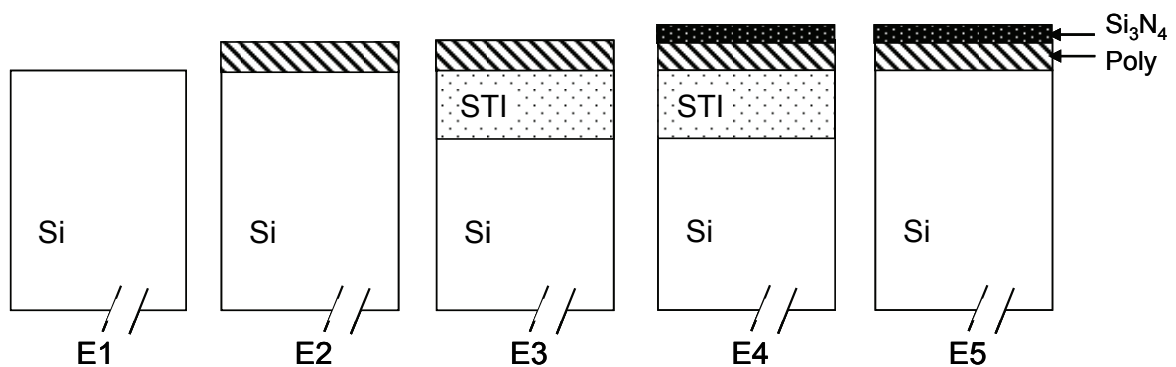


Figure. III.12: Schéma de différents empilements pour les calculs d'absorptivité calculés par la méthode matricielle de transfert et par la simulation numérique.

Les résultats des absorptivités calculées par les deux méthodes sont comparés sur la Figure III.13. Une corrélation linéaire est observée entre les deux méthodes avec une régression linéaire donnant une valeur de R-carré égale à 1 ; ce qui valide le modèle développé sous *Comsol* pour le

calcul des interférences multicouches.

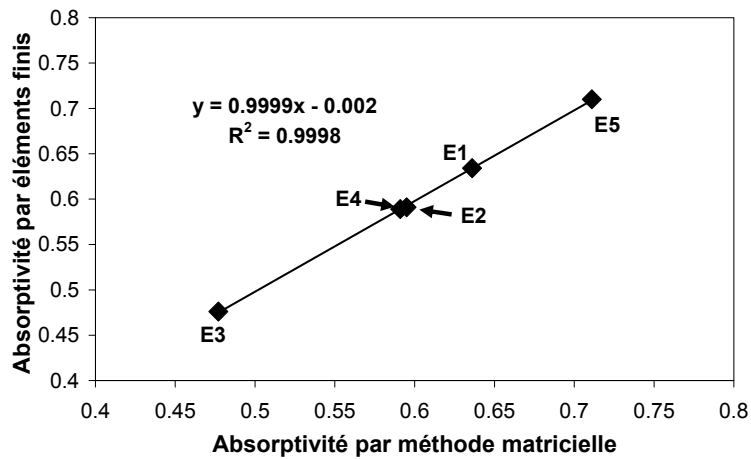


Figure III.13: Comparaison des absorptivités à 1200°C calculées par la méthode matricielle de transfert et par la simulation numérique pour différents empilements typiques du nœud CMOS 45nm.

Comparaison avec la littérature pour la diffraction :

Le modèle développé a été également comparé aux résultats publiés par Fu et al. [89]. Les auteurs ont étudié les variations d’absorptivité induites par des réseaux diffractifs similaires à des structures type CMOS avancé lors d’un recuit Flash. Les calculs ont, entre autre, été réalisés par simulation 2D par éléments finis, tout comme le modèle développé avec *Comsol*. Ils ont notamment étudié des réseaux poly/air sur substrat de silicium et des réseaux silicium/tranchées de SiO₂. Le spectre des lampes Flash est compris entre 200 et 1000 nm et les lampes émettent dans tout le demi-espace.

Nous avons donc réalisé des simulations à 800 nm, à angle d’incidence normale et à 910°C pour différents types de réseaux, récapitulés dans le tableau III.C.

Réseau STI/Si			Réseau Poly/Air		
Numéro	Largeur Si (nm)	Largeur STI (nm)	Numéro	Largeur Poly (nm)	Largeur Air (nm)
1	20	20	1	30	30
2	60	20	2	30	90
3	180	20	3	30	270
4	380	20	4	30	570
5	50	50			
6	150	50			

Tableau III.C: Dimensions des réseaux STI/Active et poly-Si/Air simulé avec *Comsol* et comparé avec les résultats de Fu et al. [89].

Les valeurs simulées par *Comsol* de l'absorptivité des champs électrique et magnétique sont comparées avec les résultats obtenus dans la publication par éléments finis : sur la Figure III.14(a) pour le réseau STI/Active et sur la Figure III.14(b) pour le cas du réseau Poly/Air. Les résultats obtenus par les deux méthodes, quelques soient la polarisation et le type de réseau simulés, sont identiques.

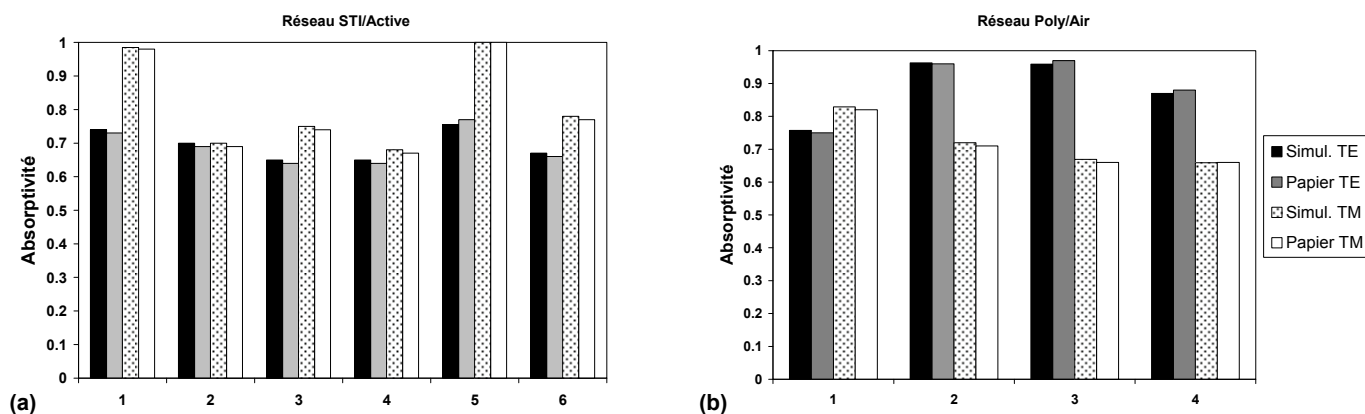


Figure III.14: Comparaison des absorptivités TE et TM entre la simulation avec *Comsol* et *Fu et al.* [89] sur (a) un réseau STI/Active sur un substrat de silicium en fonction de six dimensions de réseau STI/Active et sur (b) sur un réseau Poly/Air en fonction de quatre dimensions de réseau Poly/Air.

Comparaison avec des mesures de réflectométrie sur des tranchées de silicium :

Le calcul d'absorptivité de réseaux de silicium a également été comparé avec des mesures de réflectométrie obtenues sur des échantillons fabriqués à Crolles.

Pour ce faire, des réseaux de tranchées de silicium de différentes dimensions ont été réalisés par photolithographie Ebeam et une gravure selon un procédé de type STI. Le schéma des tranchées, d'une profondeur de 300 nm, ainsi que les différentes largeurs de silicium b et espacement a étudiés sont donnés sur la Figure III.15.

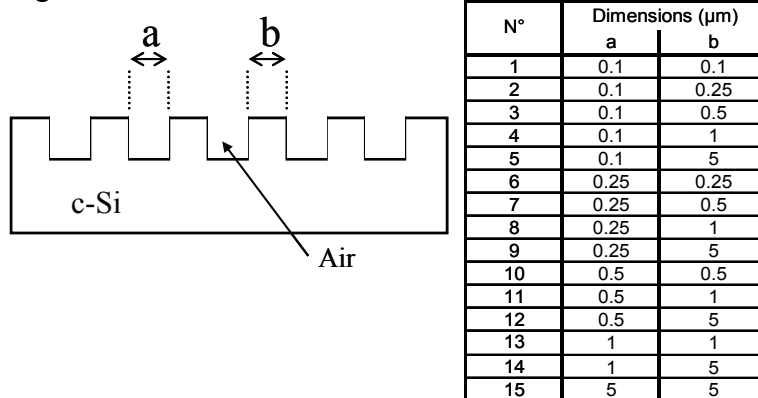


Figure III.15: Schéma d'un réseau de tranchées de silicium d'une épaisseur de 300 nm réalisé par Ebeam et tableau des largeurs et espacements des 15 réseaux.

Les mêmes structures ont été simulées en 2D en prenant l'indice optique du silicium à 25°C et une longueur d'onde de 800nm. La Figure III.16 présente la comparaison entre la mesure de réflectométrie et la valeur d'absorptivité donnée par les simulations pour les 15 réseaux :

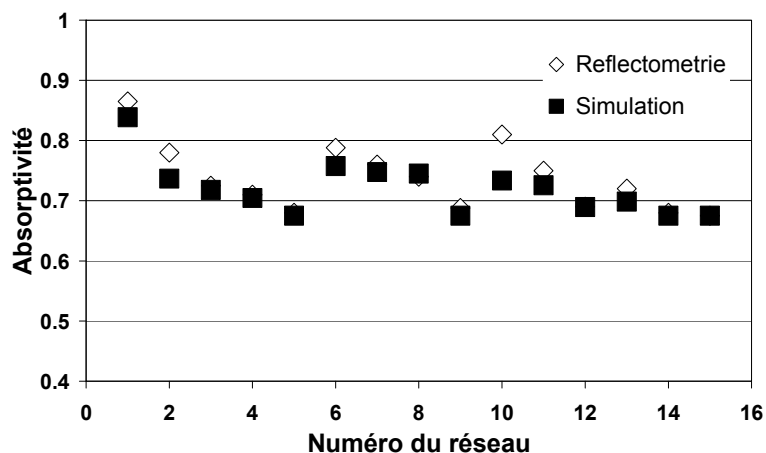


Figure III.16: Comparaison des absorptivités à 25°C et $\lambda = 800$ nm mesurées par réflectométrie et obtenues par simulation pour les 15 réseaux de tranchées de silicium.

En comparant les deux méthodes, nous pouvons constater une bonne corrélation (la valeur de R^2 est égale à 0.88). Les mêmes tendances sont observées par les deux méthodes pour les réseaux ne diffractant pas et ceux qui diffractent et dont l'absorptivité augmente. Néanmoins, nous pouvons remarquer que la valeur simulée est toujours inférieure à celle mesurée et que cet écart dépend des dimensions des réseaux. Une variation d'absorptivité jusqu'à 9% entre les deux méthodes est observée sur le réseau n°10. L'explication tient dans le fait que la mesure par réflectométrie sous-évalue la réflectivité réelle car le récepteur optique n'est pas assez large pour capter tous les ordres de diffraction. En effet, nous avons expliqué que dans le cadre de la diffraction, la réflectivité d'un réseau est un phénomène avec des ordres qui s'étalent dans l'espace et que cet étalement de l'énergie réfléchi entre les ordres de diffraction dépend des géométries du réseau.

Nous pouvons observer que les différents réseaux ne répondent pas de la même manière en termes d'absorptivité. Les réseaux qui possèdent des largeurs et/ou des espacements grands (devant la longueur d'onde de la mesure : 800 nm) présentent une absorptivité égale à celle du silicium pleine plaque à 25°C, c'est-à-dire 0.67. C'est le cas des réseaux 5, 9, 12, 14 et 15. Pour ces réseaux, la diffraction est négligeable. Les réseaux de largeurs et d'espacement petits (inférieurs ou égaux 800 nm) affichent une absorptivité supérieure à celle du silicium sans motifs. Les effets diffractifs ont, dans ce cas, un impact significatif sur l'absorptivité. Cette absorptivité dépend à la fois de l'espacement et des largeurs des tranchées et peut atteindre jusqu'à 0.88 pour le réseau n°1.

La comparaison des résultats d'absorptivités simulées par le modèle développé avec *Comsol* avec l'état de l'art concernant deux méthodes de calcul (approche matricielle et élément finis) et par mesure directe de réflectométrie, et cela pour une large variété d'empilements et de réseaux de dimensions différentes, nous permet de valider le modèle optique développé. Par la suite, le modèle optique peut être utilisé en le conjuguant avec le modèle thermique afin de pouvoir évaluer précisément la dispersion de température induite par les effets de motifs.

III.B.2 Modèle thermique

III.B.2.(a) Description du modèle thermique

Le modèle thermique a été développé sous *Comsol V.3.3*. à l'aide du module de transfert de chaleur HT (pour Heat transfer). Ce module permet de décrire tout les mécanismes de transfert thermique : conduction, radiation et convection. Comme nous l'avons vu dans la section A, le transfert par conduction suffit à décrire notre problème. Afin de prendre en compte le balayage laser à la surface de la plaque, l'équation III.5 de la section A.1.a peut s'exprimer comme suit :

$$Q = I_0 e^{-(x-vt)^2 / \sigma^2} f(y) \quad (\text{III.13})$$

où v est la vitesse de balayage du laser et t le temps.

A $t=0$, le substrat est à la température de la plaque chauffante alors que le laser commence son balayage à la surface de la plaque. Il y a donc une période transitoire pendant laquelle la surface du substrat monte progressivement en température jusqu'à atteindre une température de pic stable. Cette période transitoire, estimée par simulation à environ 1.5 ms, nécessite donc une dimension latérale dans le modèle d'au moins un millimètre.

Concernant l'épaisseur de substrat considérée dans le modèle, nous avons vu que la longueur de diffusion pour le recuit milliseconde est de l'ordre de 100 μm . Une épaisseur d'environ 300 μm est donc suffisante pour décrire le problème en considérant que le reste du substrat est à une température constante égale à celle de la plaque chauffante.

Le modèle thermique développé et les conditions aux limites appliquées sont schématisés sur la Figure III.17.

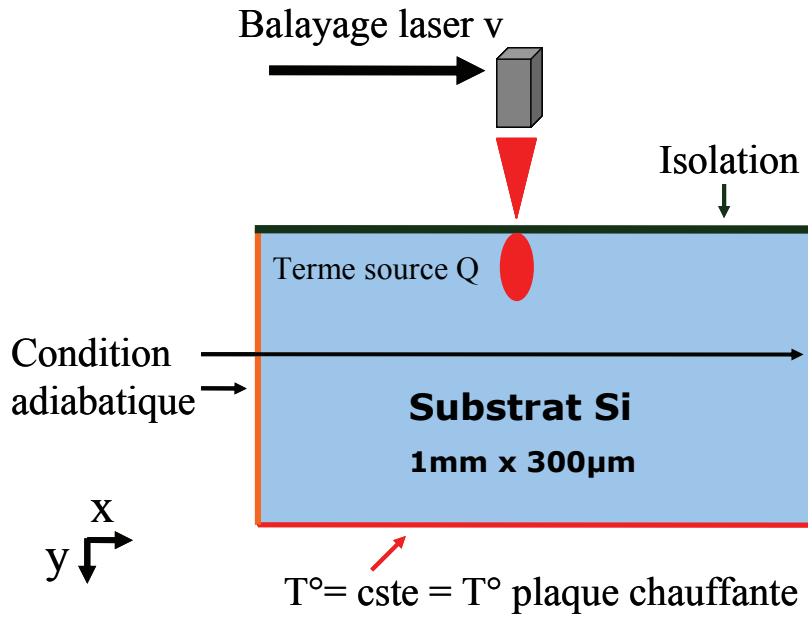


Figure III.17: Schéma du modèle thermique transitoire implémenté dans le logiciel Comsol afin de simuler le champ de température sur une plaque de silicium lors du balayage du laser milliseconde.

Nous avons vu, dans la section III.A, que l'expression du terme source Q dans l'équation de la chaleur dépend du type d'absorption (dans un matériau monolithique ou constitué de plusieurs couches). Deux méthodes ont donc été implémentées afin de décrire le problème : une méthode pour simuler le cas d'une absorption dans un matériau unique et une méthode plus complexe afin de prendre en compte l'absorption du faisceau laser dans plusieurs matériaux.

Le modèle thermique dans le cas d'une absorption dans un matériau unique.

Dans le cas d'une absorption du faisceau laser dans une seule couche à la surface de la plaque, l'expression du terme source comme décrit dans l'équation III.9 de la section III.A.4 est suffisante pour exprimer l'absorption et la réflexion optique dans le modèle thermique. Le modèle purement thermique suffit donc à décrire totalement le champ de température en fonction du temps et le terme source est exprimé selon l'équation III.14 :

$$Q = (1 - R) \frac{I_0}{L} e^{-(x - vt)^2 / \sigma^2} e^{-\frac{y}{L}} \quad (\text{III.14})$$

III.B.2.(b) Modélisation et calibration du modèle thermique sur substrat de silicium

Les premières simulations ont été réalisées sur un substrat de silicium afin de valider le modèle, d'étudier l'influence des paramètres du laser et de le calibrer avec des mesures de température sur des plaquettes de silicium. Sur les plaquettes de silicium, la couche de carbone est déposée à la surface du silicium et a donc été prise en compte dans la simulation. La couche absorbante a été optimisée en épaisseur afin que la totalité de l'énergie optique du laser y soit absorbée et que la transmittivité soit négligeable. Le procédé de recuit laser en présence de la couche absorbante peut donc être considéré comme un problème transitoire purement thermique en exprimant le terme source de l'équation III.10 en fonction de la réflectivité R et de la longueur d'absorption L calculées à partir de l'indice optique de la couche de carbone absorbante.

Profil de température à la surface du silicium

Un exemple de profil de température ainsi calculé lors du recuit laser est présenté sur la Figure III.18. Nous pouvons observer sur la Figure III.18(a) que la zone portée à très haute température est localisée à la surface de la plaquette alors que la température de la majeure partie du substrat de silicium reste à la température initiale de 450°C . De plus, les isothermes de température montrent l'asymétrie du profil de température généré par le balayage du laser. Comme le montre la Figure III.18(b), la température pic de 1087°C à la surface du silicium est atteinte en moins d'une milliseconde et la rampe maximale de montée en température est de l'ordre de 10^6 $^{\circ}\text{C}/\text{s}$.

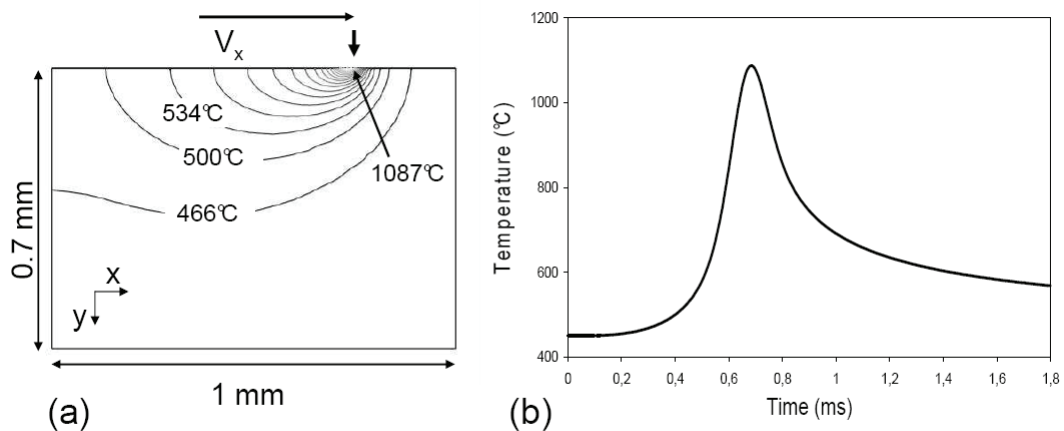


Figure III.18: Le profil de température simulé lors du recuit laser: (a) à un temps fixé en fonction de x et y et (b) à un point fixé à la surface du silicium en fonction du temps.

Influence des paramètres laser

L'influence des paramètres du laser (puissance, vitesse de balayage et température du support chauffant) sur la température a été étudiée dans la gamme de température de 1000 à 1300°C. La figure III.19 présente l'évolution de la température à la surface du silicium en fonction de l'évolution de l'un des paramètres (puissance, température du support ou vitesse de balayage) en conservant les deux autres paramètres constants dans la gamme de température de 1000 à 1200°C.

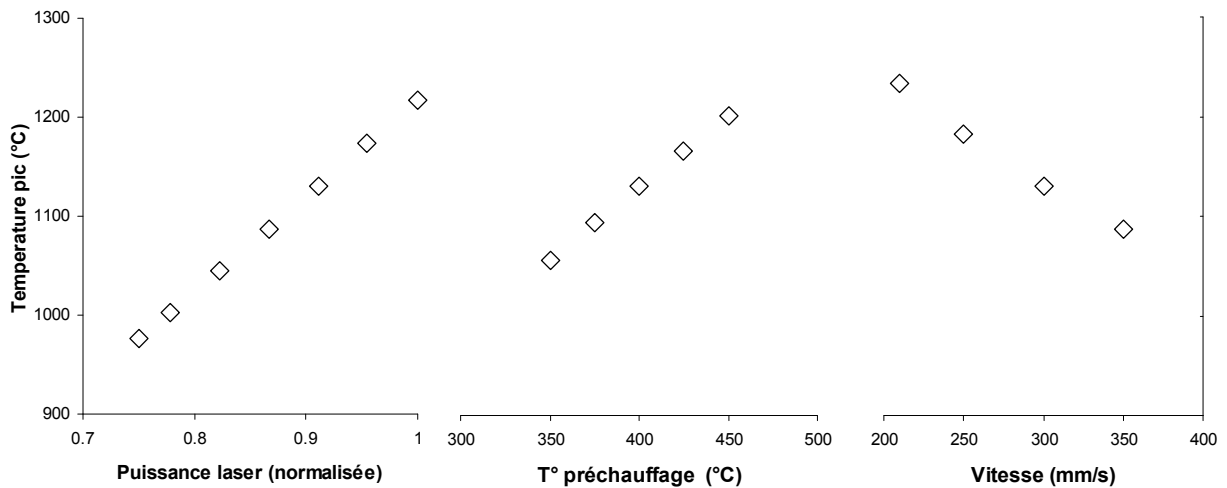


Figure III.19: La température pic simulée atteinte à la surface du silicium en fonction de la puissance du laser, de la température de la plaque chauffante ou de la vitesse de balayage.

Dans cette gamme de température, l'évolution de la température peut être considérée comme linéaire avec la puissance laser et la température du support chauffant alors que ce n'est pas le cas avec la vitesse de balayage du laser. Afin d'expliquer cela, nous assumons que le volume de silicium chauffé reste relativement constant avec une variation de puissance laser, contrairement à une modification de la vitesse de balayage qui modifie sensiblement la longueur de diffusion thermique.

Si le volume chauffé reste constant, l'équation de la chaleur (équation III.3) peut se simplifier comme suit :

$$\rho C \frac{\partial T}{\partial t} = Q \quad (\text{III.15})$$

Sachant que la variation temporelle de température d'un point du silicium peut être assimilée au premier ordre, dans le cas du recuit laser, à une fonction créneau de durée égale au temps de recuit τ , l'équation III.15 devient :

$$\rho C \frac{T}{\tau} = Q \quad (\text{III.16})$$

Cette équation assure le comportement linéaire de la température avec le terme source à volume constant. En revanche, si le volume varie, la solution de l'équation de la chaleur est du second ordre.

Pour vérifier cela, nous avons effectué des calculs analytiques en 1D dans l'épaisseur du silicium considérant que l'épaisseur chauffée de silicium est égale à la longueur de diffusion thermique L_d . La variation de L_d en fonction des paramètres du procédé est étudiée dans deux cas sur une gamme de température de 1100 à 1300°C. Dans le premier cas, nous considérons une variation de puissance et donc de température avec un temps d'interaction fixé à 0.25 ms. L'épaisseur chauffée est calculée par l'équation III.4 en considérant la dépendance en température des paramètres thermiques du silicium. La profondeur chauffée normalisée en fonction de la puissance laser est tracée sur la Figure III.20(a). On observe que la variation d'épaisseur chauffée varie de 6% sur cette gamme de puissance laser. Dans le deuxième cas, l'épaisseur chauffée est calculée à partir de l'expression de L_d en considérant la dépendance en température des paramètres thermiques et l'évolution du temps d'interaction, conséquence de la modification de la vitesse de balayage du laser. Nous observons ici que la variation d'épaisseur chauffée varie de 25% sur la plage étudiée de vitesse (Figure III.20(b)).

Il apparaît donc qu'une variation de la puissance du laser affecte peu le volume de silicium chauffé. Par conséquent, la température sera directement proportionnelle à la puissance. Au contraire, l'épaisseur chauffée dépend sensiblement de la vitesse de balayage, expliquant ainsi la variation non linéaire de la température atteinte avec la vitesse.

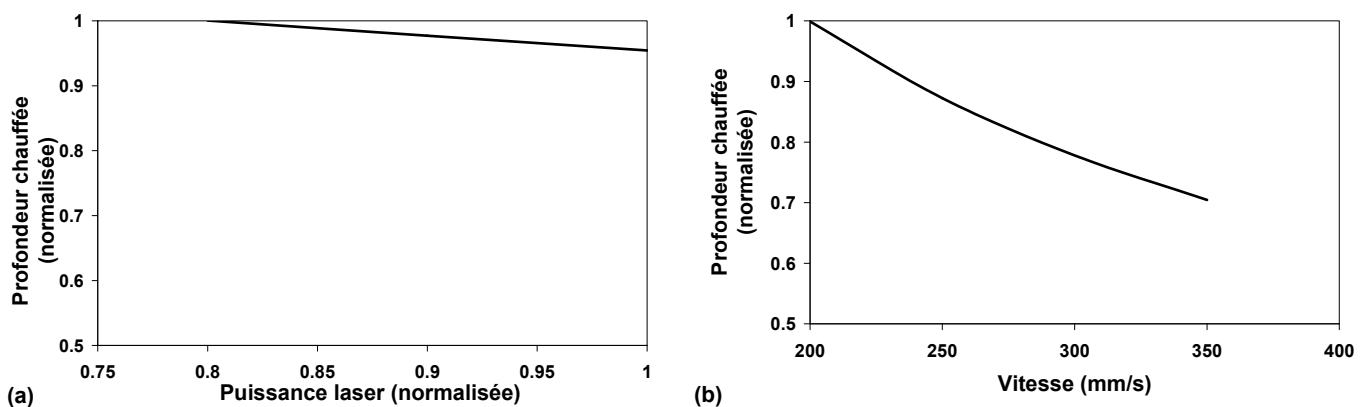


Figure III.20: Le volume de silicium chauffé (normalisé) lors du recuit laser en fonction de (a) la puissance du laser et (b) la vitesse de balayage.

Calibration du modèle

Afin de valider le modèle par élément finis, une plaquette de silicium a été balayée par le laser avec différents paramètres de puissance, vitesse de balayage et température de préchauffage afin d'atteindre des températures pic à la surface de 1050 à 1300°C. Pendant le procédé laser, la température a été collectée par le pyromètre calibré décrit dans le chapitre II, section B.1.A. En parallèle, la variation de ces paramètres a été simulée et la comparaison des températures obtenues par le pyromètre et par simulation est détaillée sur la Figure III.21. Nous pouvons observer une bonne corrélation entre les deux méthodes, indiquant ainsi une bonne calibration de la simulation.

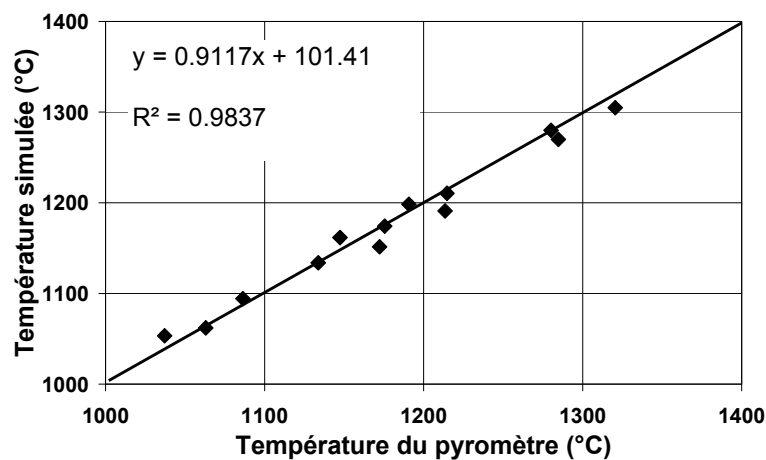


Figure III.21: Comparaison des températures simulées et mesurées par un pyromètre sur un substrat de silicium pour différents paramètres de recuit laser.

III.B.2.(c) Modélisation sur un transistor type CMOS 45 nm

La Figure III.22 montre le champ de température dans un transistor type CMOS C45 balayé par le laser milliseconde en présence de la couche absorbante. Le transistor est composé d'une grille de polysilicium d'une largeur de 45 nm et d'épaisseur 80 nm encapsulé par les espaceurs, sur un substrat de silicium avec deux tranchées de d'isolation de SiO₂ de 300 nm d'épaisseur. Le transistor est recouvert par une bicouche de SiO₂ et Si₃N₄ utilisée pour contraindre la grille et par la couche absorbante.

On observe que la température pic atteint près de 1100°C et les variations de température ne dépassent pas 3°C entre les zones fortement dopées du transistor (grille, canal et source du transistor) : la structure est bien plus petite que la longueur de diffusion thermique. On considère donc que la température est homogène à l'échelle du transistor dans ce qui suit.

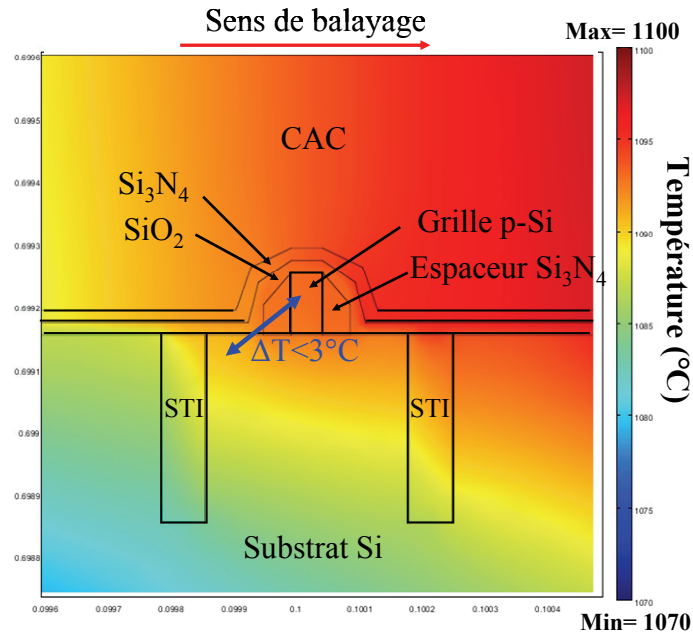


Figure III.22: Champ de température dans un transistor de type MOSFET 45 nm pendant le balayage de laser milliseconde.

III.B.3 Modèle radiatif et thermique

Lorsque l'absorption du flux optique se produit dans plusieurs empilements ou motifs le long du balayage laser, nous avons vu qu'il est nécessaire de faire appel au module optique de *Comsol* afin de calculer la fraction et la localisation du flux laser absorbé à la surface de la plaque. L'intérêt d'utiliser ce logiciel est de pouvoir coupler plusieurs modèles physiques. Cependant, cet appel à plusieurs modules du logiciel pour une résolution multi-physique, couplée et transitoire peut considérablement augmenter le temps de simulation.

Afin de simplifier cette résolution, la dépendance en température de l'indice optique du silicium a été étudiée. Pour cela, l'absorptivité de différents empilements (identiques à ceux présentés sur la Figure III.12) de 450 à 1450°C a été calculée par la méthode matricielle de transfert à l'aide du logiciel *Rad-Pro* et les résultats sont présentés dans la Figure III.23. Les absorptivités varient très peu en fonction de la température et ce, quelque soit l'empilement considéré. La variation d'absorptivité maximale sur cette gamme de température est obtenue pour l'empilement 4 et est égale à 8%. De plus, cette variation est inférieure à 6% sur la gamme de température du recuit laser de 1000 à 1400°C. Ce résultat permet de faire l'hypothèse que de choisir un indice optique constant pour le silicium n'affectera pas les résultats sur la quantité de flux optique absorbé et donc, sur le champ de température obtenu.

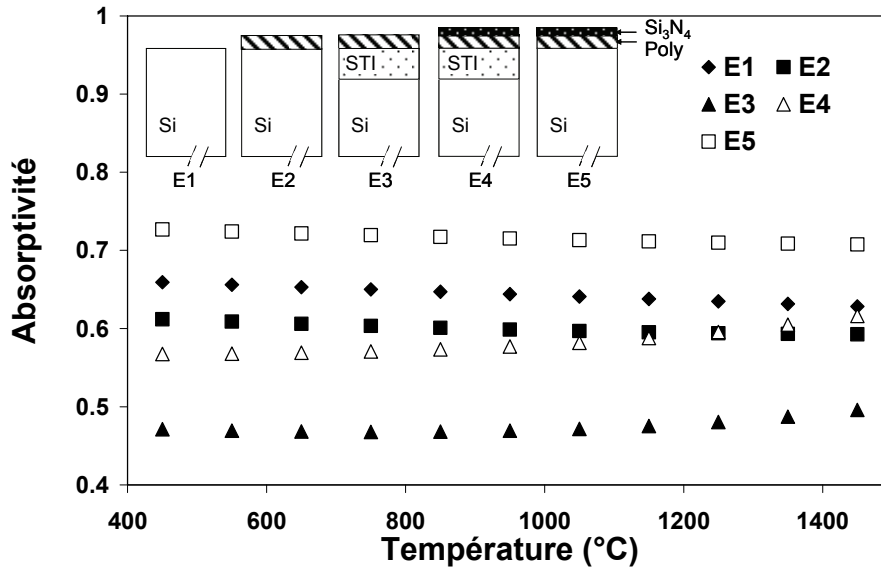


Figure III.23: Les variations d'absorptivité calculées par méthode matricielle de transfert en fonction de la température pour différents empilements type nœud CMOS 45nm.

A partir de ce résultat, nous avons considéré dans le modèle développé, que la résolution optique était une condition initiale du modèle thermique et que les variations de température n'avaient pas d'influence sur les réflectivités et absorptivités optiques. Les résolutions du champ électrique et du champ magnétique peuvent donc être réalisées en statique et avant la résolution du champ de température. Le diagramme du modèle de simulation développé du recuit laser est fourni sur la Figure III.24. Les équations de Maxwell sont d'abord résolues statiquement afin d'obtenir l'absorptivité ainsi que la valeur et la localisation de la puissance du laser absorbée à la surface d'une plaque. Cette distribution spatiale et énergétique est utilisée comme condition initiale pour la résolution transitoire de l'équation de la chaleur afin d'obtenir la distribution spatiale et temporelle de la température.

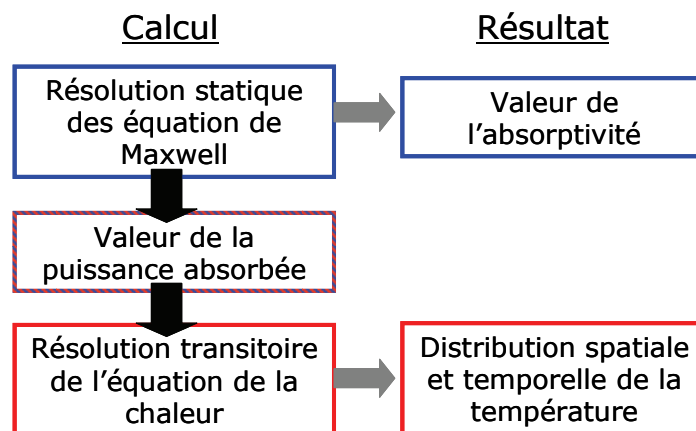


Figure III.24: Diagramme du modèle de simulation multi-physique pour obtenir la distribution en température sur une plaque de silicium en présence de motifs à la surface.

Dans le modèle conjugué, la puissance du laser est entrée dans le modèle optique dans lequel la puissance du laser est divisée en part égale dans le module TE et dans le module TM. La résolution optique permet d'obtenir les flux absorbés TE et TM et le terme source implémenté dans le modèle thermique peut donc être exprimé comme :

$$Q = \frac{Q_{TE} + Q_{TM}}{2} e^{-(x - vt)^2 / \sigma^2} \quad (\text{III.17})$$

où Q_{TE} est le flux absorbé du champ électrique résolu par le mode TE et Q_{TM} le flux absorbé du champ magnétique résolu par le mode TM.

Il est à noter que ce modèle conjugué fait appel à trois modules de *Comsol* dont les échelles dimensionnelles à simuler sont très différentes (de l'ordre de la longueur de diffusion pour la partie thermique et de l'ordre de la longueur d'onde pour les deux parties optiques). Les temps de préparation et de calcul de la simulation sont donc considérablement plus longs dans le cas du modèle conjugué. Par la suite, le modèle simple thermique sera donc préférentiellement utilisé lorsque son utilisation ne dégradera pas la qualité des résultats des phénomènes physiques en jeu. L'utilisation de l'un ou de l'autre modèle sera précisée pour chaque application.

III.C. Application aux effets de motifs

III.C.1 Définition des effets de motifs

Dans les technologies avancées, l'utilisation des recuits optiques avec des temps de plus en plus court a donné naissance à un nouveau champ d'investigation critique pour les performances des dispositifs : l'étude des effets de motifs. Les effets de motifs sont définis comme la variation de température générée par un recuit rapide entre deux zones à la surface d'une puce possédant des propriétés optiques et/ou thermiques différentes. Rappelons qu'une définition plus avancée a été détaillée dans le premier chapitre. Ces variations de température sont susceptibles d'altérer les performances des dispositifs. L'échelle à laquelle ces effets peuvent apparaître est donnée par la longueur de diffusion thermique.

III.C.1.(a) Origines physiques

Il y a donc deux origines physiques pouvant générer des effets de motifs : les effets optiques où les motifs peuvent moduler le flux optique absorbé à la surface et les effets thermiques générés par des matériaux possédant des propriétés thermiques différentes.

Les effets optiques :

Comme déjà vu dans la section III.A.1., les interférences multicouches et les effets diffractifs générés par les motifs à la surface d'une plaquette peuvent moduler sensiblement l'absorption du flux de la source optique. Si deux zones possèdent des géométries et/ou des matériaux différents, des écarts significatifs de température entre ces zones peuvent donc apparaître. De plus, nous avons déjà vu lors de la validation du modèle optique appliqué au cas du recuit laser à $\lambda = 808$ nm (section B.1. de ce chapitre) que les différents motifs présents à la surface du substrat de silicium modifient sensiblement le flux du laser à cette longueur d'onde.

Les effets thermiques :

Les matériaux présents à la surface de la plaque à l'étape d'un recuit rapide présentent également des propriétés thermiques suffisamment différentes (voir section III.A.2.a) pour générer

des variations de température. Nous avons vu dans la section B.2.b que la température atteinte lors d'un recuit rapide est contrôlée par le volume de substrat de silicium chauffé. Si un matériau isolant se trouve à la surface d'une plaque, la quantité d'énergie transmise au substrat sera réduite alors qu'une partie de la quantité de chaleur sera confinée à la surface de la plaque par le matériau isolant, ce qui pourra générer des variations de température entre une zone fortement dense et une zone faiblement dense en matériaux isolants. Dans les technologies CMOS avancées, le SiO₂ utilisé dans les tranchées d'isolation possède des propriétés thermiques différentes du silicium cristallin et sa conductivité thermique à haute température est 10 fois inférieure à celle du silicium (cf. tableau III.A). Des différences de densité de STI à la surface d'une plaque sont donc susceptibles de générer des différences de température. Le nitrure de silicium possède des propriétés thermiques similaires à celle du SiO₂. Cependant, il est essentiellement utilisé pour la couche de SMT qui est déposée sur la plaque entière. La densité de nitrure étant constante sur une plaquette, cette couche ne générera pas d'effets de motifs thermiques bien qu'elle puisse influencer la température moyenne atteinte.

III.C.1.(b) Influence sur les dispositifs : propriétés électriques et dégradation morphologique

Les écarts de températures dont l'origine a été décrite précédemment peuvent dégrader les propriétés des dispositifs. Ces dégradations peuvent être de deux types :

- La dégradation physique de motifs présents à la surface d'une plaquette de silicium : la fusion du polysilicium et du silicium et/ou l'apparition de lignes de dislocations. Les recuits millisecondes atteignent, notamment, des températures de 1200 à 1300°C à la surface de la plaque. Si les effets de motifs génèrent des variations de température supérieure à la centaine de degrés, le point de fusion du silicium à 1412°C peut être dépassé [91]. De même, le seuil de température d'apparition de lignes de dislocation peut être franchi par les effets de motifs pour les recuits millisecondes [47].
- Des variabilités électriques sur les performances des différents composants et dispositifs (transistors, résistances, capacités...). Ce dernier point dépend de la sensibilité des dispositifs aux variations de température générées par le procédé de recuit. La sensibilité des principaux paramètres électriques des dispositifs pour le recuit laser a été présentée dans le chapitre I et c'est la valeur de la résistance polysilicium dopé P qui est la plus sensible aux variations de température du laser. De

plus, les spécifications sur ces variabilités qui sont imposées par les recommandations des clients du produit fournissent les écarts de température acceptables et ceux qui doivent être réduits impérativement.

III.C.1.(c) Effets de motifs pour les recuits RTP et millisecondes

Bien que le travail de la thèse se soit essentiellement focalisé sur la simulation du recuit laser et de ses effets de motifs, la comparaison avec le recuit Spike demeure intéressante pour plusieurs raisons. D'abord, la comparaison entre les deux types de recuit illustre les différences d'échelle thermique, de sources optiques et d'influence sur les dispositifs que peuvent générer deux types de recuits optiques. De plus, d'un point de vue historique, les recuits RTP ont été introduits avant les recuits millisecondes. La littérature sur l'origine et la quantification des effets de motifs, les différentes méthodes de simulation développées et les mesures expérimentales ainsi que les voix d'amélioration, est beaucoup plus fournie pour le recuit RTP. Enfin, les études sur le recuit laser s'inscrivent dans le cadre industriel de STMicroelectronics ayant pour but de diminuer les effets de motifs à la fois pour le recuit de diffusion Spike et pour le recuit d'activation laser milliseconde. Il est donc nécessaire d'étudier si une solution unique pour les deux procédés est possible pour la réduction des effets de motifs ou, à défaut, si les solutions différentes sont compatibles entre elles.

Le recuit Spike

Les effets de motifs générés par le recuit Spike ont été largement étudiés dans la littérature. D'abord, la source optique du recuit Spike est une onde polychromatique dont le spectre varie de 0.2 à 7 μm (cf. chapitre II). Cette gamme de longueur d'onde est très sensible aux phénomènes interférentiels à la surface d'une plaque [89, 92]. Cependant, les variations d'absorptivité générées par ces effets vont être moyennées par le spectre, diminuant ainsi les effets de motifs optiques. Par ailleurs, la durée du recuit Spike est de l'ordre de la seconde et à 1000°C, la longueur de diffusion thermique est de l'ordre de 4 mm [93]. L'échelle de distance à laquelle les variations de température lors d'un recuit Spike seront significatives est donc la puce. Contrairement au recuit laser, la quantité d'énergie perdue par émission n'est pas négligeable par rapport à la quantité d'énergie absorbée [31]. Les pertes par émission doivent donc être prises en compte dans le calcul de la température lors du recuit RTP et ces pertes vont également être modulées par les phénomènes interférentiels à la surface de la plaque. De plus, la longueur de diffusion thermique est suffisamment grande pour chauffer

intégralement les 700 μm d'épaisseur du substrat. Les pertes par émission par la face arrière sont également à prendre en compte. Le moyennement des variations d'absorptivité sur le spectre du Spike et l'importante longueur de diffusion thermique limitent les variations de motifs sur des structures et empilements de tests à quelques dizaines de degrés [93-95]. Des simulations ont également démontré que les variations thermiques générées sur une vraie puce n'excédaient pas la dizaine de degrés [96]. Bien que ces écarts de température soient faibles, ils influencent sensiblement la profondeur de jonction et l'activation des dopants, dégradant ainsi les paramètres électriques des transistors [97].

Le lecteur pourra se référer à Cacho et *al.* [98] et Morin et *al.* [99] pour plus de détails sur la quantification de ses effets de motifs lors du recuit Spike dans la technologie ST CMOS 45 nm. Un exemple de la distribution simulée de la variation de température lors d'un recuit Spike est affiché sur la Figure III.25 [98]. Une différence de température égale à 8°C est observée entre les zones froides et chaudes de la puce.

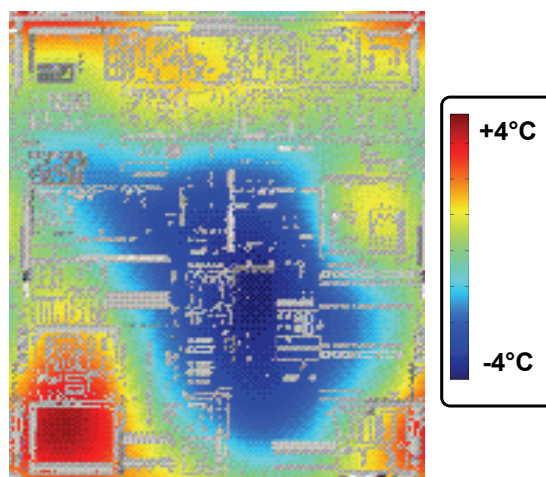


Figure III.25: Cartographie des variations de température engendrées par les effets de motifs lors d'un recuit Spike à 1000°C [98].

Les recuits millisecondes

L'introduction des recuits millisecondes est récente puisqu'ils ont été développés pour le nœud C45 nm et peu d'études ont été publiées au sujet de la quantification des effets de motifs et leur réduction. Concernant la source optique, comme nous l'avons vu, deux des trois procédés utilisent un laser monochromatique. La longueur de diffusion thermique de 100 μm est beaucoup plus faible que lors d'un recuit Spike. Cette courte longueur implique deux éléments concernant les effets de motifs lors d'un recuit milliseconde. D'abord, les effets ne sont plus sensibles qu'à l'échelle d'une puce mais également à très courte distance sur des blocs de dispositifs contenus dans la puce.

Enfin, la longueur de diffusion thermique ne permet plus d'homogénéiser suffisamment les écarts de température. Il est à noter que beaucoup d'informations sont disponibles dans la littérature sur les variations d'absorptance optique générées par les recuits millisecondes [32, 100, 101], mais que peu d'études fournissent les écarts de températures générés, que ce soit par simulation ou par mesures expérimentales et les effets de motifs générés par les propriétés thermiques de matériaux n'ont jamais été mis en évidence. Cependant, l'estimation des différences de températures est comprise entre 50 et 200°C [90, 91].

III.C.1.(d) Diminution des effets de motifs

Il existe plusieurs solutions pour diminuer ces effets de motifs [31]:

- Le choix de la source optique. Les variations d'absorptivités optiques à la surface d'une plaque sont la cause principale des effets de motifs. Le choix de la source est donc une voie de diminution de ces écarts de température. D'abord, le spectre de longueur d'onde aura une grande influence sur les effets de motifs. Le choix d'une longueur d'onde peu sensible aux phénomènes interférentiels peut diminuer l'influence des effets de motifs. Le moyennement spectral avec une source polychromatique permettra de diminuer les écarts d'absorptivité, contrairement à une source monochromatique. De même, la polarisation est un facteur d'amélioration. Il est possible de choisir la polarisation permettant de minimiser ces écarts (par exemple, dans le cas du laser LSA, une polarisation p à l'angle de Brewster a été choisie [47]) ou au contraire, de choisir un faisceau non-polarisé permettant de moyennner les écarts en moyennant l'influence des deux polarisations s et p. Il existe également d'autres méthodes comme le passage d'un transfert d'énergie optique vers un transfert par conduction thermique [102] ou encore en utilisant deux sources, l'une chauffant par la face avant et l'autre par la face arrière [93].
- L'optimisation des paramètres du procédé. Tout en respectant les spécifications électriques des dispositifs, la diminution de gradient thermique par l'augmentation de la température initiale ou l'augmentation du temps de recuit et donc la longueur de diffusion sont également des voix d'amélioration pour les effets de motifs.
- L'ajout d'une couche d'encapsulation. Améliorer le couplage optique entre la source et la plaque en intégrant une couche optimisée à la surface de la plaque peut permettre d'uniformiser

l'absorption optique. Une couche anti-réfléctive [103] ou une couche absorbante [104] peuvent ainsi être employées.

- Les règles de dessin des puces. Les effets de motifs étant générés par les densités de matériaux à la surface, il est envisageable d'imposer des limites de densité lors de la création du dessin de la puce. De plus, l'ajout de plots, dont l'absorptivité est contrôlée, dans les zones ne contenant pas de dispositifs peut également uniformiser l'absorption optique [96].
- La diminution de la sensibilité des dispositifs aux variations de température du recuit. Il est indispensable de connaître les paramètres physiques sensibles aux effets de motifs afin de déterminer les écarts de température maximum acceptables. De plus, la compréhension des mécanismes physiques de l'influence du recuit sur les dispositifs peut permettre de trouver un point de fonctionnement autour duquel les dispositifs seront moins sensibles. Nous savons notamment que la résistance poly P+ est très sensible aux variations de température du recuit laser milliseconde. C'est la raison pour laquelle l'étude de cette résistance, abordée dans le chapitre IV, est primordiale dans le cadre des effets de motifs.

Chaque solution a un coût (que ce soit en achat de machine, en développement ou encore en temps ou nombre d'étapes de procédés etc.) qui doit également être pris en compte dans le choix de la ou des solutions retenues. De plus, la réduction totale des effets de motifs est impossible car il y aura toujours des motifs de densités différentes à la surface d'une plaque. Il n'y a donc pas de solution idéale et c'est l'incorporation de plusieurs solutions qui permet d'assurer le respect des spécifications électriques.

Dans la suite de ce chapitre, les dispersions de température et leurs solutions de réduction sont évaluées. Cependant, ce travail a été réalisé avec certaines limitations non modifiables : la source optique utilisée et la limitation de la gamme des paramètres du laser (voir chapitre II). Le choix d'une autre source optique n'est donc pas évalué.

III.C.2 Etude de l'influence des effets de motifs : cas d'une irradiation laser sur une puce en présence d'une couche absorbante

Les effets de motifs optiques générés par les phénomènes interférentiels du couplage laser/motifs ont été identifiés comme le contributeur principal des dispersions de température à la surface d'une plaque [31]. L'homogénéisation du flux laser absorbé à la surface de la plaque est donc une solution évidente de réduction de l'influence optique des motifs. Deux solutions sont possibles. La première consiste à homogénéiser les motifs et donc l'absorptivité par l'ajout de plots dans les zones peu denses d'une puce. Bien que cette solution soit applicable avec succès dans le cas du recuit Spike, elle est beaucoup moins facile à mettre en œuvre dans le cas du recuit milliseconde en raison de la longueur de diffusion thermique [99]. En effet, il faudrait pouvoir corriger des dispersions beaucoup plus locales à l'échelle des blocs de composants, ce qui est aujourd'hui trop contraignant pour le design. La deuxième solution passe par l'emploi de couches absorbantes ou anti-réfléctives à la surface de la plaque lors du recuit milliseconde. Dans le cas d'un recuit laser, la dispersion de température en présence d'une couche de carbone amorphe absorbante est étudiée dans la suite sachant que la calibration du modèle purement thermique a déjà été effectuée dans la section B.2.b de ce chapitre.

III.C.2.(a) Simulations sur des structures supérieures à L_d

Les variations des maxima de température ont d'abord été évaluées sur des structures de largeurs supérieures à la longueur de diffusion. Pour ce faire, des empilements similaires aux matériaux présents dans des structures C45 nm ont été étudiés afin de quantifier les variations de température. Comme présenté en Figure III.26, le recuit laser sur quatre empilements différents recouverts de la couche absorbante a été simulé : un substrat de silicium (E1), un empilement composé de 150 nm de poly silicium sur du silicium (E2), un empilement composé d'un film d'oxyde de type STI de 300 nm d'épaisseur sur le substrat (E3), et un empilement de 150 nm de poly silicium sur un film de SiO₂ de 300 nm d'épaisseur déposé (E4).

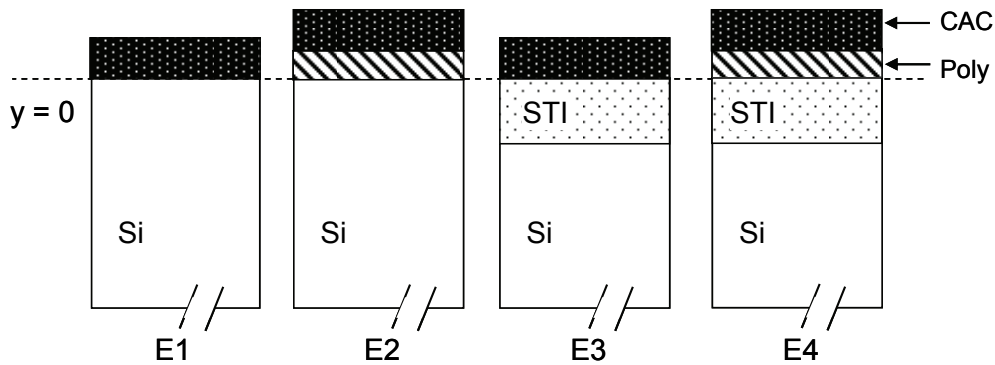


Figure III.26: Schéma de différents empilements simulés pour obtenir le champ de température.

La Figure III.27 présente l'évolution de la température au cours du temps en $y = 0$ pour les empilements E1 et E3, de durée égale à 0.25 ms et calibré pour atteindre 1190°C sur substrat de silicium (E1). En présence de la couche de STI, une température pic supérieure de 50°C, comparée à un substrat de silicium, est observée. De plus, l'ajout d'une couche de poly silicium sur le substrat de silicium (E2) ou sur le STI (E4) ne modifie pas les températures pics obtenues en comparaison des empilements E1 et E3, respectivement. La faible épaisseur de la couche de poly silicium et ses propriétés thermiques identiques à celle du silicium expliquent l'influence négligeable de cette couche sur les profils de température. Le fait que l'écart induit par le film de STI en présence de polysilicium est de 50°C, identique au cas sans polysilicium, corrobore cette analyse.

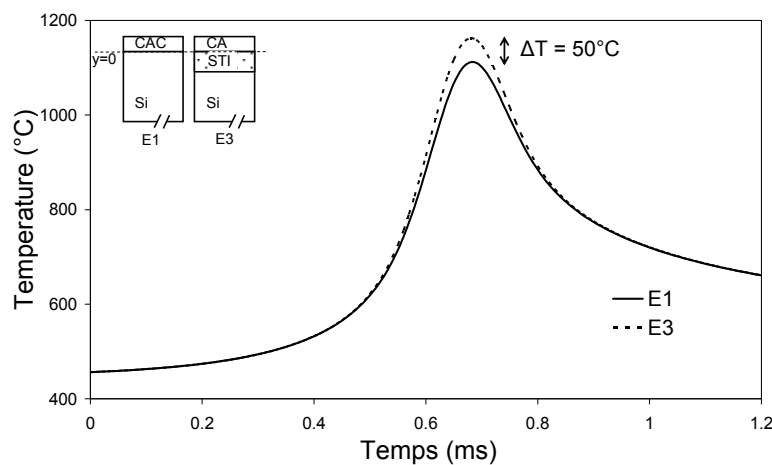


Figure III.27: La température atteinte en fonction du temps en $y = 0$ sur les deux empilements E1 et E3 lors de la simulation du balayage laser.

Etude de l'influence des paramètres du laser sur les variations de température

Précédemment, nous avons mis en évidence l'influence thermique du film de STI sur la température atteinte à la surface d'une plaquette de silicium pour des paramètres laser fixés. La Figure III.28 présente l'évolution de ces écarts de température simulés en fonction de l'évolution de

l'un des paramètres (puissance, température du support ou vitesse de balayage) en conservant les deux autres paramètres constants dans la gamme de température du recuit milliseconde. Concernant la puissance, nous pouvons observer que l'écart de température entre E1 et E3 dépend fortement de la puissance puisque cet écart passe de 46 à 58°C lorsque la température augmente de 1000 à 1200°C. La contribution du support chauffant et de la vitesse de balayage sur l'écart de température ne dépassent pas, quant à eux, 2°C. Il apparait donc que la puissance du laser est le principal contributeur de ces écarts de température. Le deuxième objectif de ces simulations est de pouvoir proposer une optimisation de ces paramètres pour réduire ces écarts. Pour atteindre la température souhaitée technologiquement, tout en minimisant les variations de température, il apparait donc qu'il faille choisir une puissance laser plus faible avec une vitesse de balayage lente ou une température de support chauffant plus élevée. Il y a cependant deux limitations à la réduction des effets de motifs par les paramètres du procédé milliseconde. D'abord, les possibilités de l'appareil industriel étudié ne permettent pas d'intervenir sur une large gamme de valeurs de paramètres. Ensuite, le choix des paramètres est limité par les contraintes imposées par les performances des dispositifs. Par exemple, une diminution de la vitesse de balayage et, donc, une augmentation du temps d'interaction, peut occasionner une diffusion des dopants préjudiciable. Par ailleurs, la diminution de la vitesse de balayage entraîne une augmentation des contraintes thermiques et la génération de dislocations.

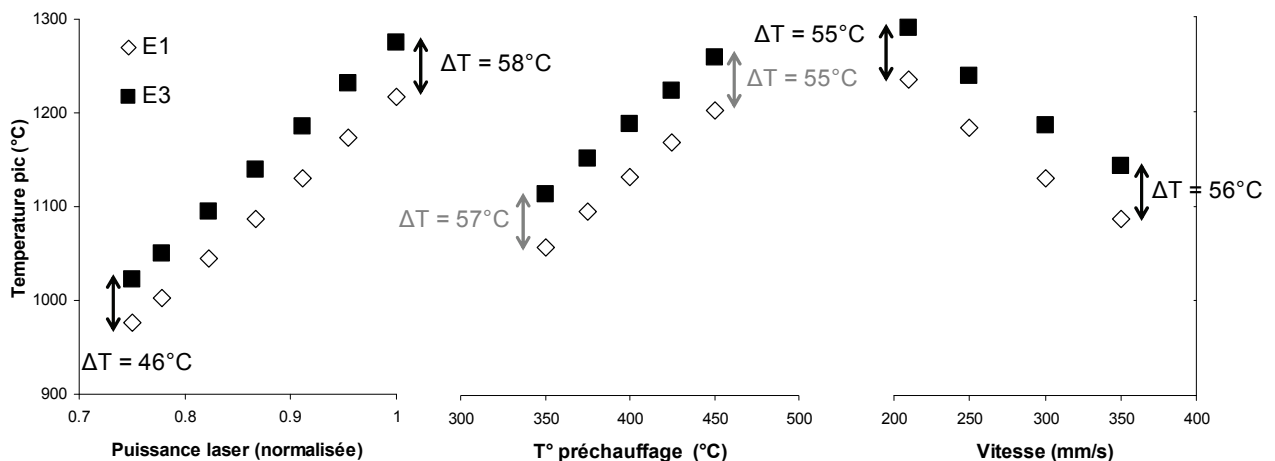


Figure III.28: La température pic simulée atteinte à la surface des empilements E1 et E3 en fonction de la puissance du laser, de la température du support chauffant ou de la vitesse de balayage.

Comparaison avec des résultats électriques

Afin de valider les résultats simulés prédisant et quantifiant le rôle de la couche de STI sur la température atteinte à la surface d'une plaque, des échantillons sur plaque de silicium ont été préparés. Ils correspondent aux empilements E2 et E4 de la Figure III.26. Une couche de 50 Å de SiO₂ est dans un premier temps obtenue sur deux plaques par RTCVD. Sur d'une de ces plaques, une couche d'oxyde de type STI et d'épaisseur égale à 300 nm est déposée par SACVD. Ensuite, un film de polysilicium de 150 nm est déposé par LPCVD sur les deux plaques. Enfin, la couche de carbone amorphe de 450 nm d'épaisseur est déposée par PECVD. Afin de rendre le film de polysilicium électriquement conducteur, 10¹⁵ at.cm⁻² de bore ont été implanté à une énergie de 5 keV. Ensuite l'empilement E2, utilisé comme référence, a été recuit par laser milliseconde selon des bandes de quatre puissances différentes ajustées pour cibler des températures pics comprises entre 1050 à 1200°C, ceci avec une vitesse de balayage fixe de 300 mm/s. Les mêmes conditions de recuit ont été appliquées sur les autres plaques sans aucune correction de la puissance. Les résistances des plaques ont ensuite été mesurées par sonde quatre pointes. En appliquant la méthode d'évaluation de la température à partir de la résistance par carré décrit dans le chapitre II, il est possible d'obtenir la température pic atteinte dans chacun des quatre empilements.

Les deux plaques ont ensuite été recuites par le laser avec des bandes de deux vitesses de balayage (300 et 75 mm/s) et de quatre puissances différentes pour chaque vitesse par plaque, afin de cibler des températures comprises entre 1050 et 1200°C sur l'empilement référence E2. La résistance carrée du polysilicium obtenue après un recuit en fonction de la température ciblée pour les quatre puissances laser est tracée sur la Figure III.29. La valeur de résistance carrée de la plaque avec la couche de STI est de 140 Ω/□ plus faible que celle sans STI, ce qui indique que la température atteinte dans la couche de polysilicium est supérieure en présence du film de STI. En convertissant cet écart de résistance en variations de température (comme décrit dans le deuxième chapitre), nous pouvons en déduire que l'écart de température avec et sans STI est de 48°C. Ce résultat est similaire au résultat obtenu par simulation, égal à 50°C, confirmant ainsi la validité du modèle et la quantification de la différence de température induite par la présence de la couche de STI.

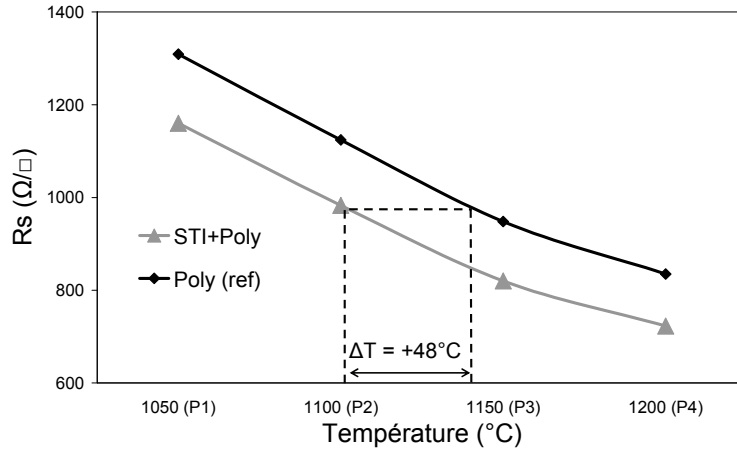


Figure III.29: Résistance carrée du polysilicium mesurée avec et sans film de STI pour 4 températures ciblées en ajustant la puissance laser.

Les écarts de températures obtenus par l'expérience et la simulation sont comparés sur la Figure III.30 en fonction de la vitesse de balayage. La différence de température est de 48°C à 300 mm/s alors qu'elle n'est plus que de 32°C à 75 mm/s, soit une diminution de 33% de ces variations.

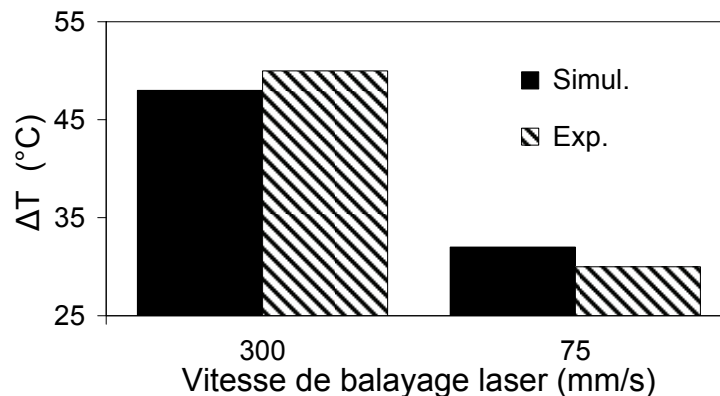


Figure III.30: Les écarts de températures avec et sans film de STI simulés et mesurés par résistance carrée pour des vitesses de balayage de 300 et 75 mm/s.

III.C.2.(b) Simulations thermiques sur des motifs inférieurs à L_d

Nous avons, précédemment, étudié et quantifié les écarts de température à la surface d'une plaque de silicium pour des empilements dont les dimensions latérales sont supérieures à la longueur de diffusion thermique. Cependant, sur une puce de technologies CMOS avancées, les dimensions des motifs de silicium et STI sont inférieures à cette longueur de diffusion. Nous pouvons donc nous attendre à ce que ces écarts maximum soient sensiblement moyennés pour des structures plus petites. Afin de vérifier cette hypothèse, des simulations thermiques ont été réalisées sur des réseaux

périodiques de STI et de silicium de différentes dimensions, qui dépendent de la largeur d'active L_{Si} et de la largeur de STI, L_{STI} .

Dans un premier groupe d'expérience, la densité de STI a été fixée à 0.5, c'est-à-dire $L_{Si} = L_{STI}$, ces dimensions variant de 2 à 100 μm . Les paramètres du procédé laser sont fixés et restent identiques entre les différents réseaux étudiés. La Figure III.31 présente les résultats simulés des températures pic atteintes en $y=0$ au centre de la zone de silicium (T_{Si}) et au centre de la zone de STI (T_{STI}) en fonction de la largeur de la structure ($L_{Si} = L_{STI}$). Pour des largeurs supérieures à 25 μm , la variation de température $\Delta T = T_{STI} - T_{Si}$ augmente très peu avec la largeur et tend vers la valeur simulée pour des empilements (50°C). En dessous de 25 μm , la température T_{STI} décroît fortement et la variation de température ΔT s'approche de zéro en dessous de 5 μm .

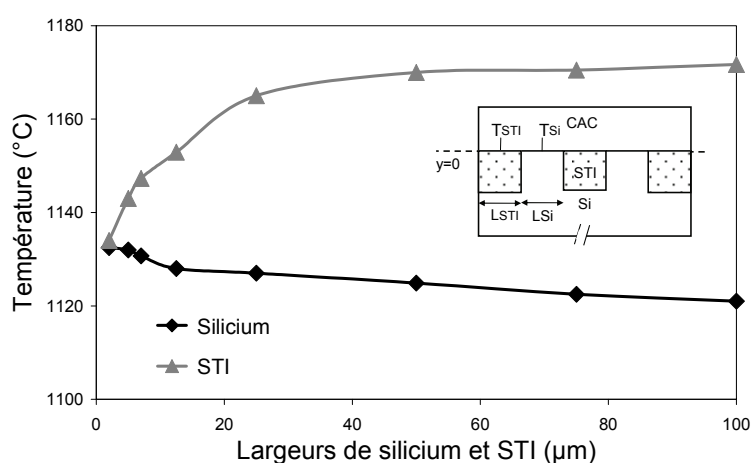


Figure III.31: Températures simulées à la surface du STI et du silicium pour différentes largeurs de motifs et une densité de STI fixée à 0.5. La température est prise aux points indiqués par T_{STI} et T_{Si} sur le schéma inséré des structures simulées.

L'influence de la densité de STI (donnée par $L_{STI}/(L_{STI} + L_{Si})$) sur les variations de températures a été étudiée dans une seconde série de simulations. Dans ces simulations, la période de la structure $L_{STI} + L_{Si}$ est fixée pour différentes densités de STI afin de quantifier l'influence des motifs sur la température moyenne à la surface d'une plaquette tout en minimisant les variations de température à courtes distances entre les zones de STI et de silicium. Les paramètres laser restent constants.

La période $L_{STI} + L_{Si}$ a d'abord été fixée à 25 μm . Les températures pic simulées en $y=0$ au centre de la zone de silicium (T_{Si}) et au centre de la zone de STI (T_{STI}) en fonction de la densité de STI sont tracées sur la Figure III.32. La température moyenne $(T_{STI} + T_{Si})/2$ augmente avec la densité de STI, de 27°C entre une densité de STI de 0.2 et une densité de 0.9. De plus, la variation

$\Delta T = T_{STI} - T_{Si}$ varie de 6.8 à 27.2 °C en fonction de la densité de STI et le maximum de 27.2°C est obtenu pour une densité de STI de 0.6.

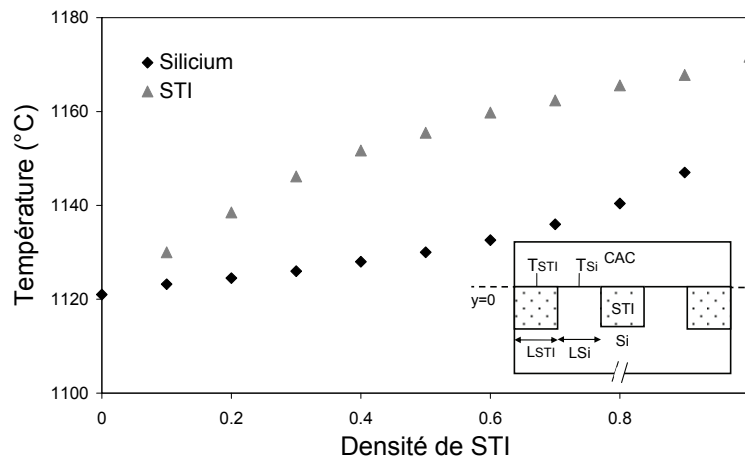


Figure III.32: Températures simulées à la surface du STI et du silicium pour une largeur de structure $L_{Si} + L_{STI}$ constante à $25\mu m$ en fonction de la densité de STI. La température est extraite aux points indiqués par T_{STI} et T_{Si} sur le schéma inséré des structures simulées.

Ensuite, la période $L_{STI} + L_{Si}$ a été fixée à $5\mu m$. Les températures pic simulées en $y = 0$ au centre de la zone de silicium (T_{Si}) et au centre de la zone de STI (T_{STI}) en fonction de la densité de STI sont tracées sur la Figure III.33. Comme attendu, la variation de température entre T_{STI} et T_{Si} est inférieure à $7^\circ C$ (voir figure 47). Cependant, la température, que ce soit à la surface du STI ou du silicium, est dépendante de la densité de STI et la différence est de $+20^\circ C$ entre une densité de 0.2 et une densité de 0.8.

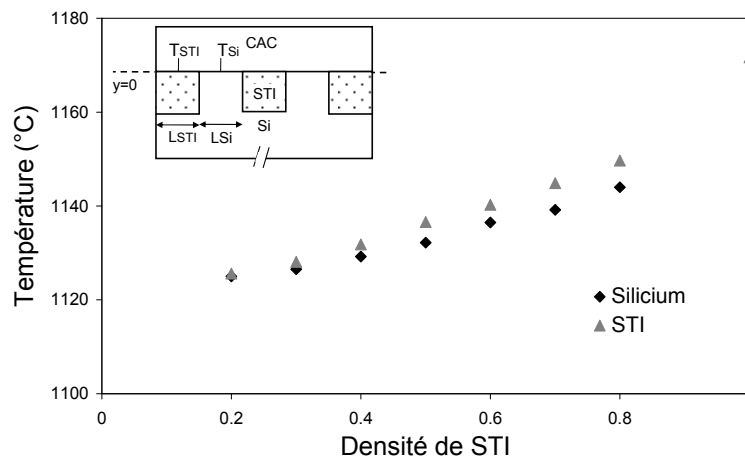


Figure III.33: Températures simulées à la surface du STI et du silicium pour une largeur de structure $L_{Si} + L_{STI}$ constante à $5\mu m$ en fonction de la densité de STI. La température est extraite aux points indiqués par T_{STI} et T_{Si} sur le schéma inséré des structures simulées.

De ces séries de simulations sur des motifs périodiques de silicium et de STI, nous pouvons donc conclure que les variations de températures dépendent non seulement des largeurs des structures mais également de la densité de STI. Les variations de températures sont de l'ordre de 50°C pour des largeurs de structures supérieures à 25 μm et tendent vers 0°C en dessous de 5 μm . Néanmoins, sur des puces composées de plusieurs dispositifs de densités de STI différentes, des variations de température jusqu'à 20°C peuvent être générées entre ces dispositifs et cela même pour des largeurs élémentaires de motifs inférieures à la dizaine de microns.

Les dispersions de température induites par les propriétés thermiques du STI ont pu être estimées par des séries de simulation et des comparaisons expérimentales, en présence d'une couche absorbante [105]. Ces dispersions peuvent atteindre 50°C dans le cas de structures de largeurs supérieures à la longueur de diffusion thermique. Pour des structures plus petites, les écarts de température diminuent et sont compris entre 0 et 27°C, selon la densité de STI des structures.

III.C.3 Etude de l'influence des effets de motifs : cas d'une irradiation laser directe sur une puce

Nous avons vu dans la section précédente que les écarts de température atteignaient 50°C en présence de la couche absorbante. Même si cette dispersion est faible au regard des spécifications électriques, les étapes de dépôts et de retraits de cette couche engendrent un coût financier supplémentaire pour la production des puces. L'étude de l'influence des effets de motifs dans le cas d'une irradiation directe s'inscrit donc dans le cadre du projet ayant pour but de ne pas utiliser cette couche dans la technologie CMOS 45 nm.

Les objectifs de l'étude sont :

- De quantifier les écarts de température générés par les effets de motifs sur une puce,
- De vérifier ensuite que ces écarts sont acceptables vis-à-vis des spécifications,
- Et dans le cas contraire, de proposer et d'évaluer des solutions de réduction de ces dispersions.

Les variations d'absorptivité à la surface d'une plaque sont très sensibles aux propriétés optiques des matériaux présents. Les effets de motifs sont donc dépendants de la position du recuit laser dans l'enchaînement des étapes technologiques [102]. Deux cas sensiblement différents

peuvent être distingués : le recuit laser positionné avant ou après le dépôt de la bicouche SMT composé d'une couche d'oxyde de silicium et d'une couche de nitrure de silicium à la surface du silicium. Les matériaux présents et leurs épaisseurs au moment du recuit laser sont schématisés sur la Figure III.34 pour ces deux cas. La suite de l'étude s'est essentiellement focalisée sur le cas sans les couches SMT. Néanmoins, le cas avec couches est également discuté au travers de résultats expérimentaux et de simulations.

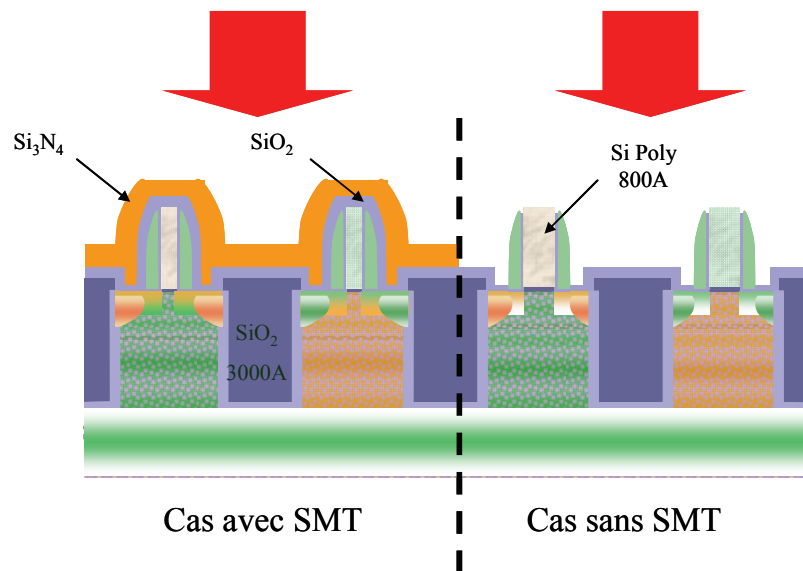


Figure III.34 : Schéma des motifs présents à la surface d'une plaque lors de l'irradiation directe du laser dans deux cas : avec et sans les couches SMT.

III.C.3.(a) La calibration du modèle conjugué sur substrat de silicium

De la même manière que le modèle de simulation en présence de la couche absorbante a été calibré dans la section B.2.b de ce chapitre, le modèle conjugué a d'abord été appliqué au cas du balayage du laser sur une plaque de silicium sans motifs à la surface. Les paramètres du laser utilisés étaient une vitesse de balayage de 300 mm/s, une température de la plaque chauffante égale à 450°C. Ces paramètres étant fixés, l'étude s'est portée sur la variation de la température à la surface du silicium en fonction de la puissance du laser. Le résultat est montré sur la Figure III.35. Ces variations ont été comparées au calibrage sur substrat de silicium fourni par l'équipementier du laser AMAT. La puissance a été normalisée afin d'atteindre 100% à 1412°C (le point de fusion du silicium). Une corrélation linéaire est observée entre la puissance du laser et la température atteinte. On en déduit également qu'une variation de 10% de la puissance du laser induit une variation de

température à la surface du silicium de 97°C. Enfin, on note que les résultats obtenus par la simulation et les données du fournisseur sont en parfait accord.

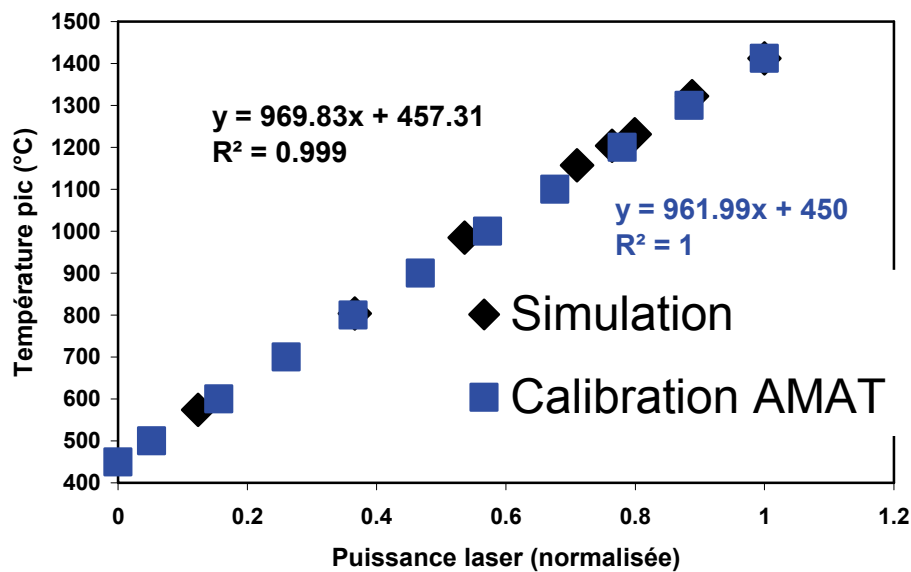


Figure III.35: La température pic à la surface d'un substrat de silicium en fonction de la puissance du laser appliquée obtenue avec le modèle conjugué.

III.C.3.(b) Comparaison de la simulation avec des résultats expérimentaux

Comparaison des résultats électriques obtenus sur des empilements avec la simulation

Afin de valider les résultats simulés démontrant et quantifiant l'influence des interférences multicouches sur la température atteinte à la surface d'une plaque, quatre échantillons de type pleine plaque de silicium 300 mm ont été préparés. Ils correspondent aux empilements E2, E3, E4 et E5 de la figure III.12. Une couche de 50 Å de SiO₂ est dans un premier temps obtenue sur chaque plaque par RTCVD. Sur deux de ces quatre plaques, une couche d'oxyde de type STI et d'épaisseur égale à 300 nm est déposée par SACVD. Ensuite, un film de polysilicium de 150 nm est déposé par LPCVD sur les quatre plaques. Sur l'une des plaques contenant le film de STI et sur une plaque sans STI, 35 nm de nitrure de silicium sont ensuite déposés par PECVD. Ensuite, les mêmes étapes d'implantations et de recuit laser que lors des expériences en présence d'une couche absorbante (section III.C.2.(a)) ont été réalisées. Les résistances des plaques ont ensuite été mesurées par sonde quatre pointes. En appliquant la méthode d'évaluation de la température à partir de la résistance par carré décrit dans le chapitre II, il est possible d'obtenir la température pic atteinte dans chacun des quatre empilements.

Le recuit laser sur ces mêmes empilements a été simulé à l'aide du modèle conjugué optico-thermique en utilisant l'empilement E2 comme référence pour atteindre la même température entre la simulation et l'expérience. Les résultats en température pour les quatre empilements simulés et obtenus par mesure électrique sont comparés sur la Figure III.36. Les absorptivités simulées pour les quatre empilements sont également représentées sur le graphique. Nous pouvons observer une bonne corrélation entre la mesure et la simulation. En effet, l'écart ne dépasse pas 12°C de différence entre les deux méthodes (empilement 3), c'est-à-dire 1.5% de la gamme de température étudiée. De plus, la variation maximale de température entre les différents empilements atteint 150°C. Enfin, ces expériences démontrent la corrélation entre les variations d'absorptivité et les variations de température, dans le cas de structures à une dimension.

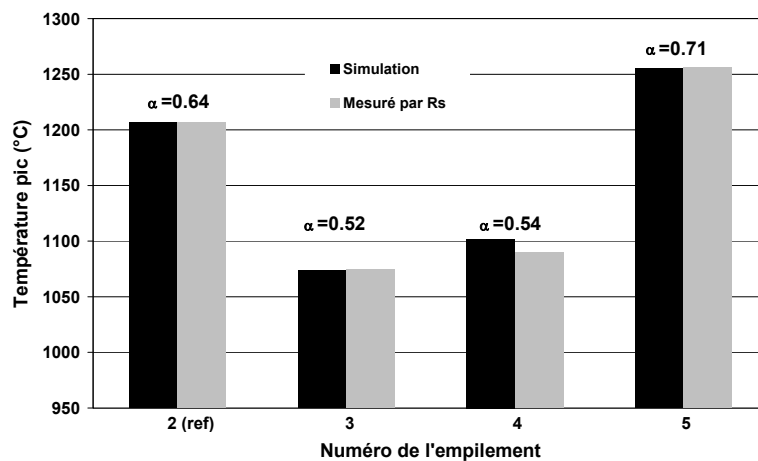


Figure III.36: Températures pic simulées et mesurées électriquement pour quatre empilements pendant le procédé laser.

Comparaison de la simulation avec des résultats électriques sur des réseaux

Les résultats obtenus par simulation ont été également comparés avec des expériences sur des réseaux périodiques. Contrairement aux effets multicouches, la mesure des effets diffractifs est plus difficile car il faut dessiner des structures spéciales nécessitant, notamment, des étapes de lithographies. Des structures ont été spécialement dessinées afin de pouvoir mesurer localement les différences de température induites par des changements d'environnement. Ces trois structures sont constituées de réseaux particuliers s'étendant sur une aire de $300 \times 300 \mu\text{m}^2$ au milieu de laquelle est placée une petite résistance de polysilicium implantée avec du bore à $3 \cdot 10^{15} \text{ at.cm}^{-2}$, utilisée comme une sonde de mesure de la température. Trois réseaux différents composent les trois environnements. Ces trois réseaux sont composés de zones actives de silicium et de STI sur lesquelles sont superposées des réseaux de grille de polysilicium. La périodicité de ces structures (appelées respectivement Ra, Rb et Rc) est schématisée sur la Figure III.37. Ces structures ont été embarquées

dans une puce R&D CMOS 45 nm et recuites par le laser après les dépôts de la bicouche SMT. La résistance de chaque sonde a été mesurée après la réalisation des contacts, par un test paramétrique. Les températures pic estimées pour ces trois réseaux Ra, Rb et Rc sont 1142, 1037 et 1242°C, respectivement, et une différence de 205°C est obtenue entre les environnements Rb et Rc. L'absorptivité de ces environnements a également été mesurée par réflectométrie. En parallèle, ces structures ont été simulées optiquement et thermiquement. Ces simulations 3D ont été réalisées par Florian Cacho, ingénieur STMicroelectronics travaillant dans l'équipe de simulation mécanique et thermique. La comparaison des résultats en absorptivité et en température est présentée dans la Figure III.38 pour les trois réseaux. Ces résultats prouvent un bon accord entre la mesure et la simulation car l'écart de température entre les deux méthodes est inférieur à 30°C [106], c'est à dire 3.75% de la plage de température étudiée.

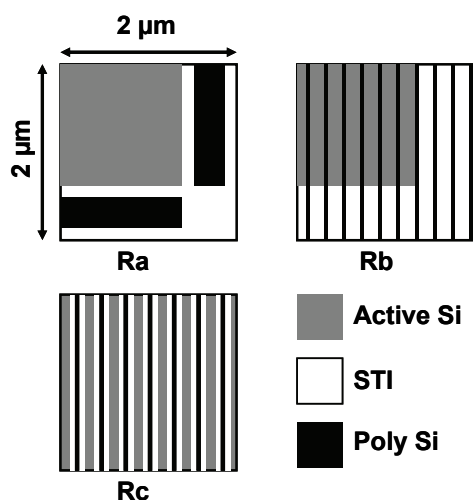


Figure III.37: Schéma de la périodicité des trois réseaux utilisés comme environnements des structures de tests afin de mesurer sur puce de silicium les différences de températures engendrées par les effets de motifs.

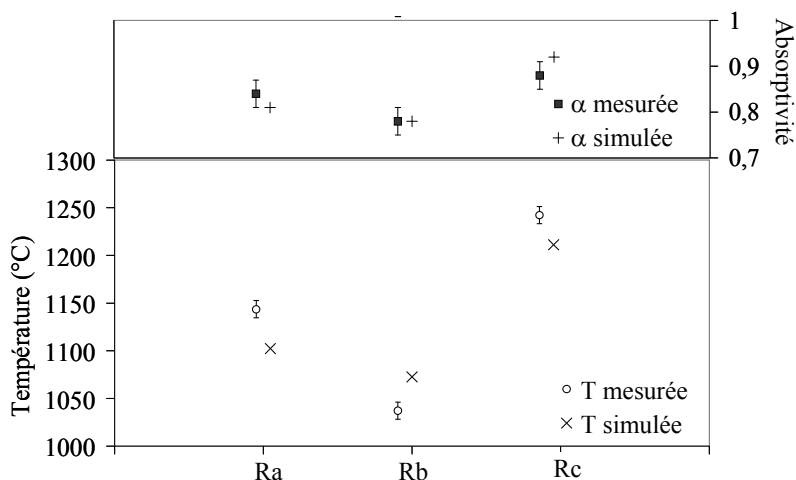


Figure III.38: Absorptivités et températures obtenues expérimentalement et par simulation pour les trois structures de test composées de réseaux périodiques différents [106].

III.C.3.(c) Les effets de motifs optico-thermiques sur des empilements et réseaux périodiques sans les couches SMT

Sur quelques exemples dans la partie précédente, nous avons vu que l'évaluation des écarts de température directement sur silicium avec des structures dédiées nécessitait la mise en place de moyens très lourds. Néanmoins, l'étude de ces quelques cas a permis l'observation de variations de température induites par les effets de motifs, supérieures à 200°C. De plus, ces expériences ont permis de valider le modèle de simulation. Ce modèle a ainsi pu être appliqué, ensuite, à une étude plus complète des effets de motifs en fonction des différents types de réseaux et de leurs dimensions.

La cartographie simulée des variations d'absorptivité sur des réseaux périodiques.

Une étude paramétrique des variations d'absorptivité en fonction de différents réseaux typiques du nœud C45 nm et de leurs dimensions a été réalisée. Pour ce travail, seuls les modules optiques TE et TM du logiciel ont été utilisés. Trois réseaux ont été modélisés comme schématisé sur la Figure III.39 : un réseau de grille de polysilicium sur un substrat de silicium (a) ou sur un film de STI (b) et le réseau composé de zones actives de silicium avec des tranchées de STI (c). L'influence des largeurs et espacements de chaque réseau périodique sur l'absorptivité a été étudiée.

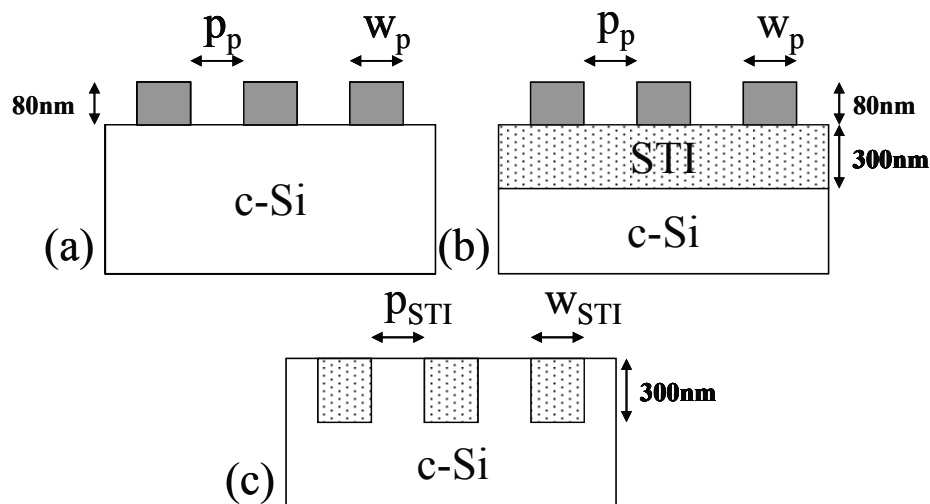


Figure III.39: Schéma des trois réseaux périodiques étudiés: (a) des grilles de polysilicium de largeur w_p et d'espacement p_p sur un substrat de silicium, (b) des grilles de polysilicium de largeur w_p et d'espacement p_p sur un film de SiO₂ de 300 nm d'épaisseur et (c) des tranchées de STI de largeur w_{STI} et d'espacement p_{STI} gravées dans du silicium.

Concernant le réseau de grille de polysilicium sur un substrat de silicium, les résultats des

absorptivités simulées en fonction de la largeur de grille et de son espacement de 0.05 à 1 μm sont présentés sur la Figure III.40(a). Lorsque la largeur de grille ou de l'espacement est supérieure à la longueur d'onde λ du laser, l'absorptivité tend vers 0.64, l'absorptivité du silicium sans motifs à la surface. On constate de plus que lorsque ces dimensions sont inférieures à λ , les effets diffractifs modifient sensiblement l'absorptivité qui varie de 0.64 pour atteindre 0.82. Deux pics d'absorptivité maximale apparaissent. L'un des pics est situé à $w_p \approx p_p \approx \lambda/2$ et présente une absorptivité égale à 0.74. L'autre point maximum est situé lorsque $w_p \approx p_p \approx \lambda/8$ pour une valeur d'absorptivité de 0.81 (le réseau correspondant que nous étudierons par la suite sera appelé "G1").

La Figure III.40(b) présente la cartographie des absorptivités simulées pour le réseau de grille de polysilicium reposant sur une couche de 30 nm de STI, en fonction de la largeur de grille et de l'espacement (de 0.005 à 1 μm). Lorsque le rapport w_p/p_p est supérieur à 10, l'absorptivité est égale à 0.48, la valeur de l'absorptivité d'un film de polysilicium sur une couche de 300 nm de STI. Au contraire, lorsque le rapport w_p/p_p est inférieur à 0.1, l'absorptivité tend vers celle d'un film de STI déposé sur un substrat de silicium. L'absorptivité maximale est localisée sur l'axe $w_p = 300$ nm et peut atteindre la valeur de 0.96 à $w_p = 300$ nm et $p_p = 400$ nm (réseau "G2"). Le point $w_p = 80$ nm et $p_p = 400$ nm présente une absorptivité minimale égale à 0.44 (réseau G3). L'importante variation d'absorptivité (de 0.44 à 0.96) calculée sur ce réseau en fonction des dimensions s'explique par le fait que ce réseau combine à la fois des interférences multicouches par la présence du film de STI et à la fois des effets diffractifs avec les grilles de polysilicium.

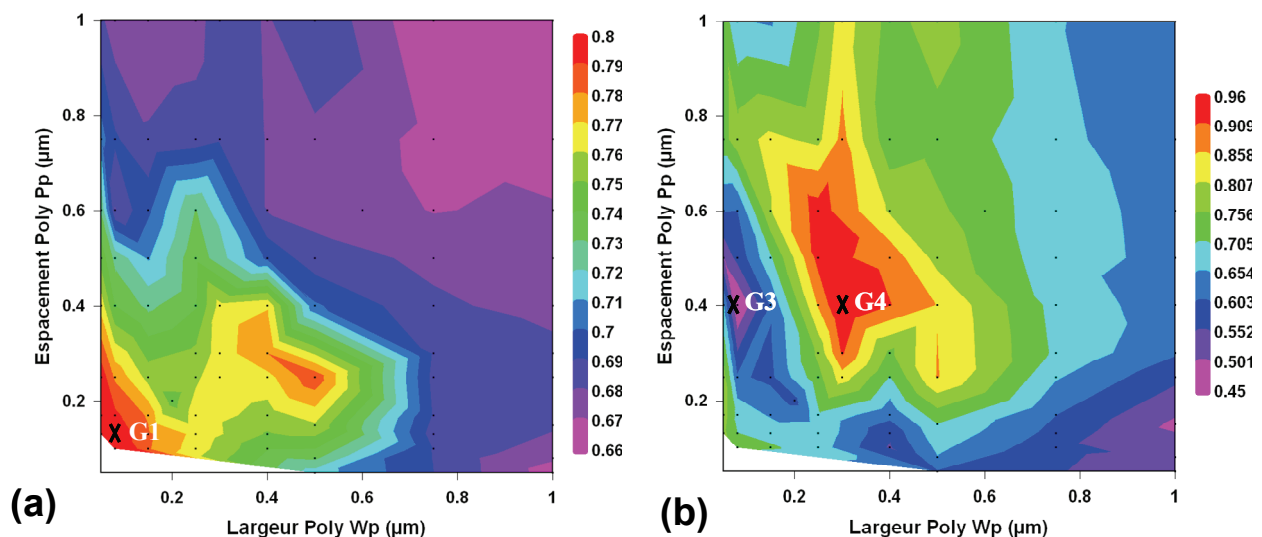


Figure III.40 : Les valeurs d'absorptivités simulées : (a) pour un réseau périodique composé de grilles de polysilicium de largeur w_p et d'espacement p_p sur un substrat de silicium et (b) un réseau périodique composé de grilles de polysilicium de largeur w_p et d'espacement p_p sur un film de SiO_2 de 300 nm d'épaisseur. Les dimensions w_p et p_p varient de 0.05 à 1 μm .

La cartographie de l'absorptivité en fonction de la largeur et de l'espacement des tranchées

de SiO₂ est représentée sur la figure 41. La valeur minimale pour ce réseau est 0.64 est la valeur maximale et 0.92 pour le point $w_{STI} = 300$ nm et $p_{STI} = 125$ nm (réseau nommé G4).

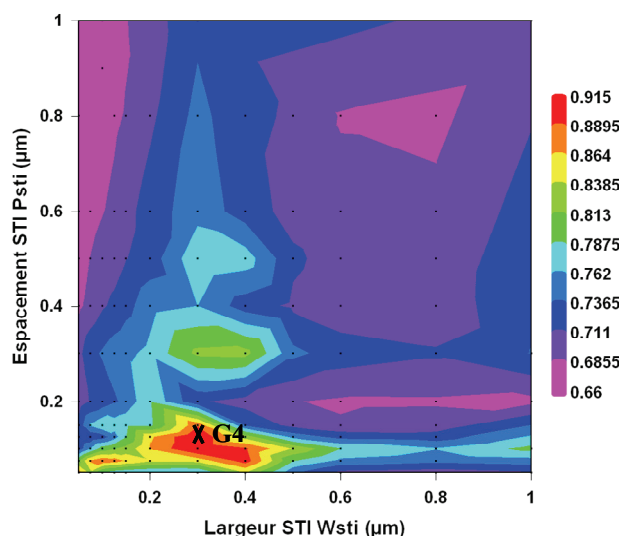


Figure III.41: Les valeurs d'absorptivités simulées sur le réseau périodique composé de tranchées de SiO₂ de 300 nm d'épaisseur dans le silicium. La largeur de STI w_{STI} et l'espacement p_{STI} varient de 0.05 à 1 μm .

Les phénomènes interférentiels modulent significativement le flux laser absorbé en fonction des matériaux présents à la surface d'une plaque et de leurs dimensions, comme indiqué par les résultats simulés pour les trois familles de réseaux périodiques. A $\lambda = 808$ nm et à hautes températures, l'absorptivité varie de 0.45 jusqu'à 0.96. De plus, ces phénomènes sont très sensibles à la variation d'une des dimensions d'un réseau puisqu'une variation de 10 nm de largeur ou d'espacement peut conduire à une différence d'absorption de 0.1.

La quantification des variations de températures simulées sur des réseaux périodiques.

La simulation conjuguée est beaucoup plus longue que la simulation optique. Afin d'évaluer les écarts de température représentatifs de réseaux présents à la surface d'une plaque, la méthode a donc consisté à simuler le champ de température des réseaux qui ont été identifiés lors de la cartographie de l'absorptivité comme ceux présentant les pics minimum et maximum d'absorptivité, en considérant que la variation d'absorptivité est le principal contributeur aux variations de température.

Ces réseaux ont été nommés G1, G2, G3 et G4. Les réseaux réciproques ont également été simulés à l'aide du modèle conjugué G1B, G2B, G3B et G4B. Enfin, la simulation a également été appliquée à un substrat de silicium (S1) et à un empilement de 80 nm de polysilicium sur 300 nm de

STI sur substrat de silicium (S2). Lors de la simulation, l'empilement S1 a été choisi comme référence et les paramètres du procédé ajustés pour atteindre une température de 1207°C à 300 mm/s. Les autres empilements et réseaux ont été simulés avec ces mêmes paramètres laser, gardés constants. Les noms et les dimensions des réseaux simulés sont rappelés dans le Tableau III.D.

De plus, dans le cas des réseaux contenant du STI, deux séries de simulations ont été réalisées. La première série de simulation a pris en compte les paramètres thermiques du SiO₂. La température simulée atteinte est appelée T₁. Concernant la deuxième série de simulations, les propriétés optiques du SiO₂ ont été incluses dans le modèle mais les propriétés thermiques ont été fixées égales à celle du silicium. La température simulée atteinte est ici appelée T₂. Le but de cette dernière série est de calculer les composantes purement thermique et optique des effets de motifs et de les comparer. En effet, la différence T₂-T₁ donne l'écart induit par les propriétés thermiques du STI.

<i>Empilement</i>	<i>Largeur</i>	<i>Espacement</i>	α	$T_1(^{\circ}\text{C})$	$T_2 (^{\circ}\text{C})$
S1	x	x	0.64	1207	x
S3	x	x	0.48	1021	1013
<i>Réseau de poly sur Si</i>	W_p (nm)	P_p (nm)	α	$T_1(^{\circ}\text{C})$	$T_2 (^{\circ}\text{C})$
G1	50	130	0.81	1403	x
G2B	300	400	0.76	1351	x
G3B	80	400	0.74	1328	x
<i>Réseau de poly sur STI</i>	W_p (nm)	P_p (nm)	α	$T_1(^{\circ}\text{C})$	$T_2 (^{\circ}\text{C})$
G1B	50	130	0.771	1372	1363
G2	300	400	0.96	1635	1597
G3	80	400	0.435	978	966
<i>Réseau STI/Si</i>	W_{STI} (nm)	P_{STI} (nm)	α	$T_1(^{\circ}\text{C})$	$T_2 (^{\circ}\text{C})$
G4	300	125	0.92	1540	1534

Tableau III.D: Le résultat des absorptivités et températures obtenues par éléments finis sur différents empilements et réseaux lors du recuit laser. La température T₁ fait référence aux résultats obtenus avec le modèle complet alors que la température T₂ représente le résultat obtenu en ne prenant pas en compte les propriétés thermiques du STI.

- Résultats simulés en prenant en compte les propriétés thermiques du STI :

Les températures maximales T_1 , obtenues à l'aide du modèle complet et donné dans le tableau III.C, sont tracées en fonction de l'absorptivité de chaque structure sur la Figure III.42. Notons que les températures atteintes dans les réseaux G2 et G4 sont des températures virtuelles puisque le point de fusion de silicium est atteint. La variation de température maximale entre les réseaux atteint jusqu'à 657°C (entre G2 et G3). Cela signifie que si deux structures séparées, avec ces géométries, s'étendent sur une surface plus grande que la longueur de diffusion thermique, alors la dispersion de température s'étendra jusqu'à 650°C.

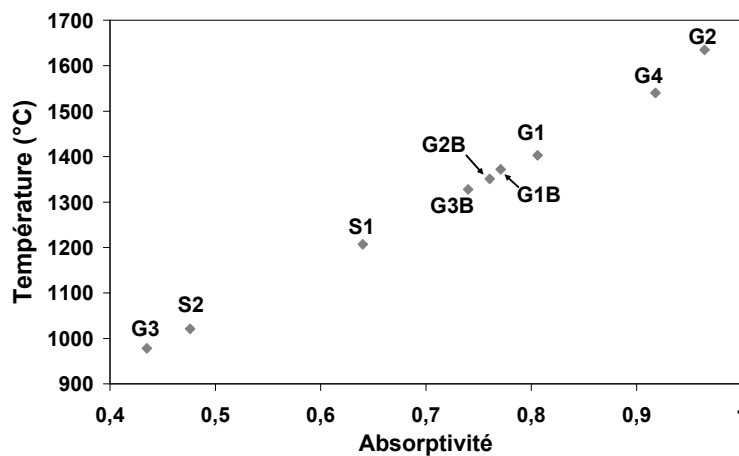


Figure III.42: Les températures pics T_1 en fonction de l'absorptivité obtenues à l'aide du modèle complet.

- Résultats simulés en ne prenant pas en compte les propriétés thermiques du STI :

Les températures maximales T_2 , obtenues à l'aide du modèle où les propriétés thermiques du STI sont fixées égales à celles du silicium, sont résumées sur le Tableau III.4 et tracées en fonction de l'absorptivité de chaque réseau sur la Figure III.43(a). La variation maximale de température entre les différents réseaux est égale à 631°C (réseaux G2 et G3). Cette variation de température de 631°C est la partie induite par les effets optiques dans la variation totale de température (657°C) calculée dans la première série de simulation à l'aide du modèle complet.

La différence $\Delta T = T_2 - T_1$ est tracée sur la Figure III.43(b) en fonction de chaque réseau simulé. En comparant ΔT , c'est-à-dire l'impact thermique STI, cette variation de température s'étend de +6 (G4) à +38°C (G2). Cela implique que la présence de STI augmente la température atteinte à la surface de la plaque et accroît, de plus, les variations de température. Ces résultats sont en accord

avec ceux obtenus en présence de la couche absorbante. Néanmoins, les effets de motifs thermiques générés par le STI sont 16 fois inférieurs à ceux générés par les effets optiques.

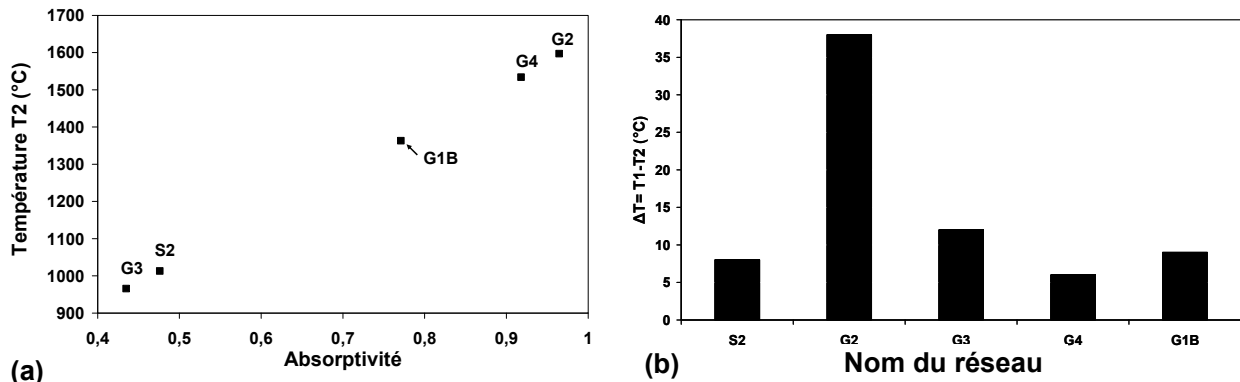


Figure III.43: (a) Les températures pics T_2 en fonction de l'absorptivité et (b) la différence de température $\Delta T = T_2 - T_1$ en fonction du réseau étudié obtenu par deux séries de simulation avec (T_1) et sans (T_2) les propriétés thermiques STI.

Lorsque les propriétés thermiques du STI ne sont pas prises en compte dans la simulation, la pente de la température en fonction de l'absorptivité est linéaire. De plus, cette pente est directement corrélée à la pente de la Figure III.35 en considérant qu'une variation d'absorptivité est une variation de puissance laser. A partir de cette constatation, il est possible d'exprimer la température pour chaque structure à partir de son absorptivité calculée.

Comme décrit sur la Figure III.35, la fonction de la température atteinte T en fonction de la puissance normalisée P est exprimé comme suit :

$$T = 969P + 457.31 \quad (12)$$

Si on considère que la modulation de l'absorptivité n'influe sur la température que par la modulation du flux absorbé par la structure et que l'empilement E1 (dont la puissance P_{ref} entrée dans la simulation est de 0.78 et le résultat de l'absorptivité α_{ref} est 0.64) est la référence car identique à la calibration déjà effectuée sur substrat de silicium (voir Figure III.35); la température atteinte à la surface d'une structure en fonction de l'absorptivité de la structure α_{ref} peut s'exprimer comme :

$$T = 969(P_{ref} \frac{\alpha_{str}}{\alpha_{ref}}) + 457.31 \quad (13)$$

A partir de cette fonction, il est possible d'extrapoler la température des réseaux périodiques en fonction de leur absorptivités simulées et présentées sur les Figures III.44 et III.45. La Figure

III.44(a) présente la cartographie de la température pour le réseau de grille de polysilicium réalisé sur une couche de 300 nm de STI, en fonction de la largeur de grille et de l'espacement (de 0.005 à 1 μm). Suivant la largeur et l'espacement des grilles de polysilicium, la dispersion de température peut atteindre 170°C sur ce type de réseau. La Figure III.44(b) présente la cartographie thermique extrapolée pour le réseau de grille de polysilicium sur une couche de 300 nm de STI en fonction de la largeur de grille et de l'espacement (de 0.005 à 1 μm). Une variation de température maximum de 560°C est obtenue selon les dimensions de ce réseau, ce qui est conforme aux résultats simulés avec le modèle conjugué. Concernant le réseau de tranchées de SiO_2 dans le silicium, dont la cartographie de la température est présentée sur la Figure III.45, la différence maximum de température est de 280°C.

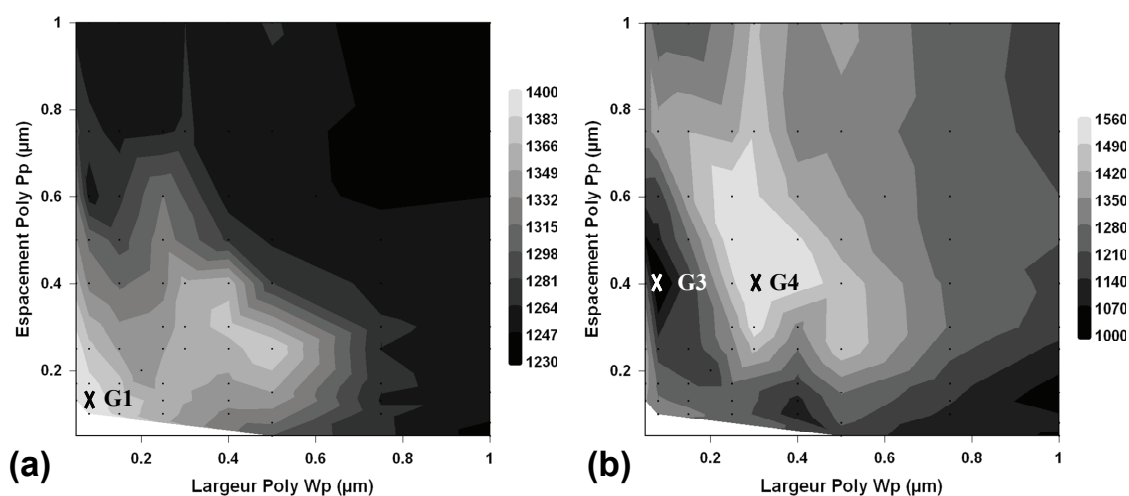


Figure III.44: Les isothermes extrapolées : (a) pour un réseau périodique composé de grilles de polysilicium de largeur w_p et d'espacement p_p sur un substrat de silicium et (b) un réseau périodique composé de grilles de polysilicium de largeur w_p et d'espacement p_p sur un film de SiO_2 de 300 nm d'épaisseur. Les dimensions w_p et p_p varient de 0.05 à 1 μm .

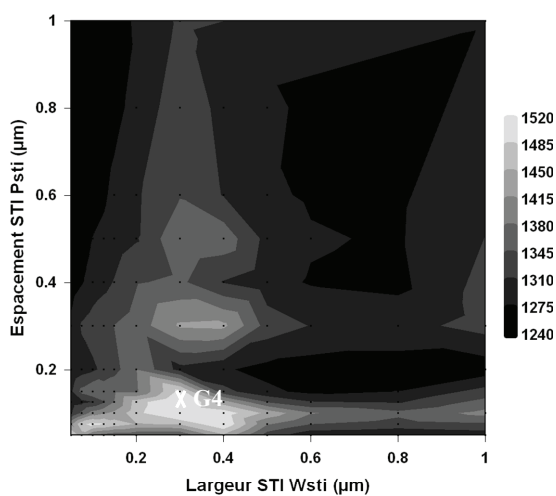


Figure III.45: Les isothermes extrapolées sur le réseau périodique composé de tranchées de SiO_2 de 300 nm d'épaisseur dans le silicium. La largeur de STI w_{STI} et l'espacement p_{STI} varient de 0.05 à 1 μm .

L'extrapolation de la température ne prend pas en compte l'influence des paramètres thermiques du STI. Le réseau de grille de polysilicium gravé sur un substrat de silicium ne possédant pas de STI, les résultats obtenus par extrapolation et par la simulation conjuguée optico-thermique seront identiques. Les deux autres réseaux contiennent du STI, l'extrapolation à partir des mesures d'absorptivités présentera donc une divergence en température par rapport à la simulation complète. Néanmoins, la simulation complète réalisée sur quelques exemples nous a permis d'évaluer l'influence du STI à un maximum de 38°C sur la température finale. Cet écart de 38°C reste relativement faible par rapport aux écarts de température supérieurs à 650°C qui peuvent apparaître entre les réseaux périodiques. L'extrapolation de la température par les mesures d'absorptivités fournit donc un résultat représentatif.

Quelques résultats sur les effets de motifs optico-thermiques en présence des couches SMT.

La Figure III.46 présente les absorptivités simulées pour des réseaux périodiques de grille de polysilicium sur substrat de silicium (Figure III.46(a)) ou sur une couche de STI (Figure III.46(b)) en présence des deux couches SMT. Comme pour le cas sans SMT, l'absorptivité dépend significativement des largeurs et espacement des grilles. Le réseau de grilles sur STI présente les plus fortes variations d'absorptivité avec une dispersion de 0.57 à 0.97. Si la valeur maximale de 0.97 est identique au cas sans SMT, la valeur minimale de 0.57 est sensiblement plus élevée que la valeur sans SMT égale à 0.44. La présence de la couche de nitrure de silicium augmente l'absorptivité moyenne, ce qui réduit la dispersion générée par les effets de motifs optiques. Dans le cas sans SMT, la dispersion d'absorptivité $\Delta\alpha = \alpha_{\max} - \alpha_{\min}$ est égale à 0.53 alors qu'elle est égale à 0.4 en présence des couches SMT. Il y a donc une diminution de la dispersion de l'absorptivité de 25% en présence de la couche SMT. En se basant sur le travail effectué dans le cas sans SMT, la dispersion maximum de température générée par les réseaux périodiques peut être estimée à 490°C en présence des couches SMT.

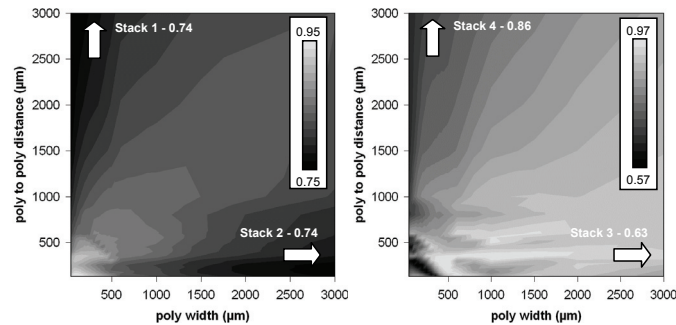


Figure III.46: Les valeurs d'absorptivités simulées en présence des couches SMT à la surface de la plaque: (a) pour un réseau périodique composé de grilles de polysilicium de largeur w_p et d'espacement p_p sur un substrat de silicium et (b) un réseau périodique composé de grilles de polysilicium de largeur w_p et d'espacement p_p sur un film de SiO_2 de 300 nm d'épaisseur.

III.C.3.(d) Les effets de motifs optico-thermiques sur une puce CMOS 45 nm

En raison de la diversité et de l'échelle des divers motifs présents à la surface d'une puce, deux effets vont diminuer la dispersion d'absorptivité et de température sur une puce par rapport aux résultats obtenus sur des réseaux périodiques infinis. D'une part, si les géométries des motifs varient sur une largeur inférieure à la largeur du faisceau du laser de 75 μm , l'absorptivité sera moyennée, ce qui diminuera les variations maximales de température. D'autre part, la longueur de diffusion thermique d'environ 100 μm va elle aussi homogénéiser la température à la surface de la puce.

Mesures optiques sur des puces.

Des mesures de réflectométrie à 808 nm ont été effectuées sur plusieurs puces différentes en technologie CMOS 45 nm afin d'évaluer la dispersion de l'absorptivité dans des cas réels. Une puce 45 nm a une surface de plusieurs mm^2 alors que l'aire du spot de mesure est de l'ordre de 10 μm^2 . Une cartographie optique complète d'une puce est donc irréalisable. Les quatre puces ont donc été échantillonnées en 481 points de mesures. La Figure III.47 présente le cumul de ces points en fonction de l'absorptivité mesurée dans le cas de puce sans dépôt de la bicouche SMT. On constate que l'absorptivité est dépendante du produit mesuré. De plus, l'absorptivité sur une puce est très dispersée, le minimum d'absorptivité étant égal à 0.47 alors que le maximum atteint 0.95. Ces valeurs sont représentatives des écarts d'absorptivité simulés dans la section III.C.3.(c) dans le cadre des réseaux périodiques.

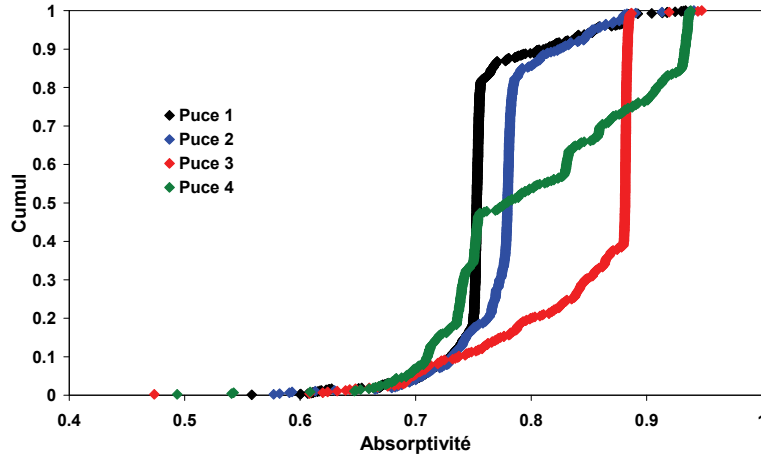


Figure III.47: Le cumul des points mesurés en fonction de l'absorptivité et obtenu par des mesures de réflectométrie sur quatre puces différents CMOS 45 nm sans les couches SMT.

Les mêmes puces ont été mesurées par réflectométrie après le dépôt de la bicouche SMT et le cumul des points mesurés en fonction de l'absorptivité est présenté sur la Figure III.48. On observe une augmentation de l'absorptivité moyenne par rapport aux mesures sans les couches SMT. Le minimum d'absorptivité mesuré est égal à 0.58 et le maximum est 0.97. Il y a donc un écart d'absorptivité $\Delta\alpha = \alpha_{\max} - \alpha_{\min}$ de 0.48 sans les couches SMT et un écart $\Delta\alpha$ égal à 0.38 en présence des couches de la SMT, soit une réduction des effets de motifs optiques de près de 25% lorsque la couche de la SMT couvre la surface d'une puce. Cette réduction est identique à celle évaluée par la simulation optique sur des structures typiques.

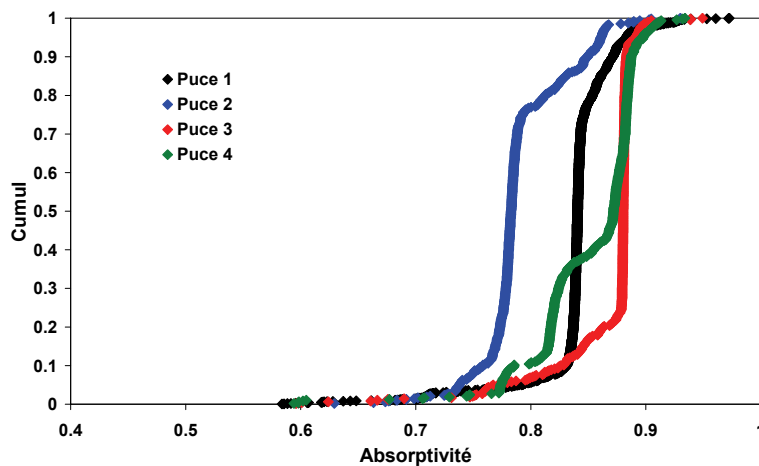


Figure III.48: Le cumul des points mesurés en fonction de l'absorptivité et obtenu par des mesures de réflectométrie sur quatre puces différents CMOS 45 nm avec les couches SMT.

Ces mesures sont réalisées avec un spot dont le diamètre égal à $4 \mu\text{m}$ est très inférieur à la largeur du faisceau du laser et à la longueur de diffusion thermique. Une autre méthode est donc utilisée dans la section suivante pour évaluer la température à la surface d'une puce.

Simulation thermique sur des puces

Bien que les effets de motifs induisent des variations intra-puce nuisibles au fonctionnement des composants, la résolution du problème conjugué optico-thermique sur une puce complète est impossible en raison des limites des ressources logiciels, la divergence des échelles physiques mise en jeu impliquant un maillage trop important. En effet, la taille d'une puce de l'ordre du cm^2 (Domaine A sur la Figure III.49) est largement supérieure à l'échelle de résolution du problème thermique, de l'ordre de quelques mm^2 (Domaine B sur la Figure III.49) et à l'échelle de résolution du problème optique de l'ordre de la dizaine de μm^2 (Domaine C sur la Figure III.49). Afin de pouvoir quantifier les variations de motifs sur un produit, il est donc nécessaire de se focaliser sur une zone limitée de la puce, le domaine B.

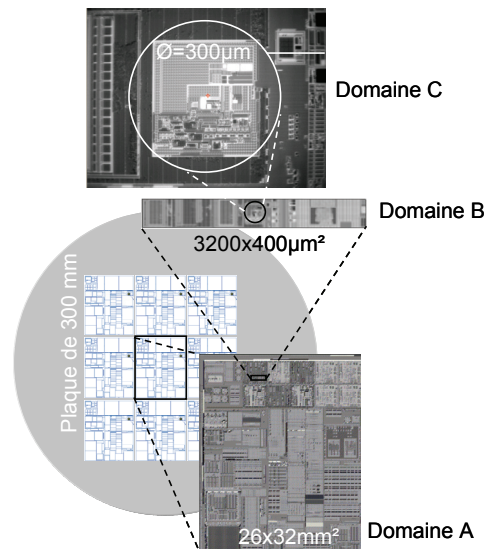


Figure III.49: Illustration des différentes échelles. Les échelles A, B et C sont, respectivement, le domaine d'intérêt (la puce), le domaine thermique et le domaine optique.

Afin d'évaluer les variations de température sur l'échelle B, la méthode consiste à utiliser une homogénéisation des milieux. Par une procédure automatique, le plan du circuit est divisé en petit carrés de $20 \times 20 \mu\text{m}^2$. Puis la procédure fournit les densités de différentes classes définies de largeurs et d'espacement des réseaux de grille de poly sur silicium et de grille de poly sur STI pour chaque carré. L'absorptivité moyenne de chaque carré est alors calculée en utilisant une loi de mélange en prenant en compte la valeur de l'absorptivité de chaque classe (dont le calcul a été donné dans la section précédente) et sa densité. De même, les paramètres thermiques moyens sur ces carrés peuvent être obtenus par une loi de mélange similaire, en séparant les propriétés thermiques et les

densités du STI et du silicium. La Figure III.50 présente les absorptivités et les propriétés thermiques moyennes obtenues par cette méthode sur le domaine de l'échelle B.



Figure III.50: Cartographie à l'échelle B des dispersions locales des absorptivités optiques et des propriétés thermiques (la capacité thermique $\rho \cdot C_p$ et la conductivité thermique).

La cartographie de l'absorptivité obtenue par la loi de mélange a été comparée à des mesures de réflectométrie sur le domaine C. A l'intérieur du cercle de 300 μm de diamètre, 4300 points de mesures optiques ont été réalisés avec un pas entre chaque mesure de 4 μm égal à la taille du spot du réflectomètre. Les résultats des deux méthodes sont comparés sur la Figure III.51. Les zones de faible et forte absorptivités sont bien représentées par les deux méthodes. Cependant, la cartographie obtenue par simulation est plus lissée que celle obtenue par la mesure en raison d'un échantillonnage plus large (20 $\mu\text{m} \times 20 \mu\text{m}$). Ceci permet d'expliquer également que la mesure optique fournit une variation d'absorptivité de 0.54 à 0.97 alors qu'une variation de 0.75 à 0.82 est obtenue par ce modèle de simulation.

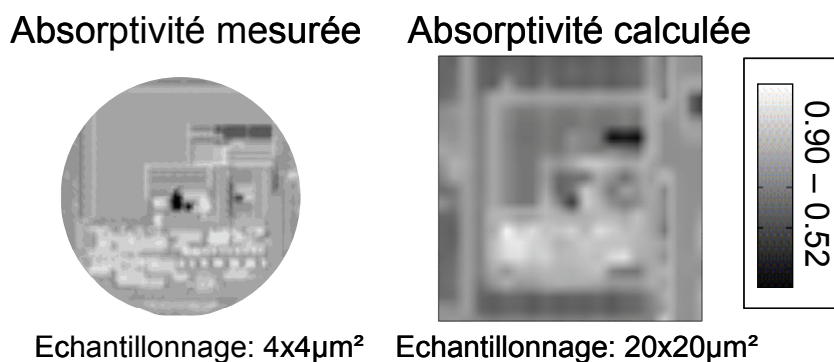


Figure III.51: Comparaison de la cartographie de l'absorptivité obtenue par calcul et la mesure de réflectométrie sur une zone de 300x300 μm^2 d'une puce.

Ensuite, le balayage du laser sur le domaine B est simulé thermiquement avec comme données d'entrées les cartographies d'absorptivités et de propriétés thermiques moyennes. Cette simulation a été réalisée par F. Cacho (STMicroelectronics) [106]. La Figure III.52 présente les températures pics atteintes simulées dans le domaine B lors du balayage du laser à une vitesse de balayage égale à 100 mm/s. Une dispersion de température de 45°C est obtenue dans ce domaine. A

300 mm/s, cette dispersion est de 53°C.

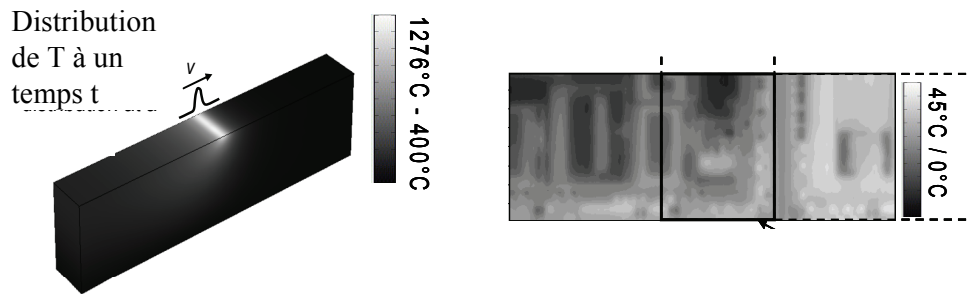


Figure III.52: La distribution de température simulée lors du balayage laser à 100 mm/s.

Afin d'évaluer l'influence de la vitesse de balayage sur les écarts de température, une série de simulations est réalisée avec des vitesses variant de 25 à 600 mm/s. La Figure III.53 présente les écarts de température le long d'une direction de balayage. Cet écart passe de 45°C pour une vitesse de 600 mm/s à 30°C pour une vitesse de balayage de 25 mm/s. Une optimisation de ce paramètre du laser est donc une solution de réduction des effets de motifs.

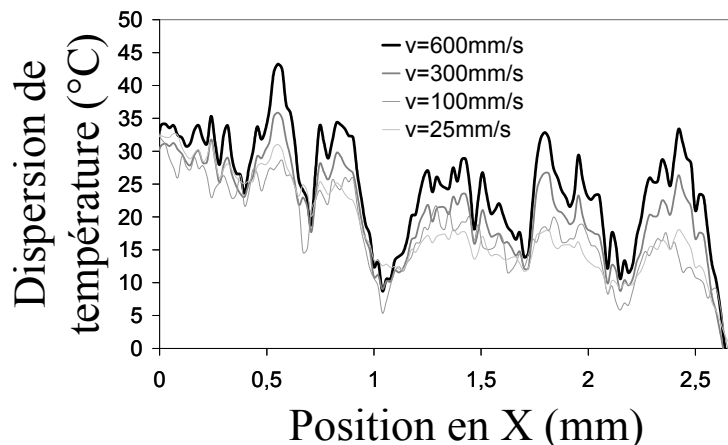


Figure III.53: L'influence de la vitesse de balayage sur la dispersion de la température.

Par une méthode d'homogénéisation, la simulation numérique permet d'obtenir une distribution de la température lors du recuit laser dans une partie de la puce. A la vitesse nominale de 300 mm/s, la dispersion simulée est de 53°C. Néanmoins, la répartition des densités de réseaux et de leurs absorptivités en plusieurs classes est un facteur de moyennement artificiel de ces écarts. Il est donc probable que cette dispersion est sous-estimée. Enfin, le domaine simulé ne représente qu'une petite partie d'un circuit, on peut donc penser que cette dispersion sera plus élevée sur une puce complète.

Par l'expérience et par la simulation, dans le cas d'une irradiation direct du laser sur les motifs, les dispersions de température ont pu être estimées. Dans le cas de structures de périodes supérieures à la longueur de diffusion thermique et la taille du faisceau laser, ces dispersions peuvent

atteindre 650°C et 500°C sans et avec la couche SMT, respectivement. Pour des structures plus petites, de largeurs inférieures à 100µm, les écarts de température diminuent. Cependant, les écarts sont estimés compris dans une gamme de 50 à 200°C qui est trop large pour respecter les limites des spécifications des propriétés électriques.

En comparant ces résultats aux résultats obtenus dans la section III.C.2, la présence de la couche absorbante réduit les variations de température de 94%. Malgré les contraintes de coûts additionnels que génèrent les étapes de dépôt et de retrait de cette couche absorbante, cette solution a été retenue à STMicroelectronics pour satisfaire au maximum aux exigences de réduction des effets de motifs.

III.D. Conclusion

Dans ce chapitre, le champ thermique temporel du balayage du laser milliseconde sur silicium a été modélisé en deux dimensions par méthode des éléments finis en utilisant le logiciel Comsol. Deux modèles ont été développés. Le premier modèle, purement thermique, a permis de modéliser l'interaction laser/silicium dans le cas d'une absorption monocouche du flux laser. Le second modèle propose une résolution optique couplée à une résolution thermique, afin de prendre en compte l'influence sur la température des phénomènes interférentiels et diffractifs générés par les motifs présents à la surface du substrat de silicium. La validité de ces deux méthodes a été démontrée par des mesures expérimentales : réflectométrie, pyrométrie et évaluation de la température sur des structures dopées utilisées comme sonde de température sur silicium.

La simulation a ensuite permis d'évaluer l'influence des effets de motifs sur la température. L'évaluation des effets de motifs en présence d'une couche absorbante additionnelle à la surface de la plaque lors du recuit laser a permis de conclure que les effets de motifs thermiques de l'ordre de 50°C ne dépassaient pas les limites des spécifications [105]. Ensuite, dans le cas d'une irradiation directe du laser à la surface d'une plaque, il a été montré par simulation et par des expériences que la dispersion de température pouvait atteindre plus de 600°C pour des structures de largeurs supérieures à la longueur de diffusion thermique et une centaine de degrés sur un circuit où les dimensions typiques des motifs sont inférieures à cette longueur de diffusion. La part des effets de motifs thermiques et la part des effets optiques ont également pu être évaluées et il a été prouvé que les effets thermiques ont une influence négligeable sur la dispersion de la température, contrairement au rôle majeur des effets optiques. Il a également été montré que la position de l'étape du recuit laser dans le procédé technologique est un facteur important de ces dispersions.

Ces différences de température lors d'une irradiation étant trop importantes au regard des spécifications électriques des dispositifs composant le circuit, ces études ont participé au choix industriel de STMicroelectronics de déposer la couche absorbante avant le recuit laser pour la production des plaques CMOS 45 nm.

Chapitre IV : L'influence du recuit laser sur les propriétés du polysilicium dopé

Le chapitre précédent a présenté les travaux ayant pour objectif final la réduction directe des écarts de température générés lors du recuit laser. Comme déjà discuté dans les sections I.B.3 et IV.C.1.(d), rendre les dispositifs les moins sensibles possibles à ces variations de température est une autre possibilité permettant de diminuer l'influence des effets de motifs. Il a également été constaté que les résistances (notamment les résistances de polysilicium dopés P+) étaient les dispositifs les plus sensibles. En conséquence, l'étude des effets de l'application du recuit laser sur les résistances de polysilicium s'avère primordiale. Après un recuit thermique, le matériau polysilicium dopé possède des propriétés chimiques et électriques différentes de celle du monosilicium et cela, en raison de la présence de joints de grains. Alors que les propriétés du polysilicium dopé obtenu par des procédés en four ou RTP ont fait l'objet de nombreux travaux, elles ont été très peu étudiées pour les bilans thermiques appliqués lors de recuits millisecondes à très haute température, renforçant ainsi l'intérêt et la nécessité de notre démarche.

Précisons que, dans les expériences de ce chapitre, nous nous plaçons dans des conditions expérimentales telles que la température atteinte lors d'un recuit laser est maîtrisée. Nous nous affranchissons systématiquement des effets de motifs en réalisant des dépôts en pleine plaque sans topographies et sans couche de STI, ainsi qu'en utilisant la couche absorbante au moment du recuit, c'est-à-dire l'empilement déjà présenté au début de la section II.A.1. En revanche, les modifications physico-chimiques que nous pouvons observer entre deux expériences A1 et A2, avec des températures de recuits différents T1 et T2, illustrent les modifications pouvant être observées sur une puce affichant des températures locales différentes T1 et T2 générées par les effets de motifs.

Ce dernier chapitre présente l'étude de l'influence du recuit laser milliseconde sur le silicium polycristallin dopé. L'état de l'art des mécanismes de diffusion et d'activation des dopants dans ce matériau est présenté dans la première section. Dans la seconde partie, nous développons les résultats obtenus sur la redistribution des dopants de type N+ dans le polysilicium. L'étude se portant sur la redistribution des dopants de type P+ est détaillée dans la troisième section. Enfin, l'influence du recuit laser sur la résistivité du polysilicium dopé N+ ou P+ est discutée, avant de conclure.

IV.A. Etat de l'art

Nous avons vu brièvement dans le chapitre I que le polysilicium possède un comportement différent du silicium cristallin, tant au niveau de la diffusion des impuretés que de ses propriétés électriques. Cette différence s'explique par la présence des joints de grains qui accélèrent la redistribution et qui diminuent le nombre de dopants actifs et de porteurs libres. Cette section détaille les propriétés des films de polysilicium dopé et soumis à un traitement thermique.

IV.A.1 Ségrégation des dopants dans les joints de grains

Le phénomène de ségrégation dans les joints de grains est important car il va influencer, d'une part, la redistribution totale des dopants dans le polysilicium lors d'un recuit thermique et d'autre part, affecter la résistivité. D'une part, la ségrégation détermine la proportion de dopants qui va diffuser le long des joints de grains et donc le profil chimique de dopage. Les joints de grains sont des plans de défauts (liaisons pendantes ou contraintes, lacunes, interstitiels...) à l'intérieur desquels la diffusion est beaucoup plus importante que dans le silicium cristallin. D'autre part, les dopants dans les joints de grains sont électriquement inactifs : soit l'atome piégé ne libère pas de porteur, soit il en libère un qui sera piégé sur un site voisin du joint de grain. Le phénomène de ségrégation influence donc le profil actif de dopage. Il explique ainsi la plus forte résistivité du polysilicium par rapport au silicium cristallin, à niveau de dopage égal.

IV.A.1.(a) Définition du coefficient de ségrégation

Dans un film de polysilicium, la concentration totale d'une impureté C_{tot} est distribuée entre les grains et les joints de grains selon la relation suivante

$$C_{tot} = C_g + C_{gb} \quad (IV.1)$$

Où C_g est la concentration de l'impureté dans les grains et C_{gb} , sa concentration dans les joints de grains

Si les sites des grains et les sites des joints de grains étaient énergétiquement équivalents, la répartition des atomes, à l'équilibre, entre ces deux types de sites, serait semblable à une répartition au hasard [107]:

$$\left(\frac{W_{gb}}{C_g}\right)_{eq} = \frac{Q_s}{N_{Si}} \quad (IV.2)$$

où C_g désigne la concentration de dopants dans les grains (at.cm^{-3}), Q_s , la densité de sites de joints de grains (cm^{-2}) et N_{Si} , la densité dans le cristal (cm^{-3}). W_{gb} désigne la densité de dopants dans les joints de grains (at.cm^{-2}) et dépend de la concentration de dopants dans les joints de grains, C_{gb} . Dans le cas d'un film de polysilicium colonnaire de taille de grain L_g , W_{gb} et C_{gb} sont liés par le facteur de structure ρ :

$$C_{gb} = \rho W_{gb} = \frac{2}{L_g} W_{gb} \quad (IV.3)$$

Généralement, ces sites ne sont pas équivalents. A l'équilibre thermodynamique, la concentration de dopants ségrégeant dans les joints de grains est supérieure à celle que donnerait une répartition au hasard : ces dopants ségrégent préférentiellement aux joints de grains [108] et la répartition des dopants entre les sites de grains et de joints de grains s'écrit comme présenté dans l'équation IV.4 [109] :

$$\frac{W_{gb}}{C_g} = A_{seg} \frac{Q_s}{N_{Si}} \exp\left(-\frac{E_{seg}}{kT}\right) \quad (IV.4)$$

où A_{seg} est lié à la variation d'entropie entre un site du grain et un site du joint de grain (cm) et E_{seg} , la chaleur de ségrégation (eV).

IV.A.1.(b) Calcul du coefficient de ségrégation

Des études ont déjà été réalisées sur la ségrégation des dopants arsenic, phosphore et bore dans les joints de grains. Deux méthodes ont été utilisées pour obtenir les coefficients de ségrégation. La première méthode estime la fraction de dopants ségrégés par des mesures locales sur un joint de grain en utilisant un microscope électronique en transmission couplé à des analyses aux rayons-X

[110, 111]. La deuxième méthode exploite des mesures électriques sur des films de polysilicium afin d'extraire les coefficients de ségrégation [109].

En ce qui concerne l'arsenic, les études de Mandurah *et al.* [109], Carabelas *et al.* [112] et Nedelec *et al.* [113] ont permis de déterminer, par des mesures expérimentales, le coefficient de ségrégation de l'arsenic à l'équilibre. La variation du coefficient de ségrégation de l'arsenic avec la température est représentée sur la Figure IV.1(a). Les énergies d'activation calculées, pour chaque étude, sont également indiquées. Concernant l'étude de Mandurah *et al.*, les coefficients obtenus sont présentés pour deux concentrations moyennes d'arsenic : 2.10^{19} at/cm³ pour la courbe appelée « Mandurah 80 1 » et 2.10^{20} at/cm³ pour la courbe « Mandurah 80 2 ». Mandurah *et al.* ainsi que Carabelas *et al.* ont également étudié la ségrégation du phosphore aux joints de grains de polysilicium et leurs coefficients de ségrégation calculés expérimentalement en fonction de la température sont représentés sur la Figure IV.1(b).

Nous pouvons observer que la ségrégation à l'équilibre est plus importante dans le cas de l'arsenic que dans le cas du phosphore. De surcroît, elle diminue lorsque la température augmente. Pour chaque espèce, les différences des coefficients de ségrégation calculés entre les études s'expliquent par la diversité des structures des films de polysilicium et des conditions de dopage. Ajoutons qu'aucune étude n'est focalisée sur la ségrégation de l'arsenic et du phosphore dans le cas où ils seraient tout deux co-introduits dans un film de polysilicium.

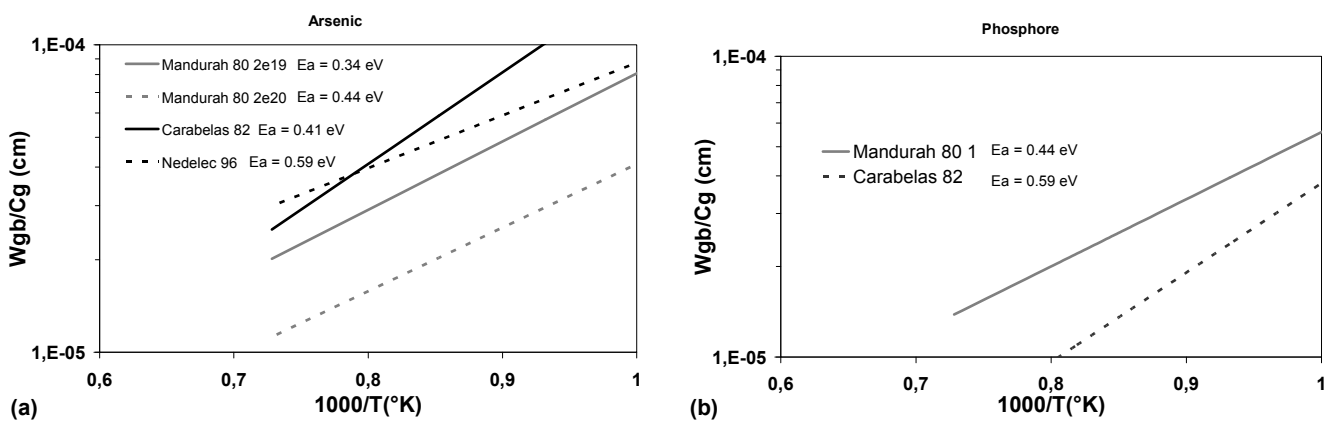


Figure IV.1: Coefficients de ségrégation W_{gb}/C_g dans le polysilicium en fonction de la température de recuit pour (a) l'arsenic et (b) le phosphore.

En revanche, la ségrégation éventuelle du Bore à l'équilibre n'a jamais pu être mise en évidence [107, 109].

IV.A.2 La diffusion dans le polysilicium

IV.A.2.(a) La diffusion des dopants le long d'un joint de grain

La diffusion dans le polysilicium est plus importante que dans le silicium cristallin, d'un facteur 10 à 100 selon les dopants et les études. Cette différence s'explique par la très forte diffusion aux joints de grain. En effet, un joint de grain isolé est une zone à très forte densité de défauts où la diffusion sera beaucoup plus importante que dans le silicium cristallin. De plus, les joints de grains sont des sites de faible énergie où les dopants peuvent ségréger préférentiellement; abaissant ainsi le nombre de dopants présents dans les grains. La diffusion au joint de grain peut être décrite en deux étapes : d'abord, le dopant va diffuser très rapidement le long du joint de grain puis, il peut se déplacer vers un grain où il diffuse moins rapidement (la diffusion d'un grain étant assimilée à celle du silicium cristallin). L'analyse de la diffusion dans les joints de grains montre un front de diffusion en forme de pointe, comme présenté sur la Figure IV.2 :

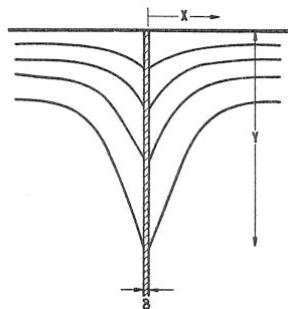


Figure IV.2: front de diffusion le long d'un joint de grain de largeur δ [114].

La forme de la pointe est liée à la diffusivité dans le joint de grain et dans le grain. Plus le ratio augmente entre les deux, plus la forme sera pointue. De même, plus le temps de recuit est long, plus le front de diffusion sera étendu en x . Si nous considérons maintenant la densité de joint de grain dans le polysilicium, trois types de diffusion dans le polysilicium ont été identifiés [35], comme schématisé sur la Figure IV.3.

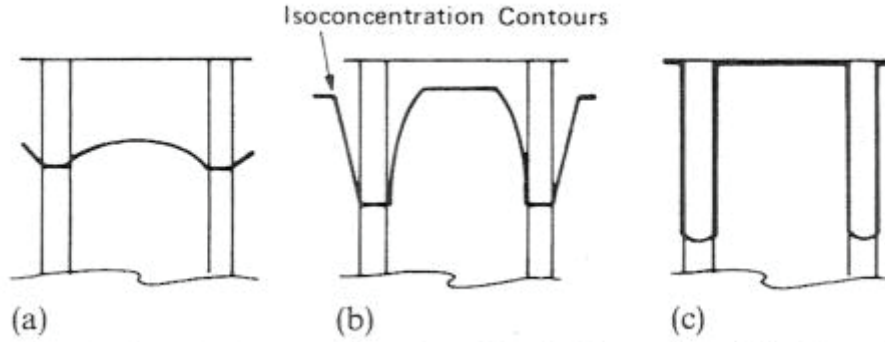


Figure IV.3: Les trois types de front de diffusion dans le polysilicium [35].

La diffusion de type C intervient lorsque la diffusion dans le grain, que ce soit à partir de la surface implantée ou des grains vers les joints de grains, est négligeable, c'est-à-dire quand la longueur de diffusion du dopant dans le grain $\sqrt{D_G * t}$ est très inférieure à L_g et e , la taille de grains et l'épaisseur du film, respectivement. La diffusion de type B intervient quand la diffusion des dopants des joints de grains vers les grains devient importante. Si la diffusion de la surface et des joints de grains vers les grains est très importante, alors, le front de diffusion sera de type A car même le centre d'un grain bénéficiera de la contribution des joints de grains voisins. Pour résumer, deux paramètres sont importants pour différencier les fronts de diffusion : la longueur de diffusion dans le grain et la largeur de grain. Plus le premier sera petit devant le second, plus le front sera concentré aux joints de grains.

IV.A.2.(b) Calcul des coefficients de diffusion

Cette section présente les différents modèles développés afin de calculer les coefficients effectifs de la diffusion des dopants dans une couche de polysilicium.

Calcul des coefficients de diffusion effectifs

Les premiers modèles développés pour calculer les paramètres de diffusion dans le polysilicium utilisaient le modèle de diffusion effectif. Ces calculs ne sont valides que pour des recuits suffisamment longs afin que le polysilicium puisse être assimilé à un matériau homogène, c'est-à-dire pour une diffusion dans le polysilicium de type A.

La diffusion augmente avec la racine carrée du temps, ce qui permet de calculer une diffusivité effective en appliquant les calculs conventionnels de diffusion (en utilisant une fonction

gaussienne pour des films de polysilicium dopés par implantation [115, 116] ou une fonction erfc pour des films de polysilicium pré dopés en surface [117, 118].

La valeur de la diffusivité effective dépend de la densité de joints de grain. Par exemple, la diffusion effective du bore dans le polysilicium est exprimée comme suit d'après [116] :

$$D_{eff} = 0.63 \exp\left(-\frac{3.22}{kT}\right) \quad (IV.5)$$

La diffusivité effective dans le polysilicium en fonction de la température est présentée sur la Figure IV.4 pour les trois dopants standards P [119], As [115, 116, 117, 120, 121] et B [40, 122, 123]. Pour comparaison, les diffusivités des dopants dans le silicium monocristallin sont également tracées. Elles sont extraites de [124] pour l'arsenic et de [125] pour le bore et le phosphore. On remarque que la diffusivité effective des dopants est 10 à 1000 fois supérieure à la diffusivité dans le silicium monocristallin.

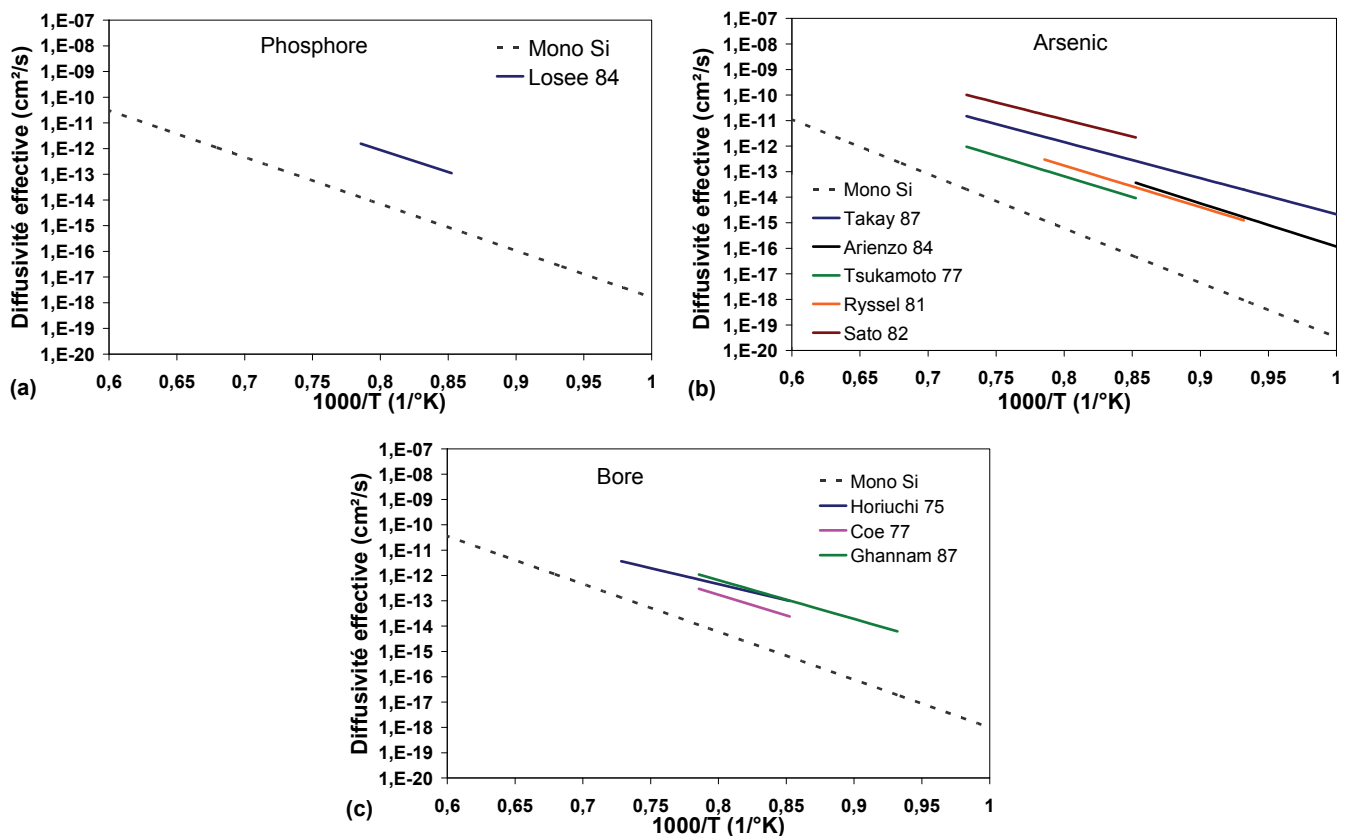


Figure IV.4: Coefficients de diffusion effectifs dans le polysilicium des dopants standards : (a) le phosphore, (b) l'arsenic et (c) le bore.

Cependant, le calcul des coefficients de diffusion effectifs n'est pas adapté à la diminution des bilans thermiques au fil de l'avancée des technologies. De plus, ce calcul ne peut rendre compte

des modifications des matériaux (croissance des grains pendant les recuits) et de la nature hétérogène du poly-Si composé des grains et des joints de grains et des échanges de dopants entre eux, notamment par ségrégation. Des modèles plus complexes ont donc été développés afin de calculer les paramètres de diffusion.

Calcul des coefficients de diffusion dans les joints de grains :

La seconde catégorie de modèles développés dans la littérature est plus complète car elle prend en compte la nature hétérogène du polysilicium en distinguant les grains et les joints de grains. Ces modèles considèrent la redistribution des dopants dans les grains et dans les joints de grains ainsi que les échanges (chimiques ou structurels) entre les deux. La finalité de ces modèles est d’obtenir les coefficients de diffusion dans les joints de grains. La redistribution des dopants dans un film de polysilicium colonnaire lors d’un recuit thermique est schématisée sur la Figure IV.5.

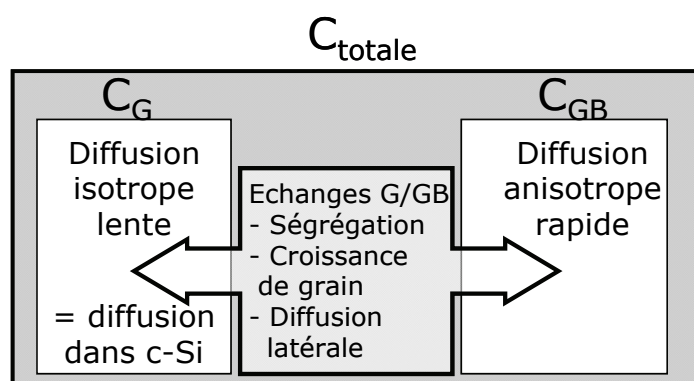


Figure IV.5: Schéma de la redistribution des dopants dans le polysilicium. C_{tot} est la concentration totale du dopant dans le polysilicium, C_g la concentration du dopant dans les grains et C_{gb} la concentration du dopant dans les joints de grains.

Afin de modéliser le système schématisé sur la Figure IV.5, deux équations de diffusion sont donc résolues, d’une part, celle dans les grains (assimilée le plus souvent à la diffusion dans le silicium cristallin) et, d’autre part, celle dans les joints de grains [119]. Notons que Nedelec et *al.* observent une diffusivité plus élevée de l’arsenic dans les grains par rapport à celle observée dans le monosilicium [113]. Ces deux équations sont couplées entre elles par des termes d’échanges (voir équations IV.6 et IV.7), en considérant un modèle à une dimension avec une conservation de la concentration totale C_{tot} selon l’équation IV.1.

L'équation IV.6 représente ainsi la diffusion dans les grains (avec D_g , la diffusivité dans les grains égale à celle dans le silicium cristallin). L'équation IV.7 représente l'équation de diffusion dans les joints de grains (avec D_{gb} , la diffusivité dans les joints de grains).

$$\frac{\partial C_g}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_g \frac{\partial C_g}{\partial x} \right) - R + G \quad (\text{IV.6})$$

$$\frac{\partial C_{gb}}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_{gb} \frac{\partial C_{gb}}{\partial x} \right) + R - G \quad (\text{IV.7})$$

où R représente le terme de génération de dopants migrant des grains vers les joints de grains et G , le terme de génération dans le sens opposé.

Deux phénomènes physiques interviennent dans les échanges grains/joints de grains lors de recuits thermiques:

- La croissance des grains. Pendant le recuit, la croissance de grains augmente la fraction de dopants dans les grains au détriment de la fraction dans les joints de grains. Cet effet sera donc compris dans le terme G . La croissance de grains va dépendre de la structure du polysilicium à l'état initial, du dopage et du bilan thermique du recuit.

La croissance des grains est régie par l'équation suivante [34] :

$$\frac{\partial L_g}{\partial t} = \frac{a \cdot b^2}{k \cdot T} \cdot \frac{D_s \cdot \lambda}{L} \quad (\text{IV.8})$$

où L_g est la longueur moyenne de grain (nm), T la température (K), a , un coefficient géométrique sans dimension, b , le paramètre de maille du silicium (\square), D_s , la diffusivité du silicium dans un joint de grain (cm^2/s), λ l'énergie surfacique de joint de grains (J/cm^2) et k , la constante de Boltzman (K/J).

- La ségrégation aux joints de grains. Les joints de grains sont des surfaces de ségrégation et le recuit peut modifier la part de dopants ségrégés aux joints de grains.

Les diffusivités dans les joints de grains de polysilicium calculées dans la littérature en fonction de la température sont présentées sur la Figure IV.6 pour les trois dopants standards P [35, 114, 126], As [118, 126] et B [35, 107, 126].

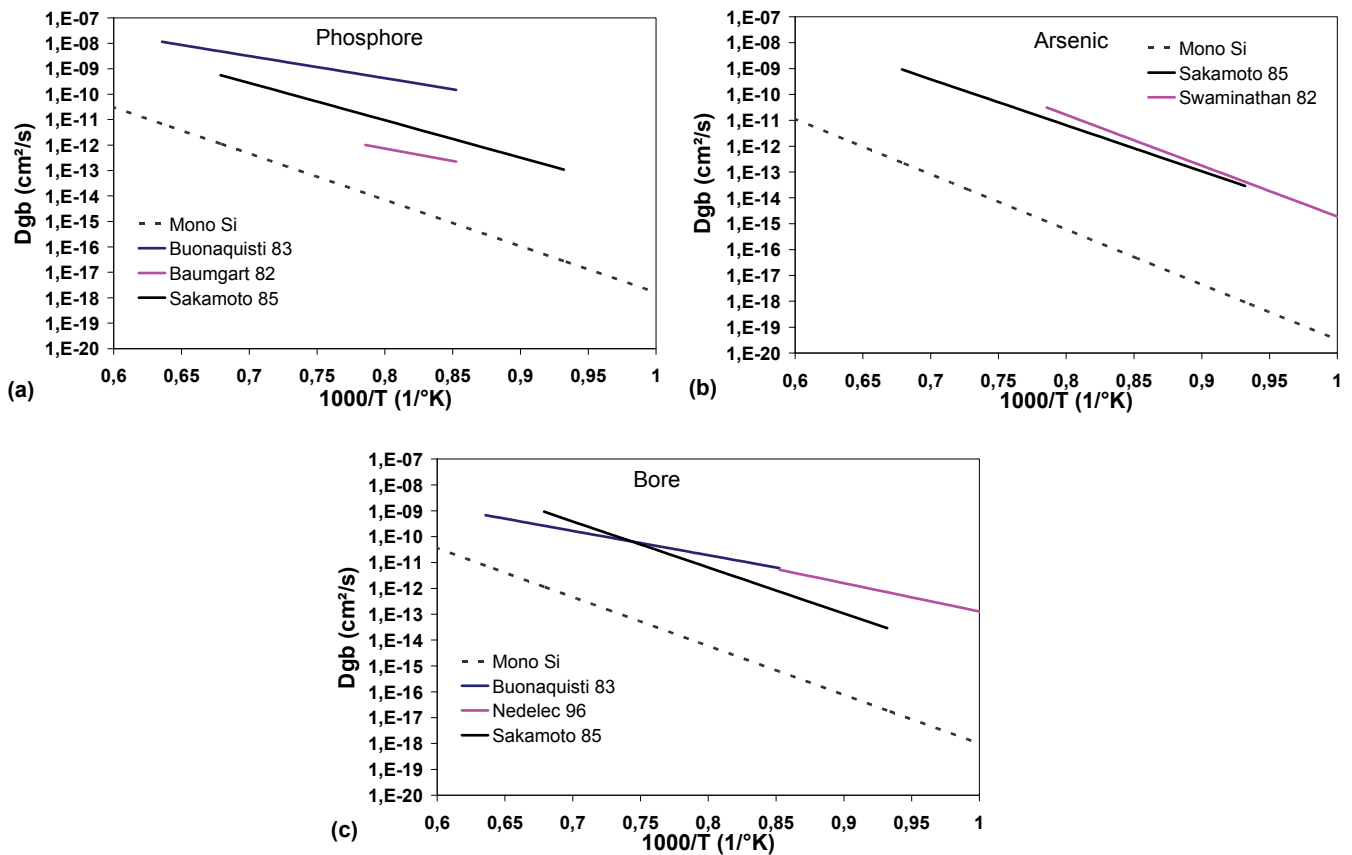


Figure IV.6: Coefficients de diffusion dans les joints de grains de polysilicium des dopants standards : (a) le phosphore, (b) l'arsenic et (c) le bore.

Quelle que soit la nature du dopant étudié, les études montrent de grandes différences au niveau des diffusivités obtenues. Plusieurs facteurs sont avancés pour expliquer ces variations. D'abord, la structure du film de polysilicium a une grande influence sur les paramètres de diffusion, à travers les paramètres du dépôt du film ou bien la croissance des grains lors de pré-recuits et/ou lors du recuit de diffusion. Ensuite, les méthodes d'introduction des dopants varient également entre les études. Enfin, les différences de méthodes de mesures et d'analyses peuvent expliquer également ces différences notables.

IV.A.3 Conductivité du polysilicium

De nombreuses études ont déjà démontré que la résistivité d'un film de polysilicium dopé est supérieure à celle du silicium cristallin à dopage équivalent [27, 127]. Cet écart s'explique par la nature hétérogène du matériau polycristallin [128]. D'abord, les dopants présents dans les joints de grains sont électriquement inactifs, ce qui augmente la résistivité du matériau. En outre, la présence

des joints de grains réduit la mobilité des porteurs. Ces deux phénomènes dépendent de la densité de joints de grains. Bien évidemment, la résistivité du polysilicium varie également en fonction des conditions de dépôt du matériau, des conditions de dopages et des bilans thermiques appliqués.

IV.A.3.(a) La concentration active de dopants dans le polysilicium

Dans un film de polysilicium dopé, la fraction de dopants localisés dans les joints de grain est électriquement inactive, alors que la fraction de dopants localisés dans les grains présente des phénomènes d'activation identiques à ceux se produisant dans le silicium cristallin.

Le premier phénomène influençant la concentration active de dopants est d'ordre structurel. En effet, la densité de joints de grains est un paramètre essentiel de la valeur de la résistivité du matériau polysilicium. Plus cette densité et donc la fraction de dopants inactifs dans les joints de grains est faible, plus la résistivité est faible [38]. La croissance de grains au cours de traitements thermiques va donc diminuer la valeur de la résistivité.

Le second phénomène influençant la concentration active de dopants est d'ordre chimique. En effet, la ségrégation de certaines impuretés aux joints de grains contribue à l'augmentation de la résistivité. La ségrégation augmente la fraction de dopants dans les joints de grains, électriquement inactifs, au détriment de la fraction de dopants dans les grains [109]. Notons qu'il a été démontré que la ségrégation des impuretés, notamment du phosphore, aux joints de grains augmente la croissance des grains de polysilicium [34].

Les différents phénomènes affectant la fraction active de dopants dans le polysilicium sont schématisés sur la Figure IV.7.

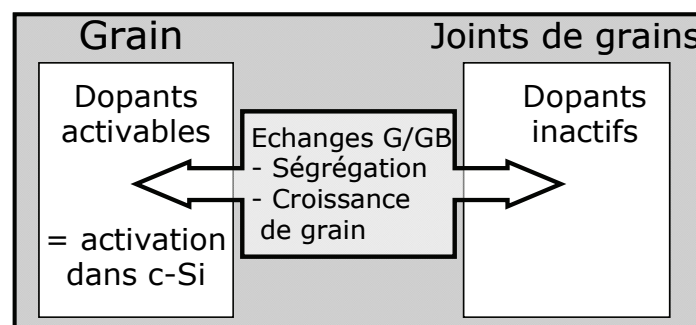


Figure IV.7: Schéma des interactions entre les grains et les joints de grains qui gouvernent la fraction électriquement active dans le matériau polysilicium.

IV.A.3.(b) Le modèle des porteurs piégés

Les joints de grains du polysilicium créent des niveaux d'énergie possibles dans la bande interdite [39]. En effet, les joints de grains sont des sites de faible énergie qui piègent les porteurs libres. Une fois ces pièges saturés, les dopants s'insèrent dans les défauts de la zone du grain. La charge totale piégée dans le joint de grain est compensée par une quantité de charge opposée égale et localisée autour du joint. La distribution des charges dans le polysilicium est schématisée sur la Figure IV.8(b). Cette déplétion des charges courbe le diagramme de bandes, créant une barrière de potentiel qui entrave la mobilité effective des porteurs, c'est-à-dire leur capacité à migrer d'un grain vers un autre (Figure IV.8(c)).

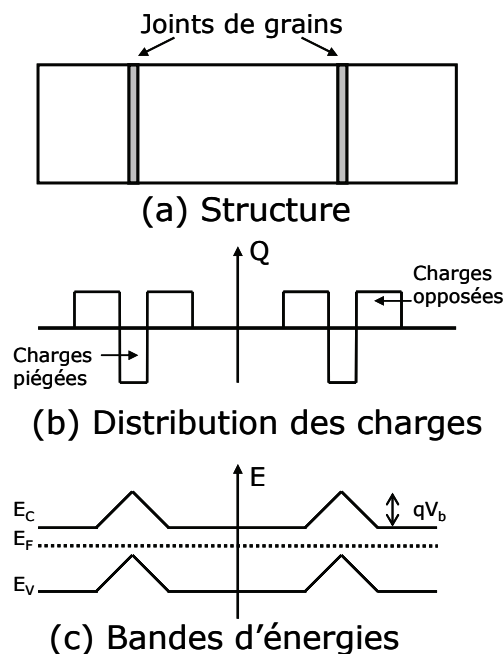


Figure IV.8: Schémas de (a) la structure d'un film de polysilicium colonnaire, (b) la distribution des charges dans les grains et aux joints de grains et (c) du diagramme de bande du polysilicium.

L'expression de la hauteur de barrière V_b est déterminée grâce à l'équation de Poisson :

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x^2} = \frac{qN}{\epsilon} \tag{IV.9}$$

où N est la quantité totale de dopants par unité de volume, q est la charge élémentaire de l'électron et ϵ est la permittivité diélectrique du polysilicium.

La solution de cette équation, déterminant V_b , s'exprime :

$$V_b = \frac{qN}{2\varepsilon} x_d^2 \quad (\text{IV.10})$$

où x_d est la largeur de déplétion dans le grain.

Il apparait que cette hauteur de barrière dépend de la concentration totale de dopants, ainsi que de la largeur de déplétion déterminée par la densité de pièges dans les joints de grains. Lorsque le polysilicium est dopé avec une concentration de dopants $N < L_g \cdot Q_t$ (où Q_t est le nombre de niveaux d'énergies possibles par unité de surface de joint de grains et L_g , la longueur moyenne des grains), les grains sont complètement déplétés de porteurs et une fraction seulement des porteurs libres s'insère dans les joints de grains jusqu'à atteindre une valeur de saturation :

$$N = \frac{Q_t}{L_g} \quad (\text{IV.11})$$

Et V_b s'exprime comme suit :

$$V_b = \frac{qL_g^2 N}{8\varepsilon} \quad (\text{IV.12})$$

La barrière de potentiel augmente donc linéairement avec la concentration de dopants. En revanche, lorsque le polysilicium est fortement dopé, c'est-à-dire lorsque $N > L_g \cdot Q_t$, une partie seulement d'un grain est déplétée et la hauteur de barrière devient:

$$V_b = \frac{qQ_t^2}{8\varepsilon N} \quad (\text{IV.13})$$

La barrière de potentiel décroît en $1/N$ lorsque la concentration augmente. C'est pourquoi lorsque $N \gg L_g \cdot Q_t$, V_b devient négligeable.

Des études antérieures ont montré que la densité de pièges Q_t était de l'ordre de quelques 10^{12} cm^{-2} [39]. Si on applique cet ordre de grandeur à notre étude (avec N de l'ordre de $10^{20} \text{ at.cm}^{-3}$ et $L_g = 30 \text{ nm}$), on constate que le Q_t/L_g est de l'ordre de 10^{17} cm^{-3} , soit très inférieure à la concentration de dopants. Nous pouvons donc raisonnablement affirmer que la barrière de potentiel sera négligeable et que les porteurs piégés ne modifieront pas la résistivité de nos films de manière sensible.

IV.B. La redistribution des impuretés N+ dans le polysilicium

Nous avons vu, par l'étude bibliographique, que l'arsenic et le phosphore présentent des diffusivités accélérées dans une couche de polysilicium, notamment en raison de leur forte ségrégation aux joints de grains. Cette section présente l'influence du recuit laser milliseconde sur la redistribution de ces dopants. Le cas du carbone sera également présenté (que ce soit sa propre redistribution ou son influence sur celles de l'arsenic et du phosphore). Toutefois, son étude ne sera pas détaillée précisément.

IV.B.1 Etude de la diffusion dans les conditions technologiques

Afin d'étudier la redistribution des impuretés de type N+ dans le polysilicium, nous nous sommes d'abord focalisés sur les conditions expérimentales fixées par la technologie CMOS 45 nm. En particulier, l'étude consistait à étudier la diffusion des dopants phosphore et arsenic dans un film de polysilicium de 80 nm dans le cas d'une coimplantation As, C et P avec des énergies et des doses d'implantations similaires à celles employées dans la technologie (cf. section I.B.2). Diverses séquences de recuits ont ensuite été réalisées sur ces échantillons : un recuit Spike seul, des recuits laser ou un recuit Spike suivi d'un recuit laser.

Les modes de dépôts des différents matériaux employés pour obtenir la structure MOS ont été décrits dans la partie II.A.1. Un film d'oxyde de silicium de 5 nm d'épaisseur a été déposé sur trois plaques de silicium par RTCVD. 80 nm de polysilicium ont été ensuite déposés, avant un nouveau dépôt d'oxyde de silicium de 5 nm réalisé par RTCVD. Les films de polysilicium sont ensuite co-implantés avec de l'arsenic à une énergie de 20 keV et une dose de 2.10^{15} at/cm², du carbone à 20 keV et 1.10^{15} at/cm² et du phosphore à 6 keV et 6.10^{15} at/cm². Les trois plaques ont ensuite subi des recuits thermiques différents. La première plaque, nommée échantillon « Spike », a été recuite par un procédé Spike à 1000°C pendant 1.5 s. La seconde plaque, l'échantillon « Spike + Laser », a été recuite par un procédé Spike à 1000°C pendant 1.5 s suivi par un dépôt de la couche absorbante et d'un recuit laser à une température de 1300°C. Enfin, la dernière plaque n'a subi qu'un balayage du laser avec deux bandes de puissances différentes pour atteindre des températures de 1166°C et 1300°C (échantillon « Laser 1166°C » et « Laser 1300°C »), précédé du dépôt de la couche absorbante. Pendant le traitement laser, chaque bande de température différente a été balayée deux fois par le laser pour cibler un temps d'interaction de chaque passage fixé égal à 0.25 ms,

identiquement au recouvrement de 50% réalisé dans la technologie. Ces quatre échantillons ont été ensuite analysés par SIMS, dont les conditions expérimentales, appliquées à l'étude de film de polysilicium, ont déjà été détaillées dans la partie II.D.1.

Les Figures IV.9(a) et IV.9(b) présentent les profils de concentration, respectivement, de l'arsenic et du phosphore lorsqu'ils sont co-implantés (et, ceci, en présence de carbone) après les différentes séquences de recuits réalisées. Comme attendu, le bilan thermique du recuit Spike est suffisant pour homogénéiser les concentrations d'arsenic et de phosphore dans l'épaisseur du film de polysilicium. En outre, l'addition d'un recuit laser après le recuit Spike ne modifie pas le profil plat observé. En revanche, il apparaît une redistribution massive de l'arsenic et du phosphore lorsque le recuit laser est appliqué seul. A la température laser égale à 1300°C, les profils de concentrations sont, notamment, quasiment similaires à ceux obtenus pour un recuit Spike. Sachant ainsi que les longueurs de diffusion pour ces deux types de recuits sont du même ordre de grandeur alors que le temps de recuit du laser est environ mille fois inférieur à celui du Spike, nous pouvons nous attendre à des diffusivités de ces deux dopants supérieures lors du recuit laser.

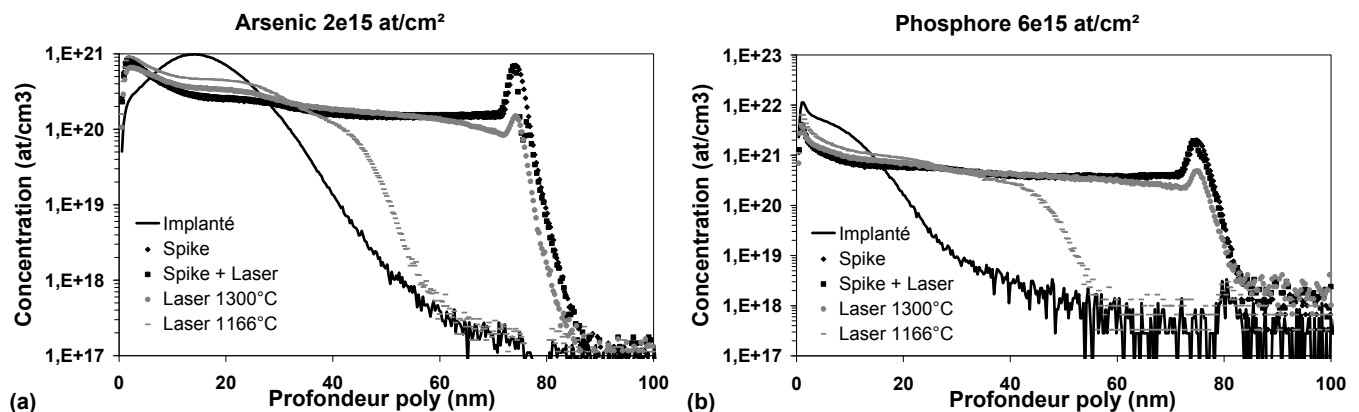


Figure IV.9: Profils (a) de l'arsenic implanté à 20 keV et 2.10^{15} at/cm² et (b) du phosphore implanté à 6 keV et 6.10^{15} at/cm² dans le silicium cristallin plusieurs séquences de recuits et analysés par SIMS.

Nous avons pu démontrer une diffusion sensible des dopants As et P lors d'un recuit laser milliseconde. Dans la suite de cette section, nous nous intéresserons aux mécanismes expliquant cette diffusion. Il est notamment primordial de déterminer quel type de front de diffusion dans le polysilicium est associé à nos observations (cf. Figure IV.3), c'est-à-dire si nous sommes majoritairement en présence d'une diffusion par les joints de grains uniquement, par les grains ou par une combinaison des deux.

Par la suite, le recouvrement par un deuxième passage du laser sur un point d'une plaque sera toujours utilisé. Les paramètres de laser, dont le temps de recuit, seront conservés identiques au

premier passage. Nous considérerons donc, dans les descriptions expérimentales et les analyses, un temps de recuit effectif égal à l'addition du temps des deux passages [129].

IV.B.2 Etude de la diffusion dans le silicium cristallin par SIMS

Il a été démontré dans la section A.3.A que la connaissance de la diffusivité dans les grains est un paramètre essentiel permettant de déterminer le type de diffusion se déroulant dans le polysilicium lors d'un recuit thermique. Il est, le plus souvent, considéré dans les modèles de diffusion dans le polysilicium que cette diffusivité dans les grains est égale à celle dans le silicium cristallin [35, 119]. Nous nous sommes donc intéressés à la diffusion de l'arsenic et du phosphore dans le monosilicium lors d'un traitement laser milliseconde. Les profils de concentration de l'arsenic et du phosphore sont ainsi présentés dans cette série d'expériences dans le silicium cristallin.

IV.B.2.(a) Procédure expérimentale

Afin d'étudier la diffusion du phosphore et de l'arsenic implantés dans le monosilicium et soumis à un recuit laser, nous avons déposé un oxyde de silicium de 5 nm d'épaisseur par RTCVD sur trois plaquettes. Trois séquences d'implantation sur ces plaques sont ensuite réalisées. Sur la première plaque, de l'arsenic est implanté à une énergie de 20 keV et une dose de 2.10^{15} at/cm². Sur la seconde plaque, du phosphore à 6 keV et 6.10^{15} at/cm est implanté seul. Enfin, sur la dernière plaque, de l'arsenic à 20 keV et 2.10^{15} at/cm², du carbone à 20 keV et 1.10^{15} at/cm² et du phosphore à 6 keV et 6.10^{15} at/cm sont, successivement, implantés dans le silicium. Les plaques ont été finalement chauffées par le laser avec un temps d'interaction effectif de 0.5 ms avec quatre bandes différentes de puissance laser ciblant des températures de 1050°C à 1275°C. Les profils de concentration des impuretés sont obtenus par SIMS.

IV.B.2.(b) Résultats

La Figure IV.10(a) présente les profils de l'arsenic, à 20 keV et 2.10^{15} at/cm², après les différents recuits laser réalisés de 1050 à 1275°C. Les différents profils, obtenus lors de recuits laser,

sont superposés au profil sans recuit, indiquant ainsi que l'arsenic ne diffuse pas dans le silicium cristallin lors d'un recuit laser dans la gamme des paramètres du laser étudiée.

Les profils du phosphore, implanté à 6 keV et 6.10^{15} at/cm, sont représentés sur la Figure IV.10(b) pour les différentes températures atteintes lors du recuit laser. Nous n'observons aucune diffusion significative du phosphore vers l'épaisseur du silicium cristallin. Nous pouvons, toutefois, remarquer une diffusion du phosphore au pic d'implantation à une température de recuit égale à 1275°C.

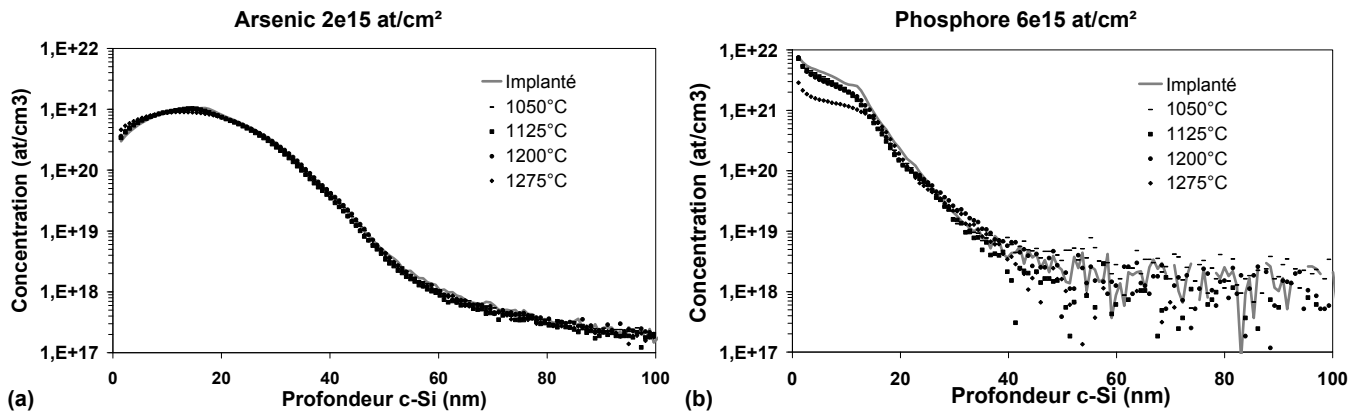


Figure IV.10: Profils (a) de l'arsenic implanté à 20 keV et 2.10^{15} at/cm² et (b) du phosphore implanté à 6 keV et 6.10^{15} at/cm² dans le silicium cristallin après des recuits laser à plusieurs températures et analysés par SIMS.

Les Figures IV.11(a) et IV.11(b) présentent, respectivement, les profils de concentration de l'arsenic et du phosphore lorsqu'ils sont co-implantés (et en présence de carbone). Nous pouvons remarquer que les profils sont quasiment identiques à ceux obtenus lorsque l'arsenic ou le phosphore sont implantés seuls. Il n'y a donc ni d'effet de codiffusion accélérée de l'arsenic et du phosphore, ni d'effet du carbone.

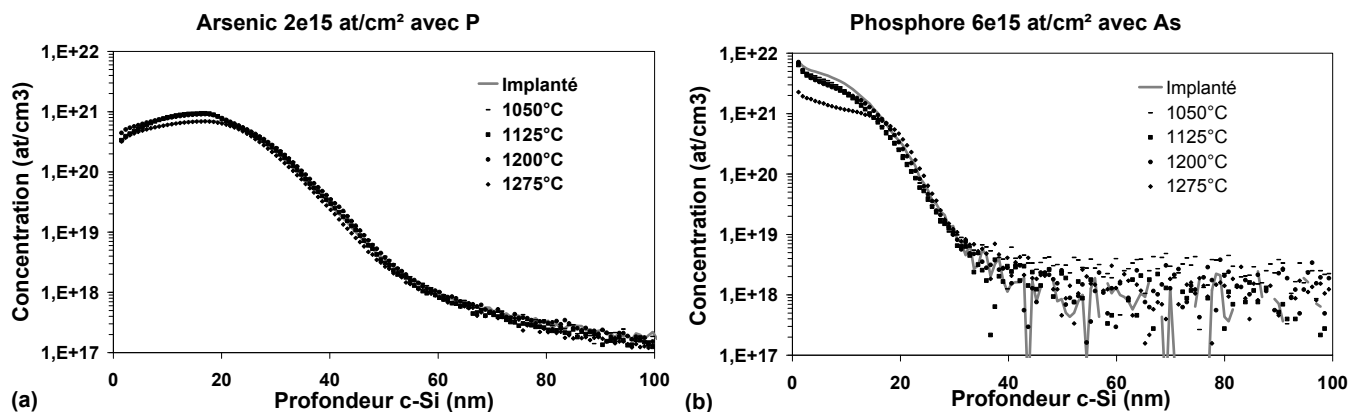


Figure IV.11: Profils (a) de l'arsenic implanté à 20 keV et 2.10^{15} at/cm² et (b) du phosphore coimplanté à 6 keV et 6.10^{15} at/cm² dans le silicium cristallin après recuit laser à plusieurs températures et analysés par SIMS.

A partir des profils SIMS, nous avons constaté une perte dose importante d'arsenic et de phosphore. La Figure IV.12 présente les doses extraites des profils de concentration obtenus par SIMS et en fonction des différentes températures laser. On remarque que la dose d'arsenic extraite par SIMS est plus élevée que la dose nominale implantée. Cet effet est attribué à la technique SIMS pour laquelle il a déjà été démontré qu'elle surestime de 10 à 20% la dose des dopants en raison d'un artefact près de la surface [130]. Néanmoins, la mesure de dose reste pertinente pour évaluer les pertes éventuelles de manière relative. Ainsi, la dose de phosphore est toujours inférieure à la dose nominale implantée (6.10^{15} at/cm²) et cela, quelque soit la température de recuit laser. Nous pouvons expliquer cette différence entre les doses initiales d'implantation et les doses obtenues après les divers procédés par le fait que les dopants ont été implantés à travers un oxyde de 5 nm d'épaisseur. Ce dernier (comprenant une partie des dopants implantés) est chimiquement retiré après le recuit thermique. Une partie de la dose implantée s'y trouve donc. La perte de dose d'arsenic est plus faible car cette impureté est implantée beaucoup plus profondément que le phosphore. En revanche, quelque soit le dopant, on constate une diminution sensible de la dose à la température de 1275°C par rapport aux autres températures étudiées. Cette perte est de l'ordre de 50% pour le phosphore et de 25% pour l'arsenic. Aux températures les plus élevées, nous mettons ainsi en évidence une exodiffusion des dopants de type N+ vers les couches supérieures de l'empilement réalisé.

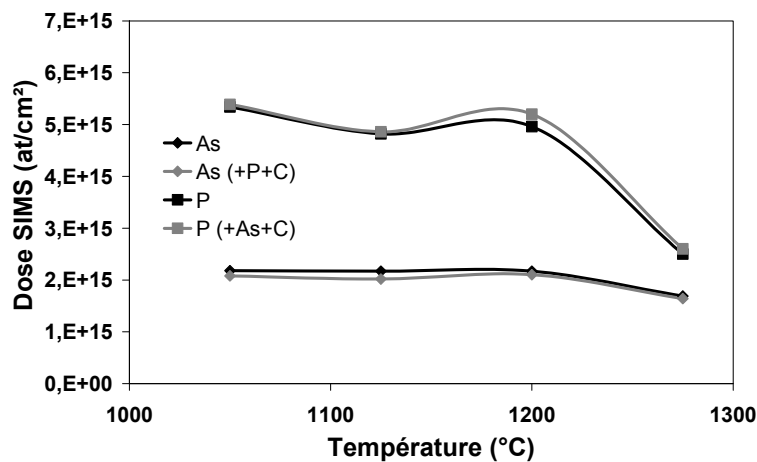


Figure IV.12: Doses d'arsenic et de phosphore dans le monosilicium en fonction de la température du recuit laser et mesurées à partir des profils SIMS pour les différentes combinaisons d'implantations effectuées.

Les profils de carbone obtenus avec différents recuits laser, lorsque cette impureté est coimplantée avec de l'arsenic et du phosphore, sont présentés sur la Figure IV.13. On remarque une redistribution du carbone au pic d'implantation.

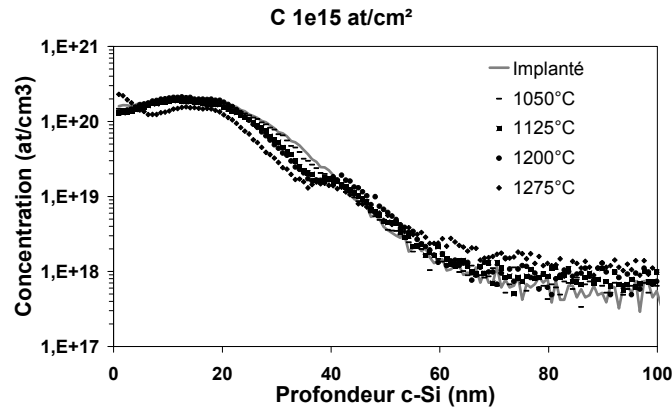


Figure IV.13: Profils du carbone implanté à 20 keV et 1.10^{15} at/cm² dans le silicium cristallin après recuit laser à plusieurs températures et analysés par SIMS.

IV.B.2.(c) Discussion

Nous avons pu démontrer que la redistribution des dopants As et P dans le silicium cristallin est négligeable lors d'un recuit laser. Ces observations sont en accord avec [131] et [132] qui ont étudié la diffusion de ces dopants dans le silicium cristallin lors d'un procédé de chauffage milliseconde. De même, Matsumoto *et al.* ont démontré qu'il fallait un temps effectif de l'ordre de 0.5 s par un procédé laser milliseconde (obtenu en multipliant le nombre de passage du laser sur un point de la plaque) afin d'observer une redistribution sensible de l'arsenic ou du phosphore dans le silicium cristallin [129]. Enfin, ces résultats dans le silicium cristallin nous indiquent que la recristallisation en phase solide à très haute température réalisée lors du recuit laser n'induit pas de redistribution de l'arsenic ou du phosphore.

IV.B.3 Etude de la diffusion dans le polysilicium par SIMS

Nous avons pu observer, au début de cette section, une forte redistribution de l'arsenic et du phosphore dans le polysilicium pendant le traitement laser. Les conditions expérimentales appliquées étaient alors similaires à celles de la technologie CMOS 45 nm, notamment en ce qui concerne la coimplantation d'arsenic, de carbone et de phosphore. Afin de mieux cerner les mécanismes régissant cette diffusion, cette partie présente, d'une part, la diffusion du phosphore ou de l'arsenic sans coimplantation et, d'autre part, l'effet du codopage par la réalisation de diverses séquences d'implantations.

IV.B.3.(a) Procédure expérimentale

Tout d'abord, les plaquettes de silicium ont subi les dépôts permettant d'obtenir un empilement c-Si/SiO₂ 5 nm/p-Si 150 nm/ SiO₂ 5 nm (voir la section A.1 du chapitre II). L'épaisseur des films de polysilicium est volontairement choisie plus grande que celle fixée par la technologie, et ceci, afin de pouvoir étudier la redistribution des impuretés dans ce matériaux sans effets de l'interface c-Si/SiO₂. Différentes combinaisons d'implantation d'arsenic, de carbone et de phosphore ont ensuite été réalisées. Nous avons ainsi implanté :

- Du phosphore seul à 6 keV en faisant varier la dose de 1.10^{15} à 6.10^{15} at/cm².
- De l'arsenic seul à 20 keV en faisant varier la dose de $0.5.10^{15}$ à 2.10^{15} at/cm².
- Du phosphore et de l'arsenic co-implantés avec des conditions de, respectivement, 6 keV et 6.10^{15} at/cm² et 20 keV et 2.10^{15} at/cm².
- Du carbone implanté seul, avec du phosphore uniquement, de l'arsenic uniquement ou du phosphore et de l'arsenic ensemble. Les conditions d'implantations sont alors pour le phosphore de 6 keV et 6.10^{15} at/cm² et pour l'arsenic de 20 keV et 2.10^{15} at/cm².

Chaque plaque est ensuite recuite par le procédé laser dont le temps effectif est fixé égal à 0.5 ms et avec quatre bandes de puissance différentes sur chaque plaque, ajustées pour atteindre des températures de 1050, 1125, 1200 et 1275°C.

IV.B.3.(b) La diffusion de l'arsenic et du phosphore dans le polysilicium

Ces expériences ont pour but d'étudier la diffusion de l'arsenic et du phosphore sans coimplantation. Nous avons donc d'abord introduit seulement de l'arsenic dans le polysilicium en faisant varier la dose et réalisé, ensuite, la même chose pour le phosphore.

Arsenic implanté seul

Ces expériences, sur des films de polysilicium de 150 nm d'épaisseur, ont pour but d'étudier la redistribution de l'arsenic dans le polysilicium lors d'un recuit laser dont nous avons fait varier la température sur une gamme de 1050°C à 1275°C. Nous avons donc étudié les profils de l'arsenic implanté à une dose nominale de 2.10^{15} at/cm² puis, nous avons fait varier la dose, avant de comparer les résultats.

La Figure IV.14 présente les profils de concentration de l'arsenic implanté à la dose nominale de 2.10^{15} at/cm² dans le polysilicium soumis à des recuits laser de 1050 à 1275°C. Une redistribution dans le film de polysilicium apparaît à partir de 1200°C alors que pour des températures inférieures, les profils obtenus sont identiques à celui sans recuit laser.

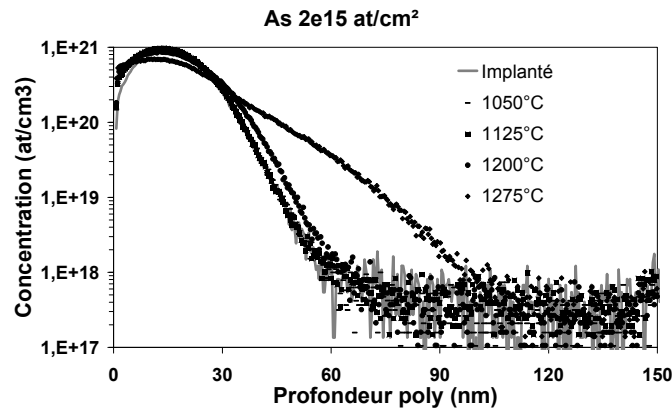


Figure IV.14 : Profils de l'arsenic implanté à 20 keV et 2.10^{15} at/cm² dans le polysilicium après recuit laser à plusieurs températures et analysés par SIMS.

Les profils de l'arsenic dans le polysilicium obtenus lors de recuits laser pour des implantations à une énergie de 6 keV et à des doses de (a) 1.10^{15} at/cm² et (b) 5.10^{14} at/cm² sont présentés sur les Figure IV.15(a) et IV.15(b), respectivement. Les mêmes observations que pour les profils à une dose implantée de 2.10^{15} at/cm² peuvent être faites.

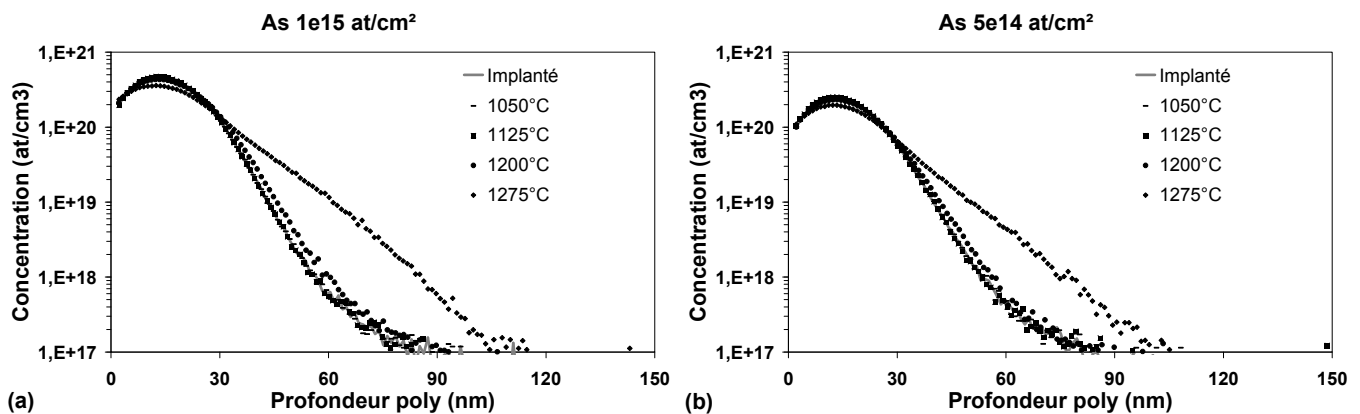


Figure IV.15: Profils de l'arsenic implanté à (a) 20 keV et 1.10^{15} at/cm² et à (b) 20 keV et 5.10^{14} at/cm² dans le polysilicium après recuit laser à plusieurs températures et analysés par SIMS.

Nous avons constaté une perte de dose d'arsenic après le recuit laser réalisé à une température pic de 1275°C, identiquement à ce que nous avons déjà observé dans le monosilicium. A cette température, la dose dans le polysilicium est 7% plus faible que pour les autres températures étudiées et, cela, quelque soit la valeur de la dose nominale implantée.

La diffusivité effective de l'arsenic pour chaque dose et chaque température laser est calculée à partir des profils SIMS pour lesquels une redistribution est observée. Pour ce faire, l'équation de Fick (équation IV.14) est résolue numériquement par une méthode par éléments finis à l'aide du logiciel *Comsol Multiphysics*. Le profil de concentration implanté de l'espèce, la diffusivité effective D_{eff} (en cm^2/s) et le temps effectif de recuit sont trois données d'entrée du modèle de simulation. La variable D_{eff} est ajustée jusqu'à ce qu'un bon accord soit obtenu entre le profil simulé et le profil SIMS après recuit. La même méthode sera utilisée ultérieurement pour l'étude de la diffusion du phosphore et du bore dans le polysilicium.

$$\frac{\partial C}{\partial t} = D_{eff} \frac{\partial^2 C}{\partial x^2} \quad (\text{IV.14})$$

où C est la concentration de l'espèce, t , le temps et x , la profondeur de polysilicium.

Les coefficients de diffusion D_0 et E_a seront également extraits lorsque cela sera possible, c'est-à-dire lorsque qu'une redistribution sensible d'un dopant sera observée pour au minimum trois températures de recuits différentes. Ces coefficients de diffusion sont extraits à partir du calcul de D_{eff} en considérant une diffusion suivant une loi d'Arrhenius, décrite par l'équation IV.15.

$$D_{eff} = D_0 \cdot \exp\left(\frac{-E_a}{k.T}\right) \quad (\text{IV.15})$$

Le modèle de diffusion employé est simpliste. Il ne prend pas en compte la dissolution d'agglomérats ou encore la solubilité limite des dopants. Notons également que la dépendance en concentration de la diffusion et la nature hétérogène du polysilicium ne sont pas considérées. Néanmoins, il permet d'obtenir des ordres de grandeur de diffusivités et de comparer semi-quantitativement des redistributions de dopants avec des conditions expérimentales différentes.

Les profils de concentration d'arsenic obtenus par SIMS et par simulation sont comparés sur la Figure IV.16(a) pour deux températures de recuits laser (1200 et 1275°C) et pour une dose implantée d'arsenic égale à $2 \cdot 10^{15}$ at/cm². Un accord raisonnable est obtenu entre les deux méthodes. Les diffusivités ainsi calculées pour les trois doses d'arsenic sont illustrées sur la Figure IV.16(b). La diffusivité atteint une valeur égale à $3 \cdot 10^{-9}$ cm²/s pour la température de recuit laser la plus élevée, i.e. 1275°C. De plus, ces résultats montrent que la diffusivité de l'arsenic est indépendante de la concentration dans la gamme de doses que nous avons étudiée. Une énergie d'activation n'est pas

calculée car deux températures seulement présentent une redistribution sensible de l'arsenic en comparaison du profil sans recuit laser.

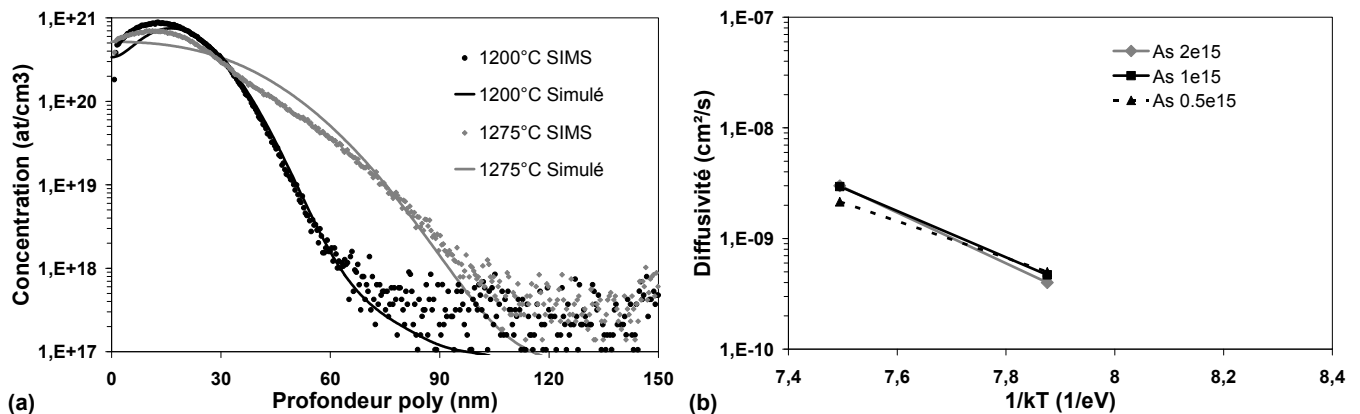


Figure IV.16: (a) Comparaison des profils de concentration d'arsenic obtenus par SIMS et par simulation et (b) diffusivité effective de l'arsenic dans le polysilicium. La diffusivité est extraite par une méthode par éléments finis.

Phosphore implanté seul

La redistribution du phosphore dans le polysilicium sans aucune coimplantation est maintenant détaillée. La Figure IV.17 illustre la redistribution du phosphore implanté à la dose nominale de $6 \cdot 10^{15}$ at/cm² dans le polysilicium soumis à un recuit laser à diverses températures. A une température de 1050°C lors du procédé laser, le profil du phosphore est superposé au profil n'ayant pas subi de recuit. A partir de 1125°C, nous constatons une diffusion massive du phosphore dans l'épaisseur du film.

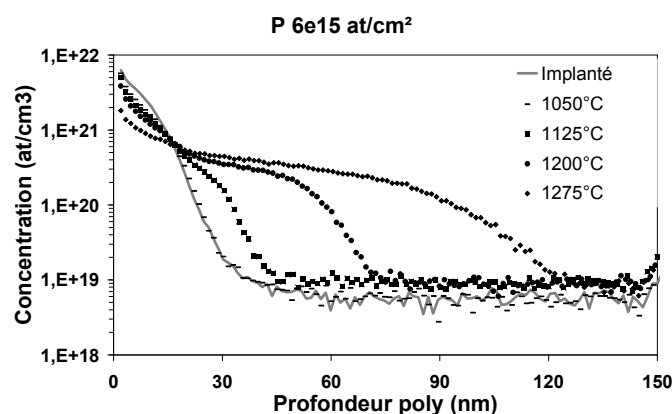


Figure IV.17: Profils du phosphore implanté à 6 keV et $6 \cdot 10^{15}$ at/cm² dans le polysilicium après recuit laser à plusieurs températures et analysés par SIMS.

La Figure IV.18 présente les profils de phosphore dans le polysilicium obtenus lors de recuits laser pour une implantation à une énergie de 6 keV et des doses de (a) $2,1 \cdot 10^{15}$ at/cm² et (b) $1 \cdot 10^{15}$

at/cm². En comparant l'influence des trois doses étudiées sur la redistribution du phosphore dans le polysilicium, il apparaît que la diffusivité effective du phosphore dépend de la dose et donc, de la concentration.

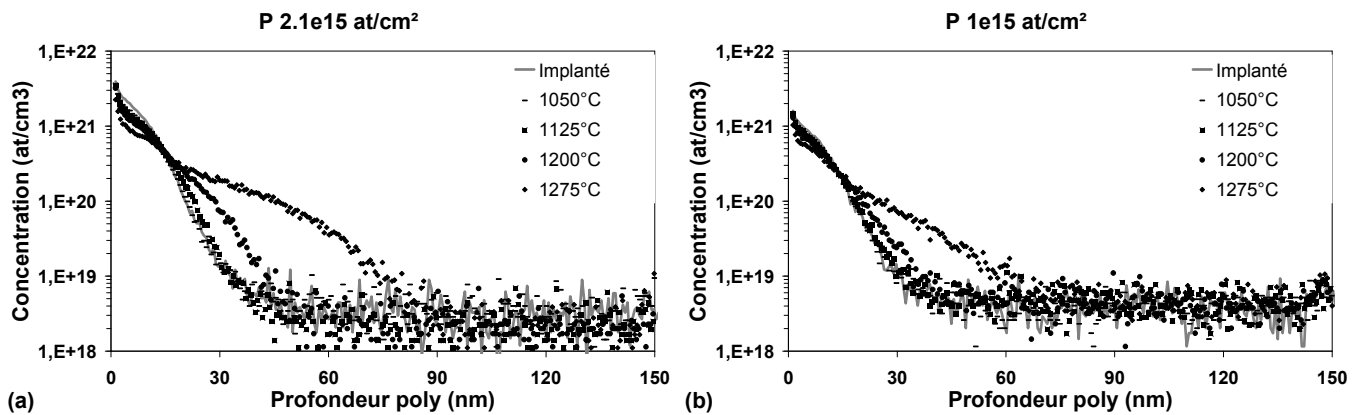


Figure IV.18: Profils du phosphore implanté à (a) 6 keV et $2,1 \cdot 10^{15}$ at/cm² et à (b) 6 keV et $1 \cdot 10^{15}$ at/cm² dans le polysilicium après recuit laser à plusieurs températures et analysés par SIMS.

A partir des profils SIMS, nous avons quantifié la perte de dose de phosphore dans le polysilicium et dépendante de la température du laser. Ces résultats sont illustrés sur la Figure IV.19 pour les différentes doses nominales implantées. On observe que, plus la concentration de phosphore est élevée, plus la perte de dose est importante, surtout à la température de recuit de 1275°C. En outre, la dose perdue est du même ordre que celle déjà reportée dans le silicium cristallin pour du phosphore implanté à une énergie de 6 keV et une dose de $6 \cdot 10^{15}$ at/cm².

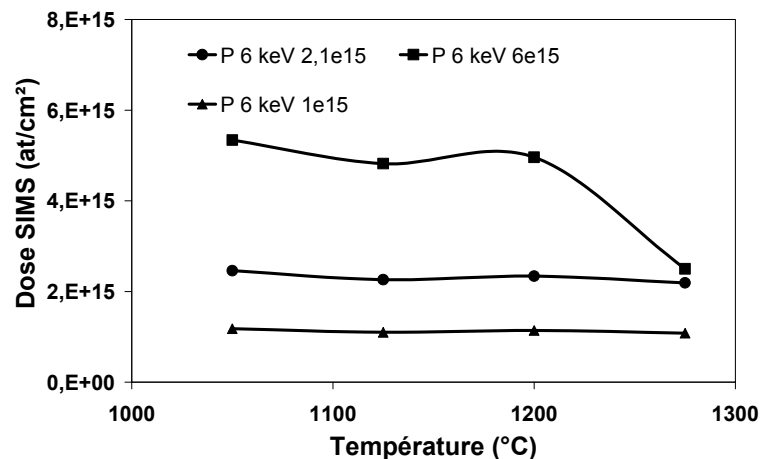


Figure IV.19: Doses de phosphore dans le polysilicium en fonction de la température de recuit laser et mesurées à partir des profils SIMS.

Comme dans le cas de l'arsenic, la diffusivité effective du phosphore pour chaque dose et chaque température laser est calculée et les résultats sont présentés sur la Figure IV.20. La diffusivité effective du phosphore peut atteindre une valeur égale à $1,8 \cdot 10^{-8}$ cm²/s pour la température de recuit laser la plus élevée. A partir de ces résultats, l'énergie d'activation de la diffusion du phosphore dans

le polysilicium lors d'un recuit laser est calculée pour les doses de 6.10^{15} et $2,1.10^{15}$ at/cm². Nous obtenons une valeur pour ces deux doses implantées égale à 3.9 eV.

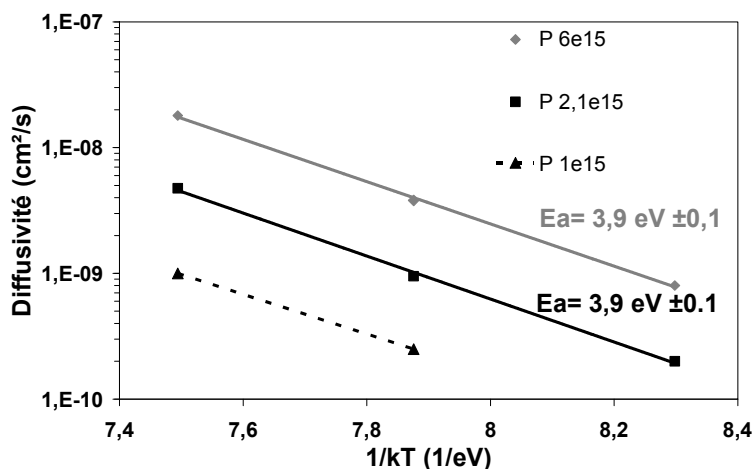


Figure IV.20: Diffusivité effective du phosphore dans le polysilicium. La diffusivité est extraite par une méthode par éléments finis.

Discussion

Nous avons calculé des diffusivités effectives dans le polysilicium de l'ordre de 2.10^{-8} cm²/s pour le phosphore et de 3.10^{-9} cm²/s pour l'arsenic. Ces résultats sont bien supérieurs à ceux obtenus dans la littérature, de l'ordre de 10^{-10} cm²/s, si on extrapole les résultats pour des températures supérieures à 1200°C (cf. Figure IV.4). Cet état de l'art ne s'est en revanche focalisé que sur des procédés dont les temps variaient de plusieurs heures à la seconde pour des températures atteignant de 600 à 1100°C. De même, l'énergie d'activation du phosphore, que nous avons calculée égale à 3.9 eV, est supérieure à celle préalablement rapportée et égale à 3.4 eV [119]. Il apparaît donc un effet majeur du traitement laser milliseconde à très haute température sur la diffusivité effective de As et P dans le polysilicium. Cet effet a déjà été démontré par Gibbons *et al.* dans le cas de l'arsenic dans des conditions de recuit laser milliseconde similaires aux nôtres [41]. Ils démontrent expérimentalement que cette redistribution dépend de la taille des grains de polysilicium, sans toutefois aller plus loin dans l'analyse. Par la suite, nous nous attèlerons à savoir si cet effet est lié seulement à la densité de joint de grain (plus élevée dans notre étude en comparaison de celles issues de la littérature et qui peut modifier la diffusivité des dopants dans le polysilicium en augmentant la probabilité qu'un dopant du grain diffuse vers un joint de grain et que sa diffusion y soit accélérée) et/ou si cet effet est induit par la ségrégation des dopants aux joints de grains.

IV.B.3.(c) Influence de la coimplantation

Nous allons maintenant discuter de l'influence de la coimplantation sur la redistribution du phosphore et de l'arsenic dans le polysilicium soumis à un recuit laser milliseconde. Dans la technologie CMOS, les jonctions sont formées par une triple implantation As, C et P afin d'obtenir des profils très abrupts (voir Chapitre I). La grille de polysilicium subissant la même séquence de dopage, il est intéressant d'en quantifier les effets. Dans un premier temps, nous nous intéresserons à la coimplantation du phosphore et de l'arsenic. Dans un second temps, l'influence de l'introduction du carbone sera détaillée.

Codiffusion du phosphore et de l'arsenic

Afin d'étudier la diffusion des dopants arsenic et phosphore lorsqu'ils sont coimplantés, un film de 150 nm de polysilicium est implanté par de l'arsenic à 20 keV et 2.10^{15} at/cm², suivi d'une implantation de phosphore à 6 keV et 6.10^{15} at/cm². Les profils obtenus après les différents recuits laser sont présentés sur les Figures IV.21(a) pour le phosphore et IV.21(b) pour l'arsenic.

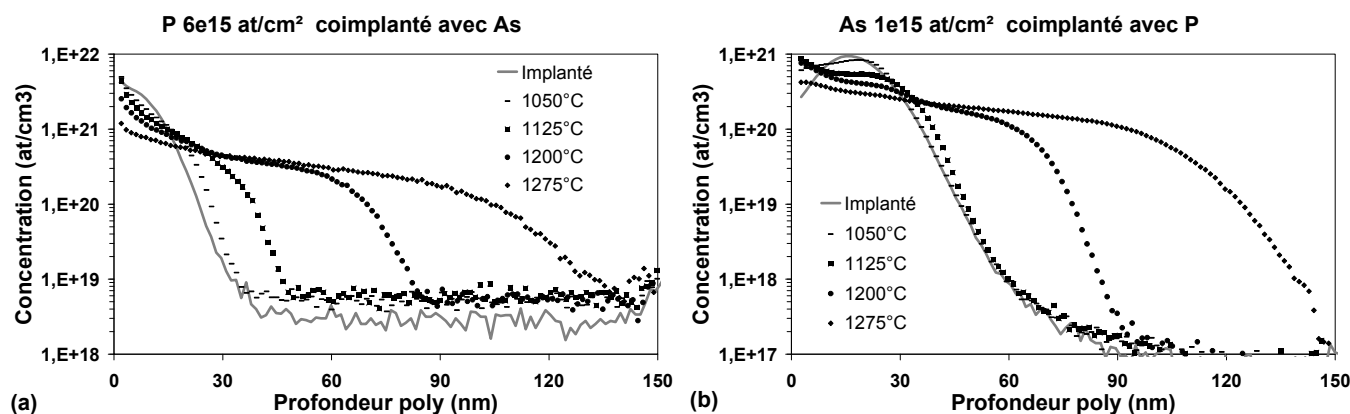


Figure IV.21: Profils de concentration (a) du phosphore implanté à 6 keV et 6.10^{15} at/cm² et (b) de l'arsenic coimplanté à 20 keV et 2.10^{15} at/cm² dans le polysilicium après recuit laser à plusieurs températures et analysés par SIMS.

La redistribution observée est à comparer avec la Figure IV.17 dans le cas du phosphore et avec la Figure IV.14 dans le cas de l'arsenic. Afin de rendre cette comparaison plus aisée, la Figure IV.22(a) présente les profils de phosphore à deux températures laser, 1200°C et 1275°C, avec ou sans la coimplantation d'arsenic. Quant à la Figure IV.22(b), elle illustre les profils d'arsenic à ces mêmes températures avec ou sans la coimplantation du phosphore. Remarquons, d'abord, que les profils après implantation sont identiques avec ou sans la coimplantation. Sachant que l'arsenic est

l'espèce amorphisante, son implantation ne modifie pas le profil du phosphore implanté. Ensuite, la superposition de ces deux expériences permet d'affirmer que la diffusion de l'arsenic et du phosphore est accélérée lors du recuit laser lorsqu'ils sont tout deux co-implantés dans le polysilicium et en comparaison des résultats obtenus lors de l'implantation de l'un ou l'autre de ces dopants. Cette accélération est plus prononcée dans le cas de l'arsenic que dans le cas du phosphore.

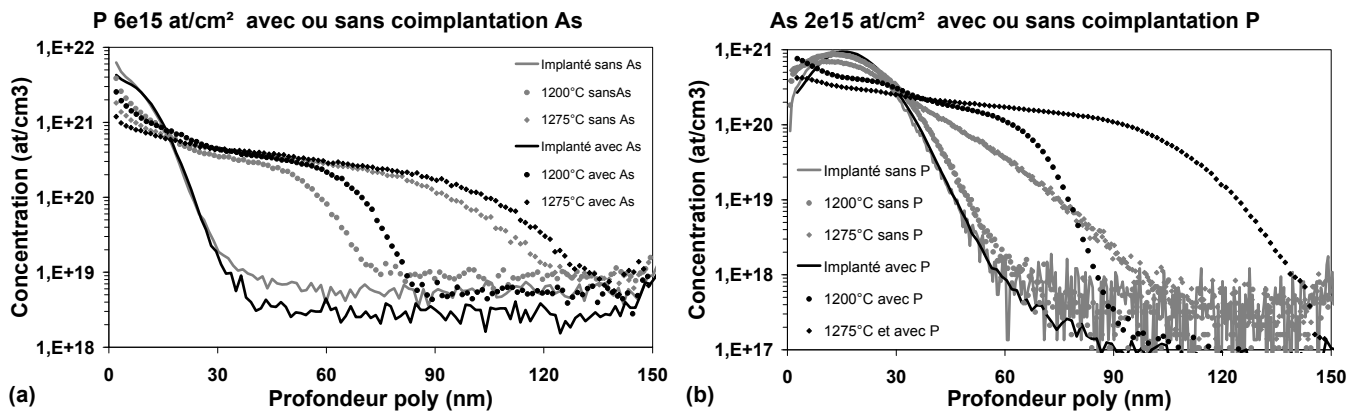


Figure IV.22: Profils (a) du phosphore implanté à 6 keV et 6.10^{15} at/cm² coimplanté ou non avec de l'arsenic et (b) de l'arsenic à 20 keV et 2.10^{15} at/cm² coimplanté ou non avec du phosphore dans le polysilicium après un recuit laser à 1200 ou 1275°C et analysés par SIMS.

La diffusivité du phosphore et de l'arsenic, lorsqu'ils sont coimplantés ou non, est présentée sur les Figures IV.23(a) et IV.23(b), respectivement. En présence d'arsenic, la diffusivité du phosphore est multipliée par un facteur 2 environ. Dans le même temps, la diffusivité de l'arsenic augmente de plus d'une décade lorsque ce dopant est implanté avec du phosphore.

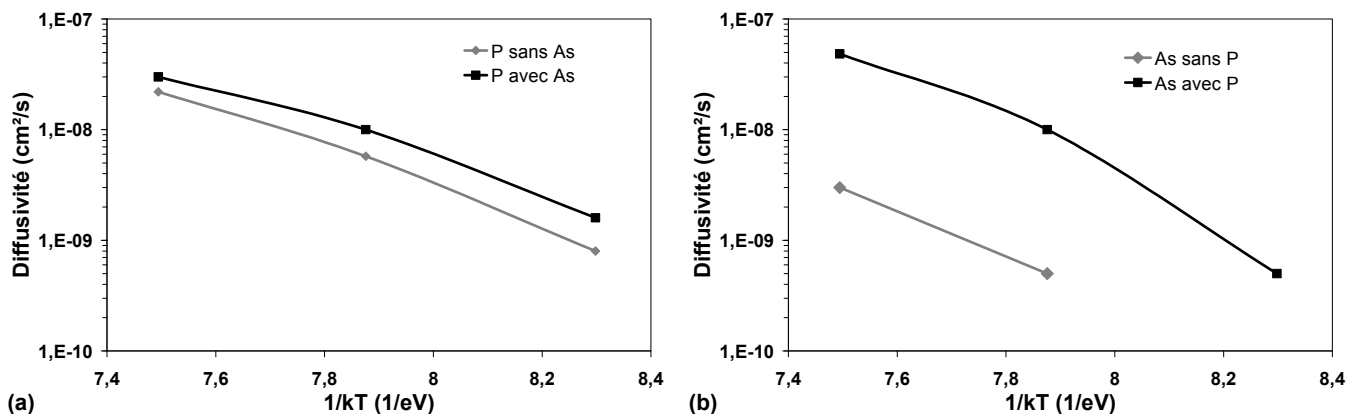


Figure IV.23: Diffusivité effective (a) du phosphore et (b) de l'arsenic lorsqu'ils sont implantés seuls ou ensemble dans le polysilicium. La diffusivité est extraite par une méthode par éléments finis.

Influence du carbone

Le carbone est couramment utilisé dans les jonctions afin de limiter la TED du phosphore [4]. Nous avons donc souhaité vérifier si l'introduction du carbone pouvait influencer les redistributions du phosphore et/ou de l'arsenic dans le polysilicium. Pour ce faire, du carbone à 20 keV et 1.10^{15} at/cm² est implanté seul, puis avec du phosphore ou de l'arsenic uniquement et enfin, avec du phosphore et de l'arsenic coimplantés. Les conditions d'implantations sont pour le phosphore de 6 keV et 6.10^{15} at/cm² et pour l'arsenic de 20 keV et 2.10^{15} at/cm².

Les graphiques de la Figure IV.24 montrent les résultats des profils de carbone obtenus avec les quatre séquences d'implantations réalisées. Aucune redistribution du carbone n'est visible lorsque le carbone est implanté seul. En revanche, dès lors qu'il est implanté avec un autre des deux dopants, nous pouvons observer une diffusion du carbone lors du recuit laser. Cette diffusion est dépendante de la séquence d'implantation réalisée puisqu'elle est la plus importante quand l'arsenic et le phosphore sont tous deux coimplantés.

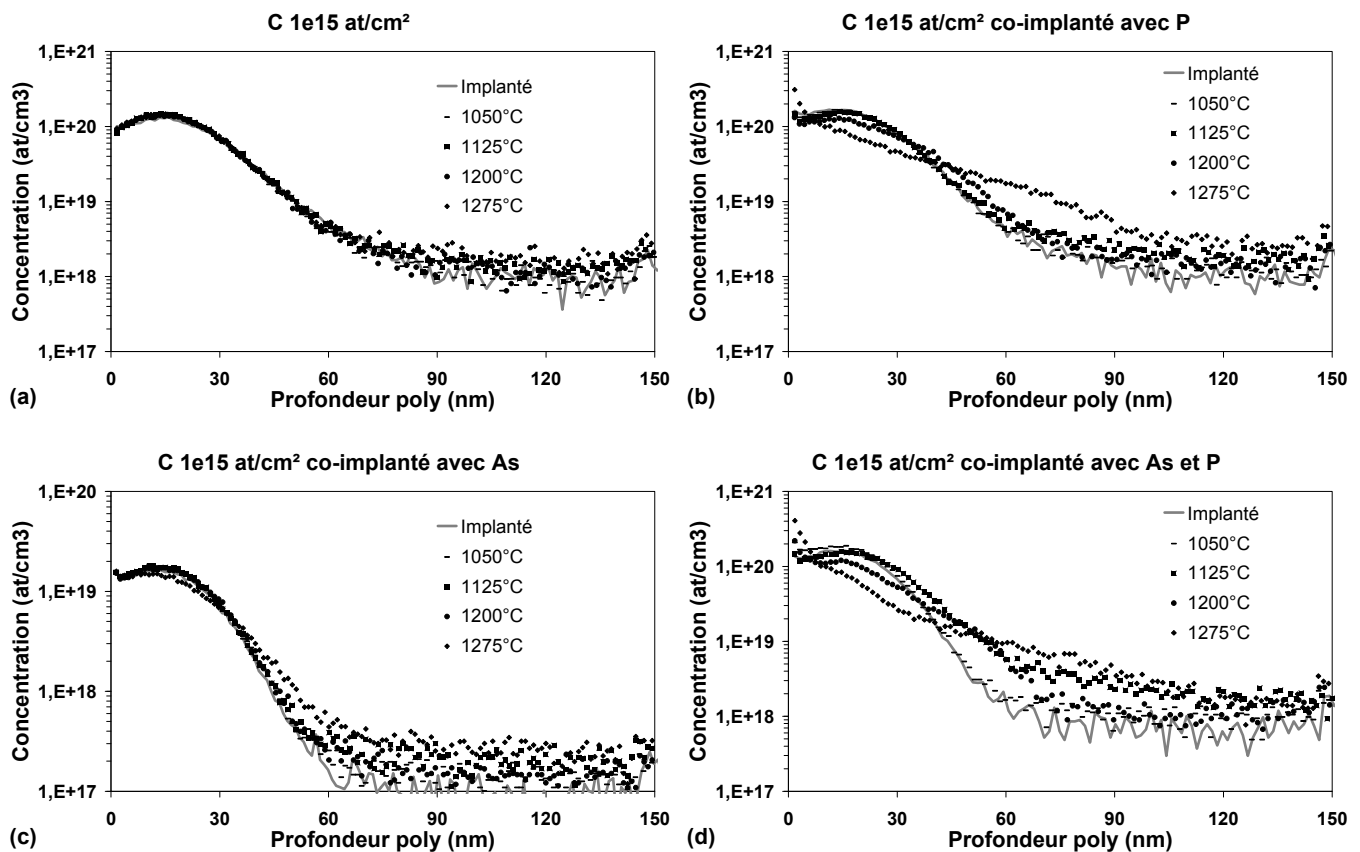


Figure IV.24: Profils du carbone implanté à 20 keV et 1.10^{15} at/cm² dans le silicium cristallin après recuit laser à plusieurs températures et analysés par SIMS (a) sans coimplantation, (b) une coimplantation de phosphore, (c) une coimplantation d'arsenic et (d) une coimplantation d'arsenic et de phosphore.

Au cours de ces expériences, nous avons pu observer que la présence de carbone, implanté avec du phosphore, avec de l'arsenic ou avec ces deux dopants, ne modifiait pas la redistribution de l'arsenic et du phosphore. Un exemple de ces résultats est fourni sur la Figure IV.25(a) où les profils de phosphore obtenus avec ou sans la coimplantation de carbone sont comparés et cela pour deux températures de recuit laser (1200 ou 1275°C). Nous pouvons remarquer que les profils sont identiques quelle que soit la température. La même remarque s'applique dans le cas de l'arsenic dont les profils sont comparés sur la Figure IV.25(b). Le carbone n'a donc aucune influence sur la redistribution observée de l'arsenic et du phosphore dans le polysilicium lors du recuit laser.

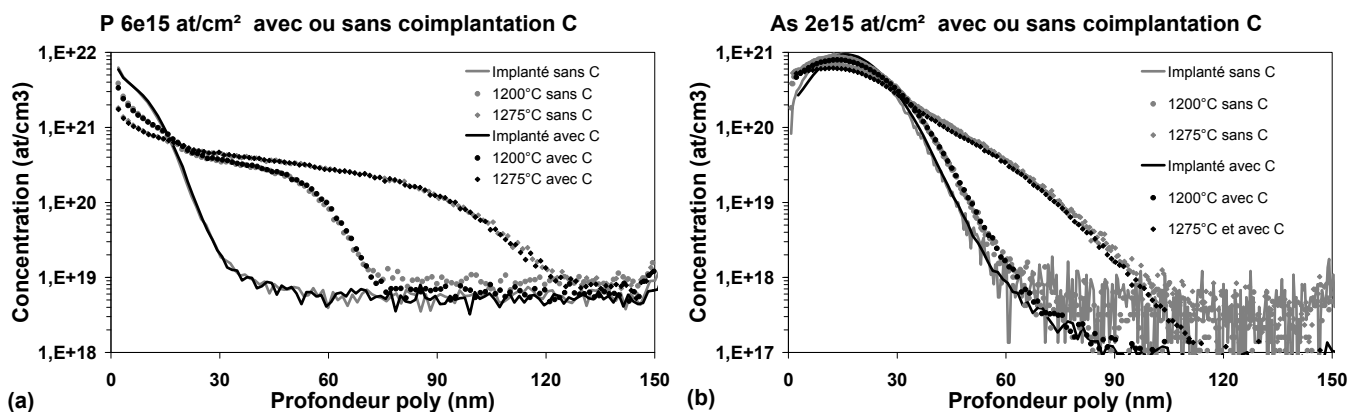


Figure IV.25: Profils (a) du phosphore implanté à 6 keV et 6.10^{15} at/cm² et (b) de l'arsenic à 20 keV et 2.10^{15} at/cm² coimplantés ou non avec du carbone dans le polysilicium après un recuit laser à 1200 ou 1275°C et analysés par SIMS.

Perte de dose de phosphore et d'arsenic

De nouveau, nous avons constaté que les doses après recuits étaient différentes de celles implantées. Les doses de phosphore extraites des profils SIMS après recuits sont représentées sur la Figure IV.26(a) pour les différentes séquences d'implantations réalisées. La coimplantation de carbone ne semble pas avoir d'effet significatif sur la dose de phosphore contenue dans le polysilicium. En revanche, il est intéressant d'observer qu'en présence d'arsenic, la dose de phosphore à 1275°C est identique à celles aux autres températures de recuits. Ce résultat diffère de ceux constatés à la fois sans arsenic dans le polysilicium mais également dans le silicium cristallin avec ou sans arsenic. Les doses d'arsenic extraites sont elles affichées sur la Figure IV.26(b). Il apparaît, cette fois ci, que la présence de carbone diminue la dose d'arsenic quelque soit la température. De plus, la coimplantation de phosphore influence la dose après recuit de l'arsenic mais son effet semble dépendre de la présence ou non du carbone.

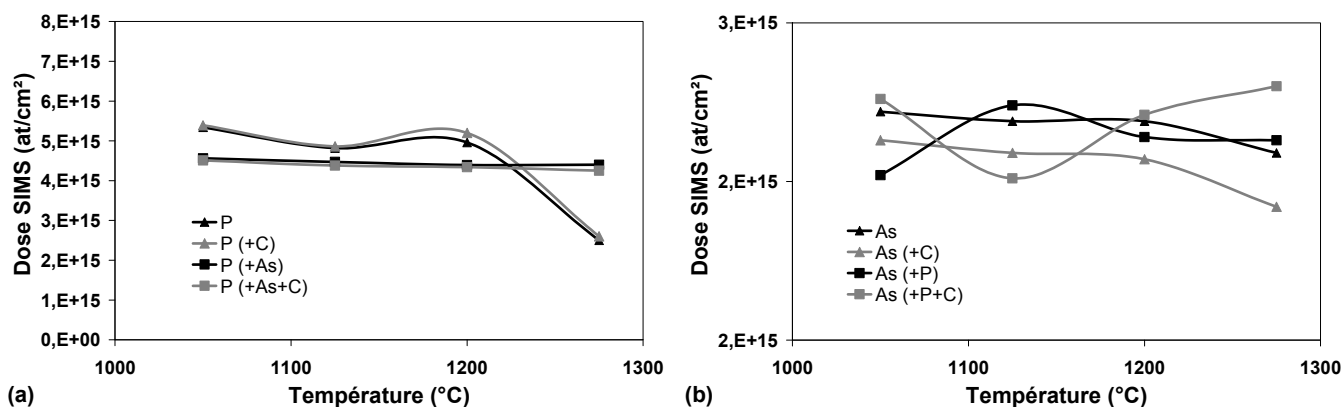


Figure IV.26: Doses (a) de phosphore et (b) d'arsenic dans le polysilicium en fonction de la température de recuit laser et mesurées à partir des profils SIMS pour les différentes séquences de coimplantation réalisées.

Dans cette section, nous pouvons retenir plusieurs informations sur la diffusion de l'arsenic et du phosphore dans le polysilicium lors d'un recuit laser milliseconde :

- La diffusion de ces dopants, coimplantés ou non, est nulle dans le silicium cristallin. Ceci tend à indiquer que la diffusivité dans les grains devrait l'être également.
- La diffusivité de ces dopants, à très hautes températures et sans codopage, atteint des valeurs de 10^{-8} cm²/s pour le phosphore et de 10^{-9} cm²/s pour l'arsenic. Ces valeurs calculées sont bien supérieures à celles extraites de la littérature, bien que les études d'alors portaient sur des temps de recuits bien plus longs.
- La diffusivité du phosphore varie en fonction de la concentration alors que cela n'a pas été observé pour l'arsenic.
- La diffusivité du phosphore et de l'arsenic augmente considérablement lorsque ces espèces sont coimplantées. Cet effet est plus prononcé pour l'arsenic.
- La coimplantation avec du carbone ne modifie pas la redistribution de l'arsenic et du phosphore.

En revanche, ces études par SIMS ne permettent pas de déterminer le type de diffusion régissant nos observations lors du recuit laser. En effet, cette technique d'analyse ne distingue pas la fraction de dopants présente dans les grains de celle présente dans les joints de grains. Pour ce faire, des analyses chimiques plus locales sont réalisées par les techniques de Sonde Atomique Tomographique (SAT) et de Spectroscopie par Perte d'Énergie des Électrons (EELS) et les résultats sont détaillés dans les deux prochaines sections.

IV.B.4 Etude de la redistribution des impuretés N+ par SAT

Les résultats obtenus à partir d'analyses par SAT sur des échantillons de polysilicium dopés N+ sont présentés dans cette section.

IV.B.4.(a) Elaboration des échantillons

Des films de polysilicium dopés N ont été utilisés dans cette étude de la ségrégation des impuretés arsenic, carbone et phosphore par la technique de Sonde Atomique Tomographique. Les échantillons sont les mêmes que ceux ayant fait l'objet d'analyses SIMS dans la section IV.B.1, c'est à dire des plaques composées d'un empilement de type MOS, avec 80 nm de polysilicium implanté avec de l'arsenic à une énergie de 20 keV et une dose de $2 \cdot 10^{15}$ at/cm², du carbone à 20 keV et $1 \cdot 10^{15}$ at/cm² et du phosphore à 6 keV et $6 \cdot 10^{15}$ at/cm². Sur les quatre échantillons présentés alors avec des recuits différents, trois ont été analysés par SAT : les échantillons « Spike », « Spike + Laser » et « Laser 1300°C ». La taille de grains moyenne a été déterminée par XRD pour les trois échantillons « Spike », « Spike + Laser » et « Laser 1300°C » et les résultats fournissent une taille de 40, 45 et 30 nm, respectivement. Ces trois échantillons ont été ensuite analysés par la technique SAT, dont les conditions expérimentales, appliquées à l'étude de film de polysilicium, ont déjà été détaillées dans la partie II.D.3.b.

IV.B.4.(b) Observation expérimentales

Résultat de l'échantillon « Spike »

Les concentrations de phosphore et d'arsenic, obtenues par SIMS et SAT, sont comparées sur la Figure IV.27 en fonction de la profondeur de la structure. Les profils de concentration entre ces deux techniques sont similaires. Un bon accord est observé entre les profils extraits de ces deux méthodes, excepté à la surface, où la concentration en SIMS augmente tandis qu'elle diminue en SAT. Les doses d'arsenic Φ_{As} et de phosphore Φ_P mesurées sont égales à, respectivement, $\Phi_{As, SAT} = 1,43 \cdot 10^{15}$ at/cm² +/- 0.03 at/cm² (contre $\Phi_{As, SIMS} = 1,95 \cdot 10^{15}$ at/cm²) et $\Phi_{P, SAT} = 4,4 \cdot 10^{15}$ at/cm² +/- 0.05 at/cm² (contre $\Phi_{P, SIMS} = 4,95 \cdot 10^{15}$ at/cm²). Nous observons une surestimation de la dose par SIMS en raison d'un effet matriciel bien connu à l'interface supérieure SiO₂/Si [130]. Cet effet

explique la différence entre les doses extraites par les deux techniques. On remarque également que les doses extraites sont inférieures à celles implantées, effet dont nous avons déjà discuté dans la section IV.B.2. En conclusion, il apparaît que l'échantillon analysé par SAT est suffisamment représentatif des propriétés chimiques moyennes de la couche de polysilicium.

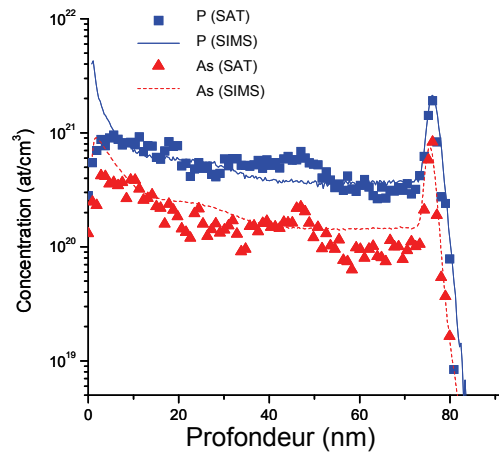


Figure IV.27: Comparaison des profils de phosphore et d'arsenic en fonction de l'épaisseur de polysilicium obtenus par SIMS et SAT.

Les distributions volumiques des impuretés implantées (As, P, C) et d'oxygène obtenues par SAT sont présentées sur la Figure IV.28. Les atomes de silicium ne sont pas représentés. D'une part, l'oxygène permet de visualiser la position de la structure MOS (Poly-Si/SiO₂/Si) dans les données reconstruites. D'autre part, la présence d'agglomérats d'oxygène à l'échelle du nanomètre est aussi mise en évidence à une profondeur de 10 nm au-dessous de l'oxyde natif. La présence d'oxygène dans le polysilicium s'explique probablement par l'entraînement de ces atomes de l'oxyde, présent à la surface, vers le polysilicium lors de l'implantation ionique des autres éléments.

Une co-ségrégation forte d'arsenic et de phosphore est clairement observée le long des joints de grains du polysilicium. Ces résultats sont similaires aux observations réalisées par Inoue *et al* qui ont analysé par SAT une structure MOS dans des conditions d'implantations et de recuits équivalentes aux nôtres [63]. De plus, la distribution du carbone montre une ségrégation dans l'oxyde natif mais non dans les joints de grains.

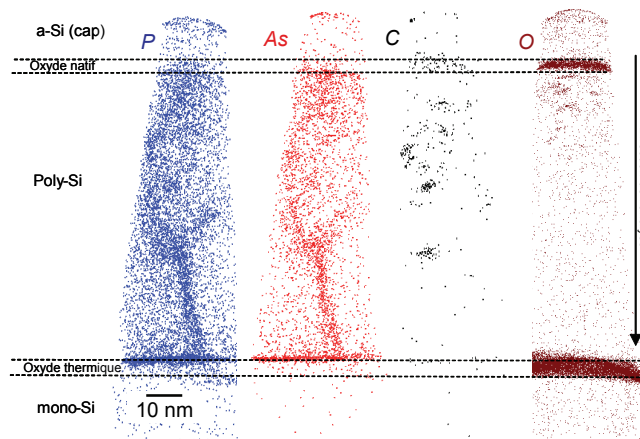


Figure IV.28: Cartographie 3D des distributions de P, As, C et O reconstruite par SAT pour l'échantillon « Spike ». La ségrégation du phosphore et de l'arsenic aux joints de grains est clairement mise en évidence. Notons qu'un point représente un atome. Les atomes de silicium ne sont pas représentés.

Les profils de l'arsenic et du phosphore le long d'un axe passant par un joint de grain sont présentés sur la Figure IV.29. On observe un pic de concentration pour ces deux éléments qui est associé à leur ségrégation au joint de grain. Ce pic de ségrégation atteint une valeur maximale de $9,5 \cdot 10^{20}$ at/cm³ pour le phosphore et de $3 \cdot 10^{20}$ at/cm³ pour l'arsenic.

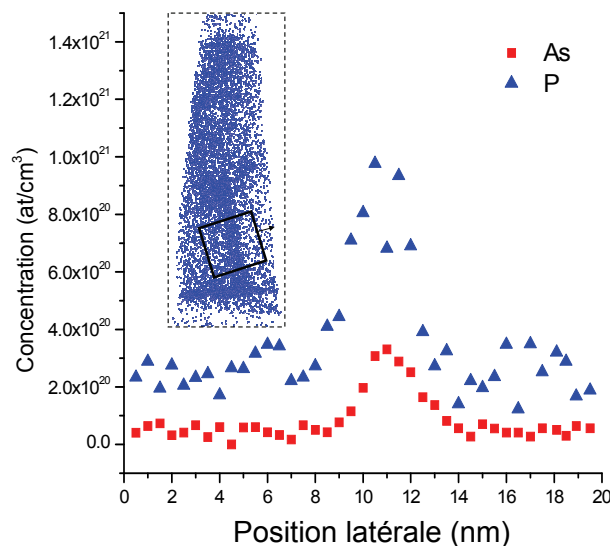


Figure IV.29: Profils de concentration de l'arsenic et du phosphore à travers un joint de grain. La localisation de cette mesure sur l'échantillon est donnée dans l'encart.

Des agglomérats de taille nanométrique situés dans le polysilicium sont également observés sur les 10 à 30 premiers nanomètres du film de polysilicium, comme nous pouvons le constater sur la Figure IV.30. Ces agglomérats sont, en fait, des agglomérats Si-C avec une faible concentration de carbone (< 5 %). Ces groupes sont aussi bien localisés dans les joints de grains que dans les

grains. Des agglomérats de phosphore et d'arsenic ont également été identifiés dans les grains et, par un filtrage des données, il a pu être démontré que ces agglomérats étaient localisés aux mêmes positions que les agglomérats de carbone. Deux groupes ont été observés en détail. La forme du premier groupe est un défaut de type $\{113\}$ rod-like de 15 nm de long et 4 nm de large, alors que le second groupe correspond à une boucle de dislocation de 6 nm de diamètre et 2.6 nm de largeur. Nous avons calculé que la fraction de dopants sous forme de défauts dans les grains représente 4,1% de la concentration totale dans le cas de l'arsenic et 2,5% dans le cas du phosphore.

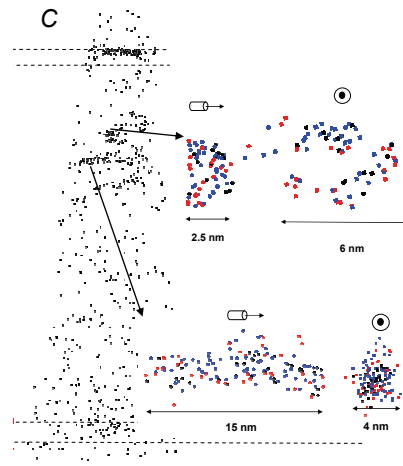


Figure IV.30: Cartographie 3D de la distribution de carbone reconstruite par SAT et mise en évidence des agglomérats composés d'As, P et C. Les points rouge, bleus et noir représentent les atomes d'As, P et C, respectivement.

Résultat de l'échantillon « Spike + Laser »

La Figure IV.31 présente les cartographies tridimensionnelles des impuretés P, As et C dans le polysilicium ayant suivi une séquence de recuit : Spike suivi d'un recuit laser à 1300°C. Des observations identiques à l'échantillon « Spike » sont faites.

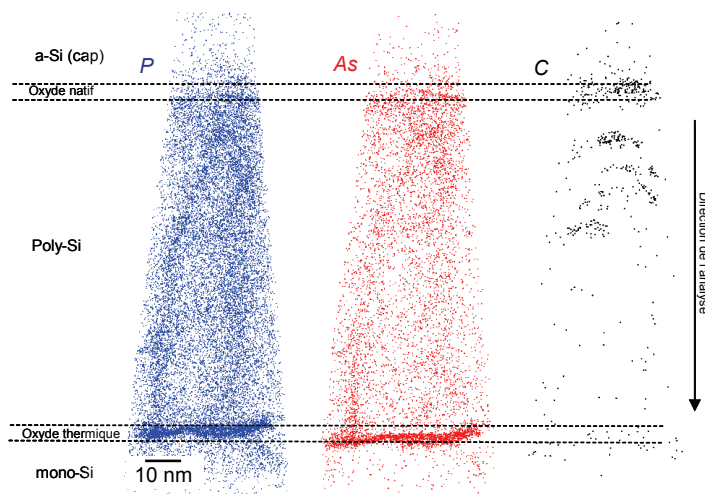


Figure IV.31: Cartographie 3D des distributions de P, As et C reconstruite par SAT pour l'échantillon « Spike + Laser ».

Résultat de l'échantillon « Laser 1300°C »

Les cartographies des atomes de phosphore, d'arsenic et de carbone dans la structure MOS étudiée sont illustrées sur la Figure IV.32 dans le cas de l'échantillon ayant subi le recuit laser à 1300°C. Nous pouvons remarquer que les distributions de phosphore et d'arsenic sont similaires et homogènes dans toute l'épaisseur du film de polysilicium.

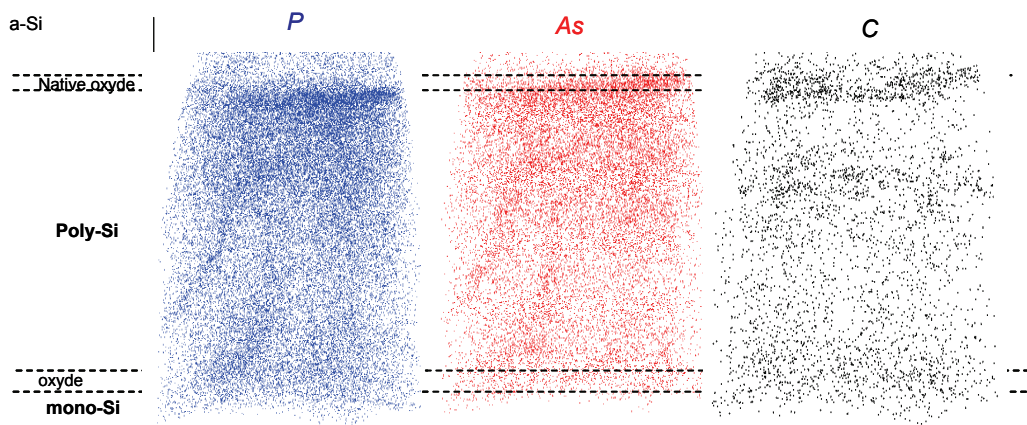


Figure IV.32: Cartographie 3D des distributions de P, As et C reconstruite par SAT pour l'échantillon « Laser 1300°C ».

La ségrégation aux joints de grains est toujours observée pour l'échantillon « Laser 1300°C ». Cependant, l'excès de dopants aux joints de grains semble moins prononcé que dans le cas de l'étude de l'échantillon « Spike ». De plus, une quantité moindre de dopants ségrége dans l'oxyde de grille de la structure sur cet échantillon. Nous pouvons attribuer cet effet à la différence de longueur de diffusion lors d'un recuit Spike et d'un recuit laser, puisque pour ce dernier une faible concentration de dopants diffusent jusqu'à cette interface. Enfin, des agglomérats de carbone ont été observés entre 10 et 30 nm sous la surface du polysilicium, mais dans les joints de grains seulement, contrairement à l'échantillon « Spike ».

IV.B.4.(c) Etude de la ségrégation aux joints de grains

Nous allons maintenant discuter de la quantification de la ségrégation aux joints de grains. Nous avons pu observer, par le biais des cartographies 3D de l'arsenic et du phosphore, que ces deux dopants ségrégent aux joints de grains et, cela, quelque soit le bilan thermique appliqué. Les résultats obtenus par sonde atomique sur les trois échantillons sont donc employés à la quantification de la ségrégation de l'arsenic et du phosphore.

Nous avons vu qu'il est possible de visualiser le pic de ségrégation à un joint de grain, comme déjà illustré sur la Figure IV.29 dans le cas du recuit « Spike ». Les résultats obtenus par SAT fournissent des pics de ségrégation en forme de pointe possédant une certaine valeur de concentration maximale et une certaine épaisseur. Or, ces épaisseurs de ségrégation sont beaucoup plus grandes que l'épaisseur d'un joint de grain (typiquement autour de 1 nm). Nous pensons que la technique élargit artificiellement le pic de ségrégation. En effet, l'évaporation d'une couche de ségrégation dans laquelle des éléments isolés ont un champ d'évaporation plus élevé que la matrice de silicium mène à la formation d'une saillie d'atomes isolés à la surface de la pointe lors de l'analyse. L'agrandissement des images de sonde atomique étant inversement proportionnel au rayon de la pointe, cela cause un agrandissement localement plus élevé pour des éléments isolés et augmente ainsi l'épaisseur apparente de la couche. De surcroît, cette épaisseur apparente dépend fortement de l'angle d'analyse entre la couche de ségrégation et la direction d'analyse de la pointe [133]. Par exemple, sur l'échantillon « Spike », l'épaisseur de ségrégation du phosphore est égale à 5.0 nm lorsqu'un angle de 11° est appliqué entre la couche de ségrégation et la direction d'analyse de la pointe (comme illustré sur la Figure IV.29), alors que l'épaisseur mesurée est seulement de 2.5 nm pour un angle de 66° . Enfin, la concentration maximale au pic de ségrégation va, elle, être fortement sous-estimée par cet effet. Il n'est alors pas possible d'extraire directement la concentration dans les joints de grain et d'exprimer un coefficient de ségrégation. Nous avons, en conséquence, employé une méthode indirecte.

La concentration totale C_{tot} d'une espèce dans le polysilicium ainsi que sa concentration dans les grains C_g peuvent être extraits indépendamment de l'effet d'élargissement local aux joints de grain. Connaissant ces deux valeurs ainsi que la densité de joints de grains, la concentration d'une impureté dans les joints de grains C_{gb} d'un film de polysilicium colonnaire peut être calculée à partir de l'équation IV.1, qui assure la conservation de la concentration ($C_{tot} = C_g + C_{gb}$). C_{tot} et C_g sont ainsi extraits et C_{gb} est calculé sur chaque échantillon et à différentes profondeurs de polysilicium (20, 40 et 60 nm) afin d'étudier les variations locales éventuelles à l'intérieur même du matériau.

Une fois la concentration dans les joints de grains obtenue, la concentration d'un dopant dans un joint de grain par unité de surface W_{gb} peut être obtenue à partir de l'équation IV.3, puisqu'elle est égale à la concentration C_{gb} multipliée par le facteur de structure ρ du film de polysilicium étudié. Pour la taille de grain permettant d'exprimer la densité de joint de grain ρ , nous nous référons aux mesures obtenues par XRD et effectuées sur les échantillons « Spike », « Spike + Laser » et « Laser 1300°C » et qui fournissent comme résultat une taille de grain moyenne de 40, 45 et 30 nm, respectivement. C_{tot} et C_g sont extraits sur chaque échantillon et à différentes profondeurs de polysilicium (20, 40 et 60 nm) afin d'étudier les variations locales à l'intérieur du matériau.

Résultat de l'échantillon « Spike »

Les résultats (C_{tot} , C_g , C_{gb} et W_{gb}) ainsi obtenus à partir de l'échantillon « Spike » sont présentés sur les Figures IV.33(a) et 33(b) pour le phosphore et l'arsenic, respectivement. La concentration atteinte dans les joints de grains est bien supérieure à celle dans les grains, indiquant ainsi une très forte ségrégation de l'arsenic et du phosphore.

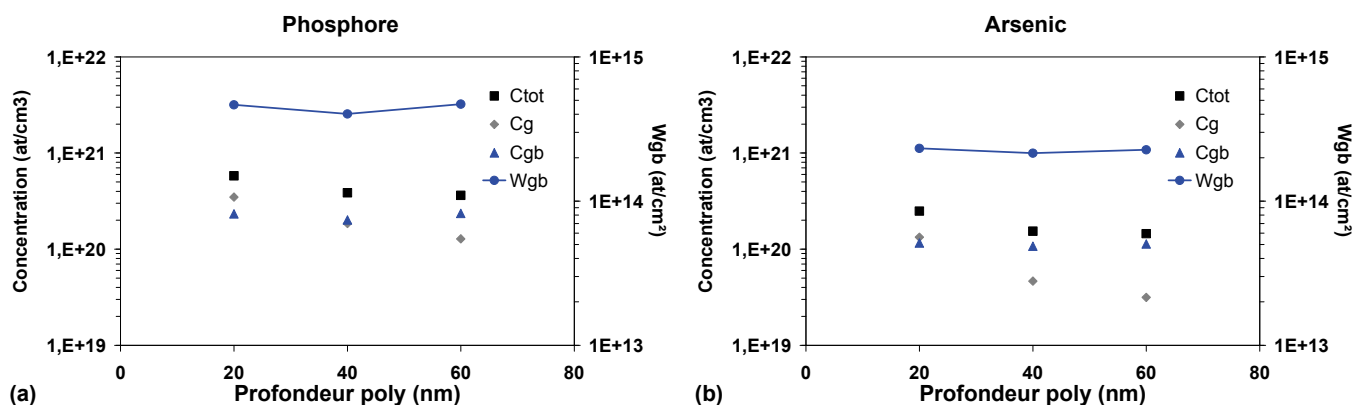


Figure IV.33: Concentration totale C_{tot} et C_g mesurées et concentration C_{gb} calculée: (a) du phosphore et (b) de l'arsenic pour l'échantillon « Spike ». La concentration par unité de surface dans les joints de grain W_{gb} est également tracée.

Nous pouvons remarquer que les concentrations dans les grains diminuent dans la profondeur du film, en accord avec la décroissance de la concentration totale. En revanche, les concentrations dans les joints de grain demeurent constantes. Elles atteignent des valeurs égales à $2,2 \cdot 10^{20}$ at/cm³ pour le phosphore et $1,1 \cdot 10^{20}$ at/cm³ pour l'arsenic et, en conséquence, W_{gb} est égale à, respectivement, $4,5 \cdot 10^{14}$ et $2,2 \cdot 10^{14}$ at/cm².

L'échantillon de polysilicium analysé a été coimplanté à très fortes doses. Nous pouvons donc nous demander si le nombre de sites disponibles dans les joints de grains n'est pas saturé d'impuretés. Si on considère les concentrations dans les joints de grains de l'arsenic et du phosphore mentionnées précédemment, la concentration totale de dopants présents dans les joints de grains par unité de surface atteint une valeur de $6,7 \cdot 10^{14}$ at/cm² (sachant que la concentration C_{gb} du carbone nous manque ici). Nedelec et *al.* fournissent une valeur du nombre de sites disponibles dans les joints de grains environ égale à $2,7 \cdot 10^{15}$ at/cm² [107]. Il apparaît dès lors que, dans notre cas, nous n'atteignons pas la saturation des sites disponibles dans les joints de grains.

Résultat de l'échantillon « Laser 1300°C »

Les concentrations C_{tot} , C_{gb} et C_g , calculées à partir de l'échantillon « Laser », sont tracées en fonction de l'épaisseur sur les Figures IV.34(a) et 34(b) pour le phosphore et l'arsenic, respectivement. Les concentrations C_{tot} et C_g de l'arsenic et du phosphore décroissent toutes deux avec la profondeur du film. Par ailleurs, nous constatons une ségrégation importante des dopants aux joints de grains et cela même avec le bilan thermique très faible du traitement laser, puisque C_{gb} et W_{gb} sont égaux, en moyenne, à $2,1 \cdot 10^{20}$ at/cm³ et $3,2 \cdot 10^{14}$ at/cm², respectivement, dans le cas du phosphore et sont égaux à $1 \cdot 10^{20}$ at/cm³ et $1,4 \cdot 10^{14}$ at/cm² dans le cas de l'arsenic. Si on compare cet échantillon avec celui recuit par le procédé Spike, la concentration par unité de surface dans les joints de grains W_{gb} est plus faible dans le cas du recuit laser (-30% pour le phosphore et -36% pour l'arsenic). La ségrégation est donc plus faible lors de ce recuit, et cela, en accord avec la température plus élevée appliquée.

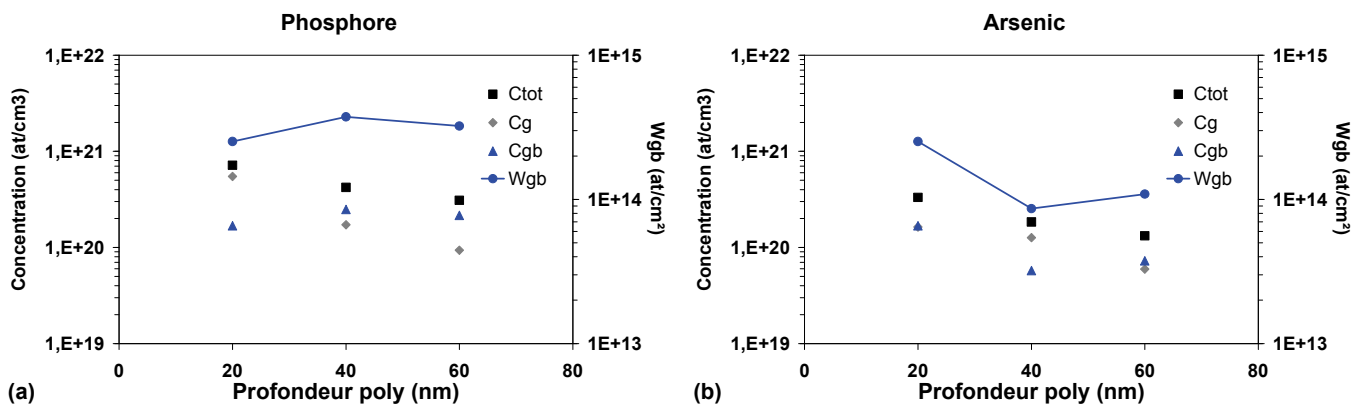


Figure IV.34: Concentration totale C_{tot} et C_g mesurées et concentration C_{gb} calculée: (a) du phosphore et (b) de l'arsenic pour l'échantillon « Laser ». La concentration par unité de surface dans les joints de grain W_{gb} est également tracée

On remarque que la concentration dans les joints de grains et, en conséquence, W_{gb} dépendent de la profondeur de polysilicium étudiée. Plus précisément, la concentration de phosphore dans les joints de grains augmente quand celle de l'arsenic diminue et inversement. Ce constat tend à démontrer que la coimplantation a une influence sur les ségrégations respectives des deux dopants et qu'elle diminue la fraction ségrégée d'un dopant en comparaison du cas où il serait implanté seul. Cet effet est moins visible sur l'échantillon « Spike » car ces variations de concentrations dans les joints de grains dépendent des concentrations totales d'arsenic et de phosphore qui sont plus homogènes sur toute l'épaisseur du film dans le cas du recuit par lampes.

Que ce soit dans le cas du phosphore ou de l'arsenic, il est également important de noter que la concentration dans les grains atteint des valeurs de l'ordre de $1 \cdot 10^{20}$ at/cm³ et cela, même juste au

dessus de l'interface de l'oxyde de grille. Nous reviendrons sur ces points lors de la synthèse des résultats dans la section IV.B.6.

Résultat de l'échantillon « Spike + Laser »

Les concentrations de phosphore C_{tot} , C_{gb} et C_g sur l'échantillon « Spike + Laser » en fonction de l'épaisseur échantillonnée de polysilicium sont représentées sur la Figures IV.35(a). La Figure IV.35(b) illustre des calculs similaires appliqués à l'arsenic. Il apparaît, tout d'abord, que les concentrations totales en fonction des différentes épaisseurs étudiées de l'arsenic et du phosphore sont similaires à celles calculées pour l'échantillon « Spike », en accord avec les résultats obtenus par SIMS démontrant des profils identiques entre les deux séquences de recuits. La concentration dans les joints de grains atteint des valeurs égales à $1,8 \cdot 10^{20}$ at/cm³ pour le phosphore et $1,1 \cdot 10^{21}$ at/cm³ pour l'arsenic. Ces deux valeurs sont du même ordre que celles extraites sur l'échantillon Spike (pour rappel : $2,2 \cdot 10^{20}$ at/cm³ pour le phosphore et $1,1 \cdot 10^{20}$ at/cm³ pour l'arsenic)

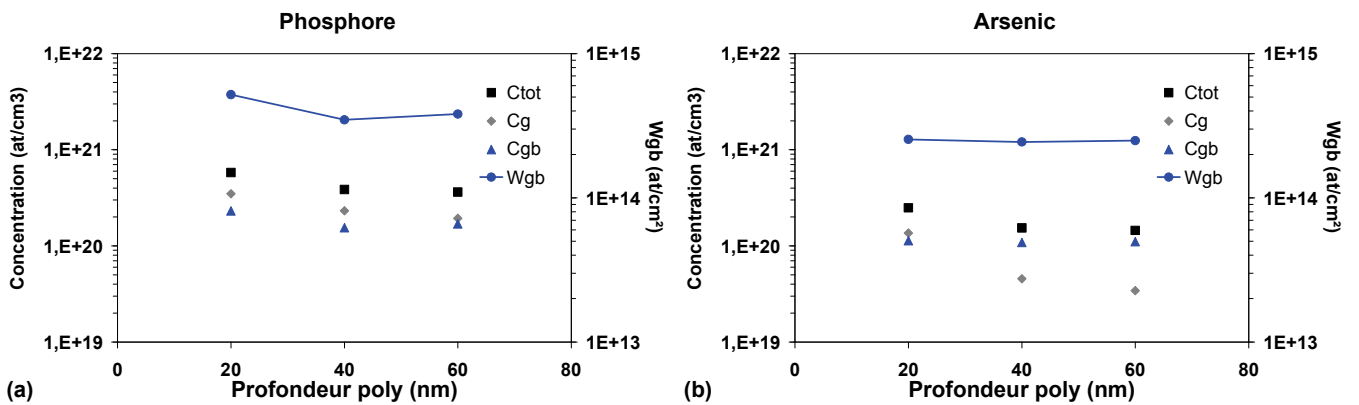


Figure IV.35: Concentration totale C_{tot} et C_g mesurées et concentration C_{gb} calculée: (a) du phosphore et (b) de l'arsenic pour l'échantillon « Laser ». La concentration par unité de surface dans les joints de grain W_{gb} est également tracée.

Calcul de la ségrégation effective pour les trois échantillons

A partir de ces résultats, le coefficient de ségrégation effectif W_{gb}/C_g a été calculé pour chaque échantillon et aux différentes profondeurs étudiées. Ces résultats sont illustrés sur la figure IV.36 dans le cas (a) du phosphore et le cas (b) de l'arsenic. La moyenne du coefficient de ségrégation effectif sur l'épaisseur du film est également représentée. On remarque que le coefficient de ségrégation du phosphore dépend beaucoup moins de la séquence de recuit utilisée que le coefficient de l'arsenic, nous laissant à penser que les cinétiques de ségrégation des deux dopants

sont différentes. Les bilans thermiques des traitements Spike et laser sont beaucoup plus proches thermodynamiquement pour le phosphore que pour l'arsenic.

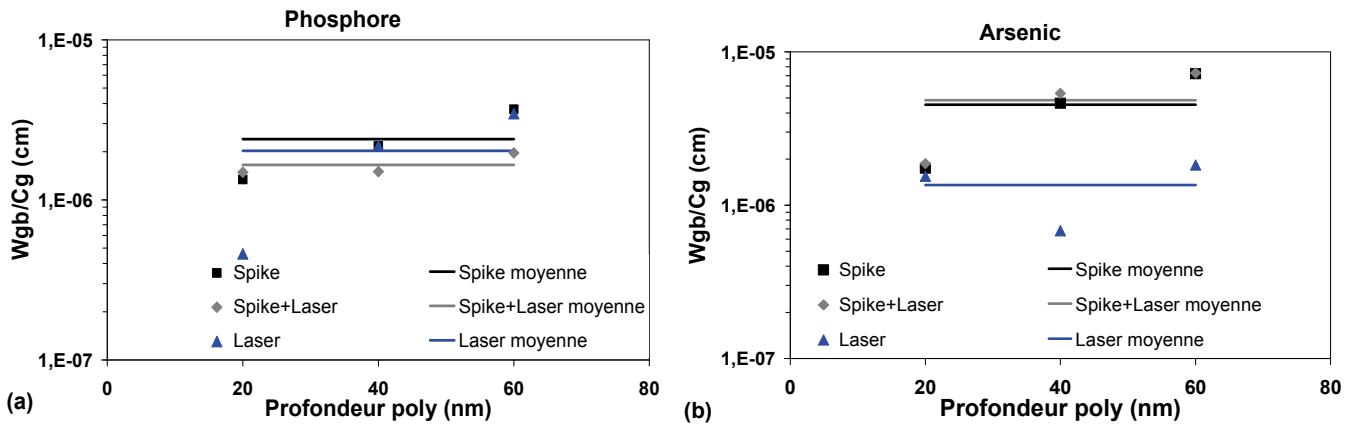


Figure IV.36: Coefficients de ségrégation effectifs (a) du phosphore et (b) de l'arsenic calculés par SAT pour les différentes séquences de recuits étudiées.

Nous avons souhaité comparer nos calculs du coefficient de ségrégation effectif W_{gb}/C_g avec ceux de la littérature. Les coefficients de ségrégation effectifs moyens sont comparés sur la Figure IV.37 avec ceux, à l'équilibre, des études précédentes. Les plages de températures étudiées sont différentes puisque nous avons employé des procédés à très hautes températures. Si on extrapole à hautes températures les résultats des études précédentes, il apparaît que les coefficients de ségrégation effectifs à l'équilibre sont supérieurs à ceux calculés lors des recuits Spike ou laser. Plusieurs facteurs peuvent expliquer cette différence. En premier lieu, nous avons utilisé des procédés très courts ne permettant pas d'atteindre l'équilibre. En second lieu, nous avons démontré que la coimplantation sur nos échantillons diminuait la ségrégation respective de chaque dopant.

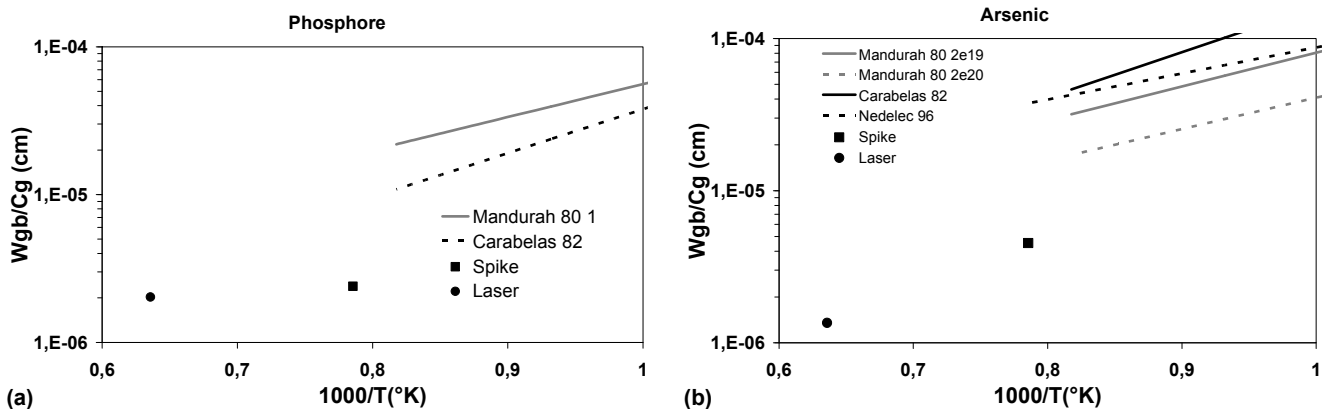


Figure IV.37: Comparaison des coefficients de ségrégation effectifs calculés par SAT avec les coefficients à l'équilibre extraits de la littérature pour (a) le phosphore et (b) l'arsenic.

La Figure IV.38 présente la fraction de dopant ségrégée aux joints de grains $F_{gb} = C_{gb}/C_{tot}$ (moyennée ou en fonction de l'épaisseur étudiée) dans le cas (a) du phosphore et le cas (b) de

l'arsenic. On note qu'en moyenne, la fraction ségrégée aux joints de grains atteint des valeurs comprises entre 40 et 60% et cela, quelque soit le dopant. Nous reportons en effet des coefficients de ségrégation plus faible que ceux issus de la littérature mais nos échantillons possèdent des densités de grains trois fois plus élevées, ce qui explique ainsi pourquoi nous atteignons des ratios de dopants piégés si importants. Les pourcentages F_{gb} calculés sont des valeurs importantes car elles expriment la fraction de dopants électriquement inactifs. En effet, F_{gb} intègre la densité moyenne de grains ainsi que la ségrégation (cf. Figure IV.7). L'influence de ces résultats sur la résistivité du polysilicium sera discutée dans la section IV.D.

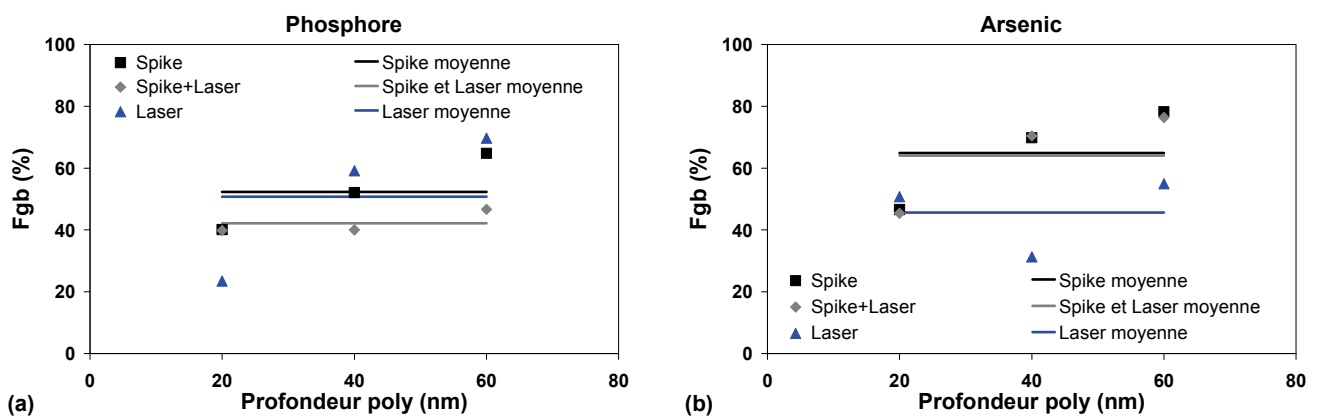


Figure IV.38: Pourcentages (a) de phosphore et (b) d'arsenic localisés dans les joints de grains pour les différentes séquences de recuits utilisées.

IV.B.5 Etude de la redistribution de l'arsenic par STEM EELS

Cette section présente les analyses par STEM EELS effectuées sur des films de polysilicium dopés N⁺ et ayant subis diverses séquences de traitements thermiques rapides. Les résultats obtenus par cette technique et par SAT y sont également comparés.

IV.B.5.(a) Elaboration des échantillons

Des films de polysilicium dopés N⁺ sont utilisés dans cette étude de la ségrégation de l'arsenic par la technique STEM EELS. Les modes de dépôts des différents matériaux employés pour obtenir la structure MOS ont été décrits dans la partie II.A.1. Les échantillons analysés sont ceux ayant fait l'objet d'une étude par SIMS au début de la section IV.B.1, c'est à dire les plaques de structures MOS contenant 80 nm de polysilicium implanté avec de l'arsenic à une énergie de 20 keV

et une dose de 2.10^{15} at/cm², du carbone à 20 keV et 1.10^{15} at/cm² et du phosphore à 6 keV et 6.10^{15} at/cm². Sur les quatre échantillons présentés alors, trois ont été étudiés par STEM EELS (cf. la partie II.D.3.a pour les conditions expérimentales appliquées): les échantillons « Spike », « Laser 1166°C » et « Laser 1300°C ».

Il est intéressant de noter que ces échantillons ont déjà été caractérisés par d'autres techniques : SIMS, XRD et Sonde Atomique Tomographique (pour les échantillons « Spike » et « laser 1300°C »). Rappelons également que l'analyse par STEM EELS ne permet l'analyse que de l'arsenic alors que nous sommes en présence d'impuretés coimplantées et que nous avons déjà démontré que la présence de phosphore accélérât la redistribution de l'arsenic et que le phosphore ségrége lui aussi aux joints de grains.

IV.B.5.(b) Résultats

Résultat de l'échantillon recuit par Spike

La cartographie de la concentration d'arsenic dans le film de polysilicium ayant subi un recuit Spike est présentée sur la Figure IV.39. Il apparaît clairement des pics de concentration maximale d'arsenic d'orientation perpendiculaire à la structure MOS.

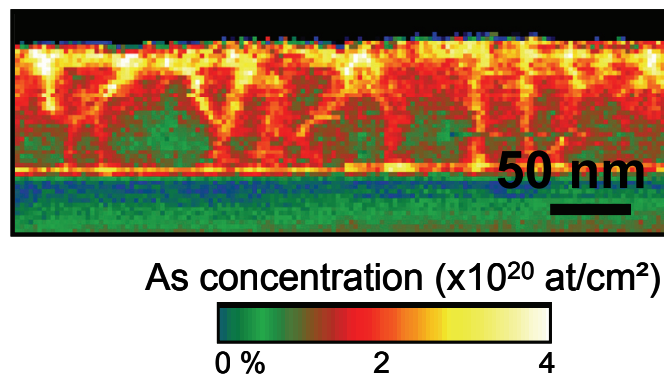


Figure IV.39: Cartographie de la concentration d'arsenic dans un film de polysilicium recuit au Spike et obtenu par STEM EELS.

Le profil de la concentration d'arsenic (intégré sur la largeur délimitée par le domaine d'étude de la Figure IV.39) en fonction de l'épaisseur est tracé sur la Figure IV.40. Le profil de concentration obtenu par SIMS y est également représenté. Nous constatons une très bonne corrélation entre les deux méthodes d'analyses, validant ainsi les résultats obtenus par STEM EELS. Remarquons que le profil d'arsenic après un recuit Spike peut être considéré comme homogène dans l'épaisseur du polysilicium.

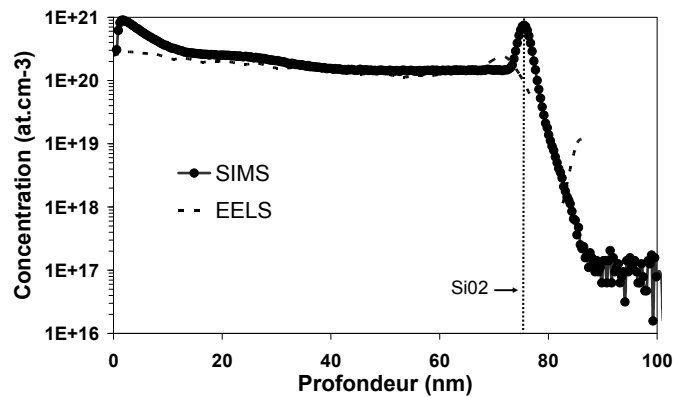


Figure IV.40: Comparaison des profils d'arsenic en fonction de l'épaisseur de polysilicium obtenus par SIMS et STEM EELS.

Analyse des échantillons recuits au laser à 1166°C et à 1300°C

La cartographie de la concentration d'arsenic dans le film de polysilicium ayant subi un recuit laser est présentée sur la Figure IV.41(a) pour une température de procédé de 1300°C et sur la Figure IV.41(b) pour une température de 1166°C. Comme lors de l'analyse de l'échantillon recuit par le procédé Spike, on observe des pics de concentration de l'arsenic.

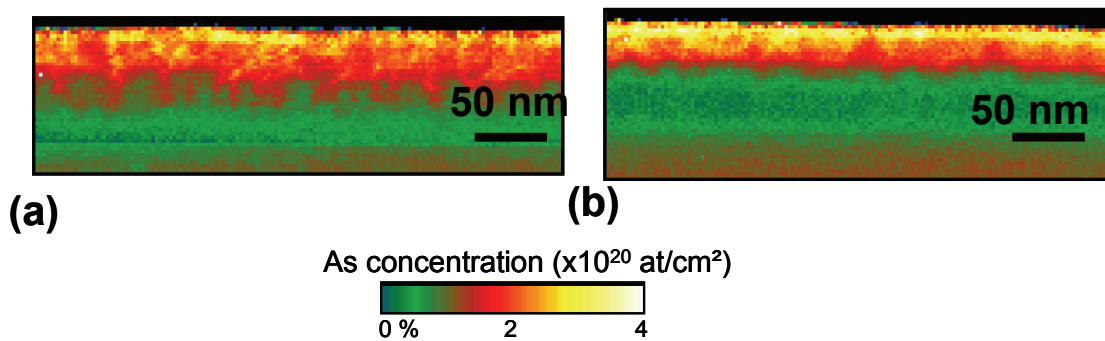


Figure IV.37: Cartographies de la concentration d'arsenic dans un film de polysilicium obtenu par STEM EELS pour un recuit laser à une température de (a) 1300°C et (b) 1166°C.

Les profils de la concentration d'arsenic en fonction de l'épaisseur de polysilicium obtenus par SIMS et STEM EELS sont représentés sur la Figure IV.42 pour les deux températures de laser utilisées. Nous constatons, à nouveau, une très bonne superposition des profils pour les deux méthodes.

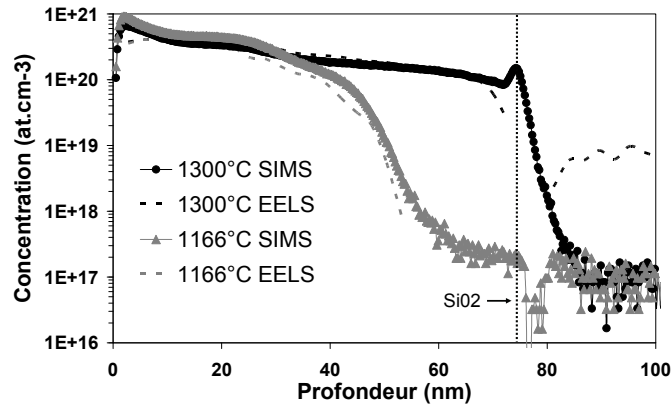


Figure IV.42: Comparaison des profils d'arsenic en fonction de l'épaisseur de polysilicium pour des recuits laser à 1166°C et 1300°C obtenus par SIMS et STEM EELS.

IV.B.5.(c) Etude de la ségrégation aux joints de grains

La technique par perte d'énergie des électrons étant couplée à de la microscopie électronique, il est possible de superposer la cartographie chimique à la structure du polysilicium. L'image de la structure du polysilicium après le recuit Spike obtenue par TEM en champ sombre est présentée sur la Figure IV.43(a) et est comparée à la distribution de la concentration obtenue par STEM EELS à la même position sur l'échantillon (Figure IV.43(b)). Notons que les traits représentant les grains de polysilicium ont été tracés manuellement et ne représentent donc pas la structure réelle du polysilicium. Néanmoins, les grains, mis en évidence par l'image en champ sombre, présentent une distribution de largeur de grain comprise entre 20 et 60 nanomètres. Ce résultat est en accord avec la taille moyenne de grain égale à 40 nm qui a été obtenue par XRD. De plus, il apparaît évident que les concentrations les plus élevées d'arsenic sont situées dans et aux environs des joints de grains du polysilicium. Cela indique une ségrégation de l'arsenic aux joints de grains. La superposition des cartographies de la structure et de la distribution d'arsenic sur les échantillons recuits par le procédé laser aboutit à la même conclusion.

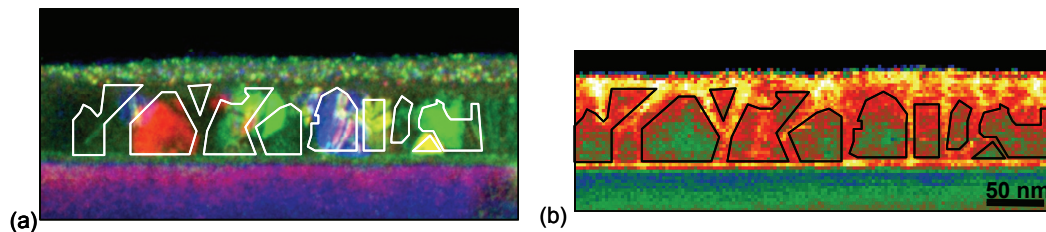


Figure IV.43: (a) Structure du film de polysilicium après le recuit Spike obtenue par TEM en champ sombre et (b) distribution de la concentration d'arsenic obtenue par STEM EELS au même endroit de l'échantillon.

Calcul du rapport W_{gb}/C_g pour l'échantillon Spike

L'un des avantages de la technique STEM EELS est de pouvoir obtenir la distribution latérale de l'arsenic dans le polysilicium, contrairement au SIMS, technique qui se limite à la distribution en profondeur des impuretés. Il est ainsi possible de distinguer les pics de ségrégation de l'arsenic

Concernant l'échantillon ayant été recuit par le procédé Spike, la concentration d'arsenic en fonction de la position latérale est tracée sur la Figure IV.44 à une profondeur de (a) 32 nm et (b) 75 nm. Les pics maximum de concentrations, localisés aux joints de grains, sont clairement identifiables. Il apparait que la valeur de ce maximum diffère suivant le joint de grain observé.

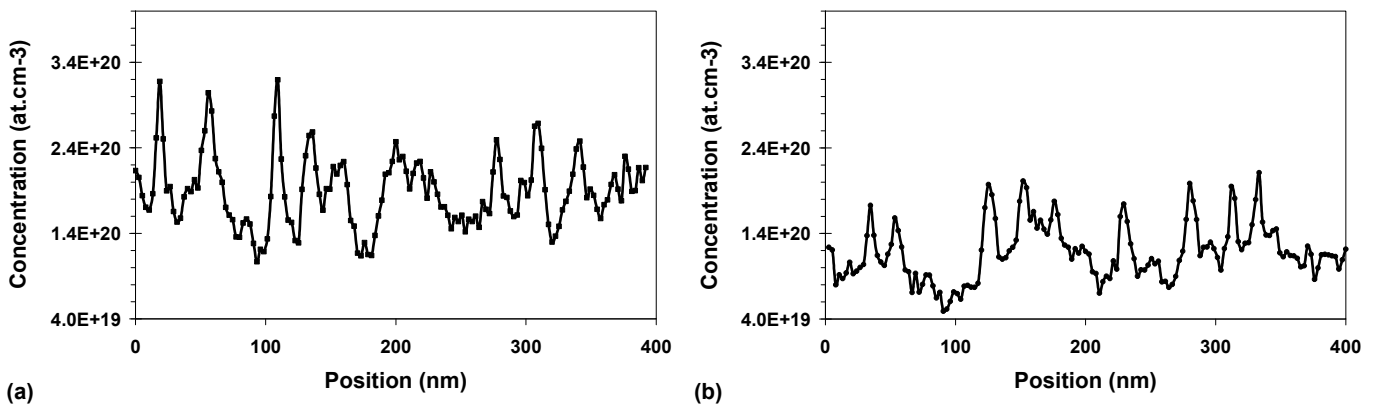


Figure IV.44: Concentration de l'arsenic en fonction de la position latérale à une profondeur de polysilicium de (a) 32 nm et (b) 75 nm, sur l'échantillon ayant subi un recuit Spike.

Nous avons déterminé le coefficient de ségrégation effectif W_{gb}/C_g , c'est à dire la concentration d'arsenic dans les joints de grains par unité de surface divisée par la concentration d'arsenic dans les grains. Pour ce faire, nous considérons que la largeur d'un joint de grain est égale à 1 nm. La concentration totale C_{tot} à chaque épaisseur étudiée est obtenue en moyennant la concentration de chaque position sur les 400 nm de largeur de l'échantillon. La concentration par unité de surface de chaque pic de ségrégation est extraite et moyennée sur le total des pics afin d'obtenir W_{gb} . La concentration dans le grain C_g est obtenue par la moyenne de la concentration sur la largeur en ne comptant pas les pics de ségrégation.

Les résultats extraits à deux profondeurs de polysilicium (32 et 75 nm) sont résumés sur le Tableau IV.1. Il apparait que le rapport W_{gb}/C_g est égal à $1,4 \cdot 10^{-7}$ lorsque la concentration totale est de $1,9 \cdot 10^{20} \text{at/cm}^3$ alors qu'il est égal à $1,7 \cdot 10^{-7}$ lorsque $C_{tot} = 1,2 \cdot 10^{20} \text{at/cm}^3$.

Profondeur (nm)	32	75
C_{tot} ($\times 1.10^{20}$ at/cm ³)	1.9	1.2
W_{gb} ($\times 1.10^{13}$ at/cm ²)	2.7	1.9
C_g ($\times 1.10^{20}$ at/cm ³)	1.8	1.1
W_{gb}/C_g ($\times 1.10^{-7}$ cm)	1.5	1.7

Tableau IV.1: Les concentrations d'arsenic C_{tot} , W_{gb} et C_g extraites par STEM EELS à deux profondeurs du film de polysilicium ayant subi un recuit Spike.

Le dénombrement des pics de ségrégation sur les 400 nm de largeur de l'échantillon est également une méthode permettant d'obtenir des informations sur la taille moyenne des grains de polysilicium. On compte ainsi 10 et 11 pics aux profondeurs de, respectivement, 32 et 75 nm, ce qui donne une largeur de grain moyenne de 40 nm. Ce résultat est similaire à la taille de grain mesurée égale à 40 nm par XRD et en ligne avec les dimensions des grains éclairés en champ sombre à la même position sur cet échantillon (cf. Figure IV.43).

Calcul du rapport W_{gb}/C_g pour les échantillons Laser 1300°C et Laser 1166°C

La concentration d'arsenic en fonction de la position latérale sur l'échantillon est tracée sur la Figure IV.45 à une profondeur de (a) 32 nm et (b) 43 nm pour l'échantillon ayant été balayé par le laser à une température de 1300°C.

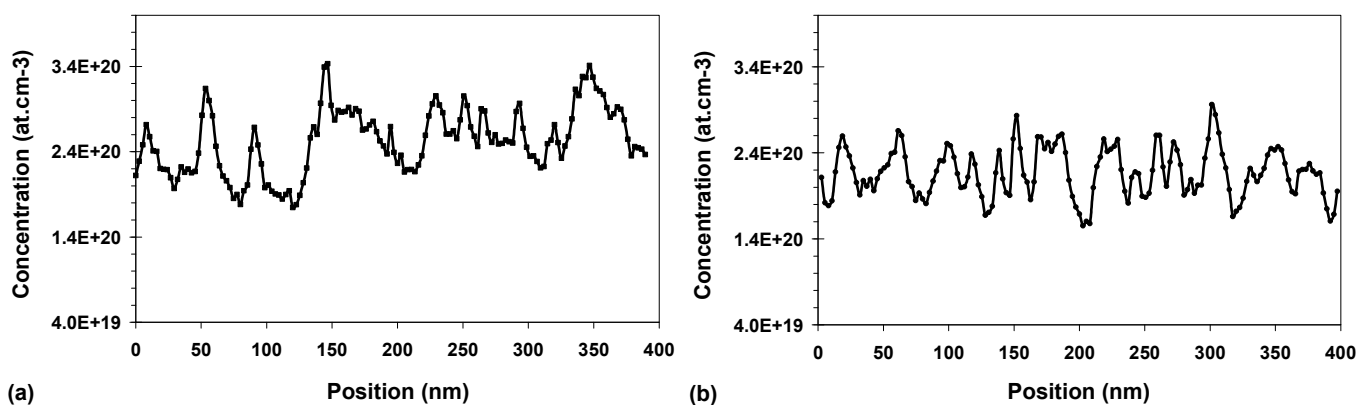


Figure IV.45: Concentration de l'arsenic en fonction de la position latérale à des profondeurs de polysilicium de (a) 32 nm et (b) 43 nm, sur l'échantillon ayant subi un recuit laser à 1300°C.

La concentration d'arsenic en fonction de la position latérale est présentée sur la Figure IV.46 à une profondeur de (a) 17 nm et (b) 32 nm pour l'échantillon « Laser 1166 ».

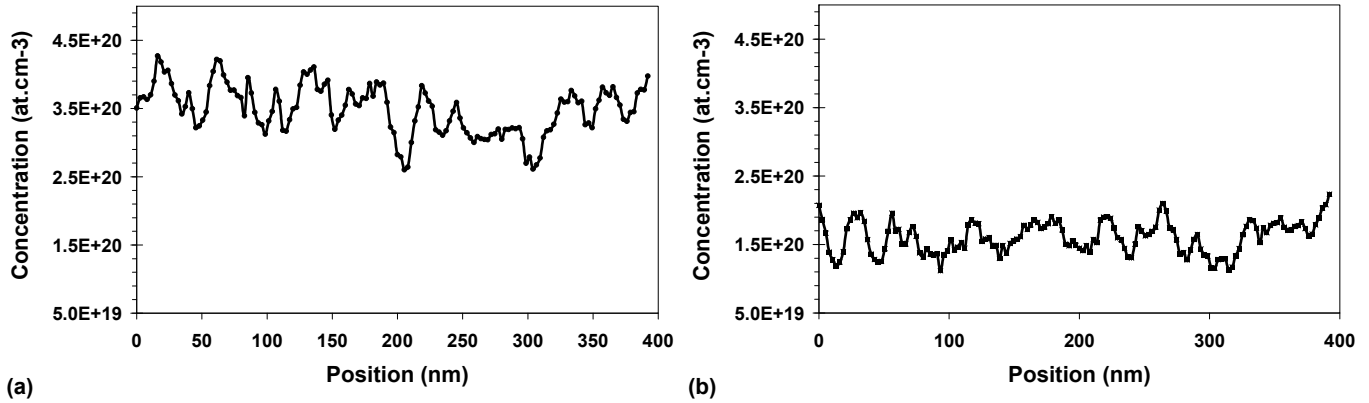


Figure IV.46: Concentration de l'arsenic en fonction de la position latérale à des profondeurs de polysilicium de (a) 17 nm et (b) 32 nm, sur l'échantillon ayant subi un recuit laser à 1166°C.

Les concentrations d'arsenic C_{tot} , W_{gb} et C_g , extraites à deux profondeurs de polysilicium et pour les deux températures laser étudiées, sont résumées sur le Tableau IV.B. Ces concentrations ont été estimées par la même méthode précédemment décrite pour l'échantillon « Spike ». Nous pouvons remarquer que le ratio W_{gb}/C_g calculé peut être considéré constant quelles que soient la température du laser et la profondeur étudiée (et donc quelle que soit la concentration totale). De plus, ce ratio est inférieur à celui calculé pour l'échantillon « Spike ».

T° laser (°C)	1300		1166	
Profondeur (nm)	32	43	17	32
C_{tot} ($\times 1.10^{20}$ at/cm ³)	2.5	2.2	3.5	1.6
W_{gb} ($\times 1.10^{13}$ at/cm ³)	3	2.5	3.8	1.9
C_g ($\times 1.10^{20}$ at/cm ³)	2.45	2.1	3.3	1.55
W_{gb}/C_g ($\times 1.10^{-7}$ cm)	1.22	1.19	1.15	1.22

Tableau IV.B: Les concentrations d'arsenic C_{tot} , W_{gb} et C_g extraites par STEM EELS à deux profondeurs du film de polysilicium pour les deux températures laser étudiées : 1300 et 1166°C.

Comme nous l'avons fait sur l'échantillon « Spike », les 400 nm de largeur d'échantillon sont divisés par le nombre de pics de ségrégation comptés afin d'obtenir la largeur moyenne de grain. Ce calcul est réalisé pour chaque échantillon « Laser » aux différentes profondeurs étudiées. Une largeur de grain moyenne de 33 nm est ainsi obtenue quelle que soit la température du laser utilisée. Cette valeur est proche des 30 nm rapportés par XRD sur l'échantillon « Laser 1300°C ». De plus, ce résultat tend à démontrer qu'aucune croissance de grain ne se produit sur les gammes de température laser et de dopage étudiés, lorsque le recuit laser est appliqué seul.

Par ailleurs, les analyses STEM EELS corroborent la constatation faite lors des expériences par SAT, c'est-à-dire que la concentration d'arsenic dans les grains est très élevée dans toute l'épaisseur du film de polysilicium. Pour illustrer cela, la Figure IV.47 présente les profils de concentration de l'arsenic au milieu d'un grain ainsi qu'à l'intérieur d'un joint de grain en fonction de la profondeur de polysilicium. Ces profils ont été extraits de l'échantillon « Laser 1300°C ». La concentration dans le grain demeure supérieure à 1.10^{20} at/cm³ près de l'interface de l'oxyde de grille.

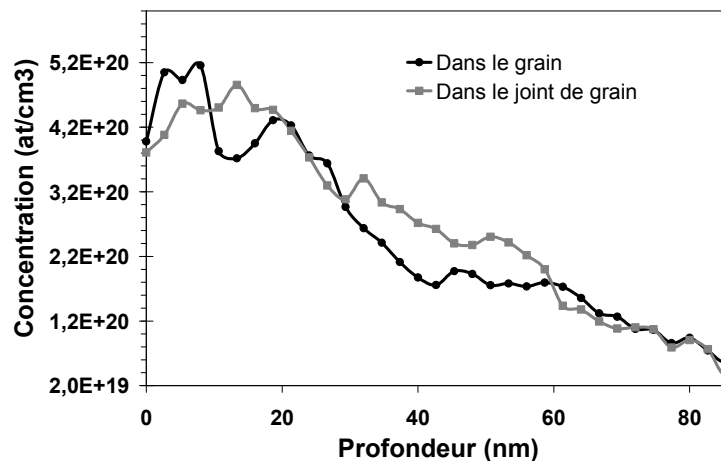


Figure IV.47: Profils de concentration de l'arsenic au milieu d'un grain ainsi qu'à l'intérieur d'un joint de grain en fonction de la profondeur de polysilicium et extraits sur l'échantillon « Laser 1300°C ».

Discussion

Sur les trois échantillons analysés, nous avons extrait des rapports W_{gb}/C_g dont les valeurs sont comprises entre $1,15.10^{-7}$ et $1,7.10^{-7}$ cm. Ces rapports sont bien plus faibles que ceux rapportés dans la littérature. De surcroît, ces ratios calculés sont plus faibles que ceux obtenus par SAT sur ces mêmes échantillons (cf. Figures IV.36). Nous pensons que ces différences s'expliquent par une limitation de la technique STEM EELS dans le cadre de notre étude. En effet, les plans des joints de grains ne sont pas nécessairement perpendiculaires à la surface analysés par STEM. De plus, les lamelles utilisées ont des épaisseurs, de 50 nm, supérieure à la taille moyenne des cristallites du polysilicium. Il apparaît donc qu'à chaque pixel, la concentration obtenue intègre à la fois des fractions d'arsenic localisées dans le grain et dans le joint de grain. Remarquons que cet effet n'apparaît pas lorsqu'une interface de la structure est perpendiculaire au plan d'étude, comme le démontre le bon accord entre STEM EELS et SIMS pour quantifier la concentration ségréguée dans l'oxyde de grille. Telles que nous les avons exprimées, les concentrations W_{gb} et C_g sont toutes deux moyennées, induisant ainsi une diminution du rapport W_{gb}/C_g . Puisque la géométrie du polysilicium dans l'épaisseur de la lamelle n'est pas maîtrisée, il devient dès lors impossible de calculer un

coefficient de ségrégation de l'arsenic avec une précision suffisante. Si nous nous référons aux valeurs obtenues par SAT sur l'échantillon « Spike », on obtient une valeur moyenne de concentration d'arsenic dans les grains égale à 7.10^{19} at/cm³, valeur très inférieure à la valeur moyenne obtenue par STEM EELS et égale à $1,45.10^{20}$ at/cm³ (cf. Tableau IV.1). On peut donc estimer que l'erreur faite par STEM EELS est de l'ordre de 7.10^{19} at/cm³. De manière qualitative, les calculs effectués du rapport W_{gb}/C_g restent suffisamment pertinents pour affirmer que la ségrégation de l'arsenic est moindre lors d'un recuit laser que lors d'un recuit Spike. De même, la comparaison de ces ratios entre les deux températures laser étudiées tend à indiquer qu'une variation de température de 134°C ne génère pas de variation sensible de la ségrégation de ce dopant.

IV.B.5.(d) Comparaison entre STEM EELS et SAT

Comme deux des échantillons ont été analysés par SAT et STEM EELS, il est intéressant de pouvoir comparer entre elles les possibilités et les limites de ces deux techniques innovantes employées à l'étude de nos films de polysilicium dopés et recuits, notamment par un traitement laser milliseconde. Nous avons donc évalué ces techniques suivant trois critères :

- La nature et la résolution chimique des éléments détectables. Il est évident que la SAT présente l'avantage de pouvoir cartographier tout les éléments alors que le STEM EELS est pour le moment limité à l'étude de l'arsenic. Les deux techniques permettent de détecter l'arsenic avec un très bon seuil de détection. Nous avons pu constater que les deux techniques fournissaient des profils de concentration en profondeur identiques à ceux obtenus par SIMS.

- Les résultats qualitatifs sur la diffusion de l'arsenic dans le polysilicium. Par ces deux techniques, nous avons, d'abord, pu mettre en évidence la ségrégation de l'arsenic aux joints de grains de polysilicium. Nous avons également démontré que les concentrations locales demeuraient très fortes dans les grains et cela, même près de l'interface délimitée par l'oxyde de grille de la structure. En outre, la technique STEM EELS présente l'avantage d'offrir une meilleure statistique du nombre de joints de grains observés (une dizaine sur nos échantillons) alors que la SAT, nécessitant des plots de l'ordre de 50 nm de diamètre, ne se focalise que sur quelques joints de grain et leurs proches environnements.

- Le calcul quantitatif du coefficient de ségrégation. Que ce soit par SAT ou par STEM EELS, le calcul du coefficient de ségrégation n'est pas aisé. Par ces techniques, le pic de ségrégation apparaît élargi et sous-estimé en concentration pic. En revanche, cette limitation commune est liée à des causes différentes selon la technique. Pour le STEM EELS, la cartographie chimique obtenue est

bidimensionnelle mais est intégrée sur l'épaisseur de la lamelle dont la dimension est de l'ordre de la taille des grains. Il est donc difficile de déterminer avec précision quelle fraction d'arsenic est localisée dans les joints de grains de celle localisée dans les grains, conduisant ainsi à un moyennement de ces deux fractions et donc à une sous-estimation importante de la ségrégation. La SAT présente cet effet d'élargissement et de moyennement du pic de ségrégation, bien que l'origine en soit différente. Il est cependant possible de calculer la valeur du pic de ségrégation par une méthode indirecte. En effet, cette technique fournit une cartographie chimique 3D par laquelle il est possible d'extraire avec précision une concentration dans les grains et donc d'obtenir le coefficient de ségrégation. Ce dernier point critique nous permet de conclure que la Sonde Atomique Tomographique est une technique plus adaptée pour quantifier la ségrégation aux joints de grains dans le cadre de notre étude.

IV.B.6 Synthèse des résultats et discussion

IV.B.6.(a) Synthèse des résultats

Nous résumons ici les principaux enseignements sur la diffusion du phosphore et de l'arsenic dans le polysilicium par un traitement laser milliseconde et que nous avons pu obtenir au travers des différentes expériences, en faisant varier les conditions de dopages et de recuits laser, ainsi qu'en utilisant diverses techniques d'analyses (SIMS, STEM EELS, SAT...). Nous avons ainsi pu démontrer que :

- Aucune redistribution du phosphore ou de l'arsenic n'est observée dans le silicium monocristallin lors du recuit laser (voir section IV.B.2), indiquant ainsi que la diffusivité dans le monosilicium est au moins inférieure à $2 \cdot 10^{-10}$ cm²/s (Cet ordre de grandeur est donné en se basant sur les calculs des diffusivité dans le polysilicium qui ont permis de calculer à quelle valeur minimale de la diffusivité, on observe une redistribution visible des dopants en comparaison des profils implantés).

- En revanche, la diffusivité de ces deux dopants, à très hautes températures et sans codopage, atteint des valeurs de 10^{-7} cm²/s pour le phosphore et de 10^{-8} cm²/s pour l'arsenic. De plus, la diffusivité du phosphore varie en fonction de la concentration alors que cela n'a pas été observé pour l'arsenic (voir section IV.B.3.(a)).

- Une accélération de la diffusivité du phosphore et de l'arsenic lorsque ces espèces sont coimplantées. Cet effet est plus prononcé pour l'arsenic (voir section IV.B.3.(b)).

- L'ajout de carbone implanté n'avait pas d'influence sur les effets mentionnés ci-dessus (voir section IV.B.3.(b)). En revanche, la diffusion du carbone est affectée par la présence de phosphore et/ou d'arsenic.

- L'arsenic et le phosphore (coimplantés) ségrégent aux joints de grains (voir section IV.B.4-5). Le calcul des coefficients de ségrégation effectifs a démontré un taux de ségrégation important.

- La distribution de ces deux espèces (coimplantées) est quasiment homogène dans toute l'épaisseur des films de polysilicium de 80 nm d'épaisseur soumis au recuit laser à très hautes températures (voir section IV.B.4-5). En particulier, le centre d'un grain dans la profondeur du polysilicium affiche des concentrations élevées.

Par ailleurs, nous avons constaté des variations des doses de phosphore et d'arsenic. Une partie de cette perte est attribué au fait d'avoir implanté les dopants à travers un oxyde. Cependant, les variations de doses en fonction de la température du laser suggèrent une exodiffusion aux plus hautes températures de recuits vers les couches supérieures. Cette diffusion a déjà été constatée dans d'autres études dans le monosilicium [13]. Nous avons également observé que cette perte était dépendante d'autres espèces coimplantées. Nous n'avons pas cherché à comprendre mieux ces mécanismes car ils ne constituent pas l'un des objectifs de cette étude. Il est néanmoins important de mentionner ces pertes puisqu'ils peuvent affecter la résistivité des films de polysilicium dopé qui feront l'objet de l'étude de la section IV.D.

IV.B.6.(b) Mécanismes de diffusion dans le polysilicium dopé N

La somme des principaux résultats et des observations en découlant étant résumées, les mécanismes conduisant à la redistribution massive des dopants de type N lors du recuit laser sont maintenant discutés.

Nous avons pu constater que les fractions d'arsenic et de phosphore ségréguées aux joints de grains sont significatives et, ceci, au travers des analyses par SAT, complétées par les analyses STEM EELS dans le cas de l'arsenic. La contribution de la ségrégation (c'est-à-dire, une migration des dopants des grains vers les joints de grains qui y seraient alors accélérés) sur la diffusivité ne

permet pas à elle seule d'expliquer les diffusions massives observées de l'arsenic et du phosphore dans le polysilicium.

En effet, nous avons vu que la redistribution de l'arsenic et du phosphore est négligeable dans le silicium monocristallin. Il est communément considéré dans la littérature que la diffusivité dans les grains est égale à celle dans le silicium cristallin [35, 119]. Dans notre cas, nous pouvons donc nous attendre à ce que la diffusivité dans les grains soit inférieure à $2 \cdot 10^{-10}$ at/cm² lors du recuit laser. C'est-à-dire que nous serions en présence d'une diffusion de type C dans le polysilicium. Les différents fronts de diffusion dans le polysilicium sont rappelés sur la Figure IV.48.

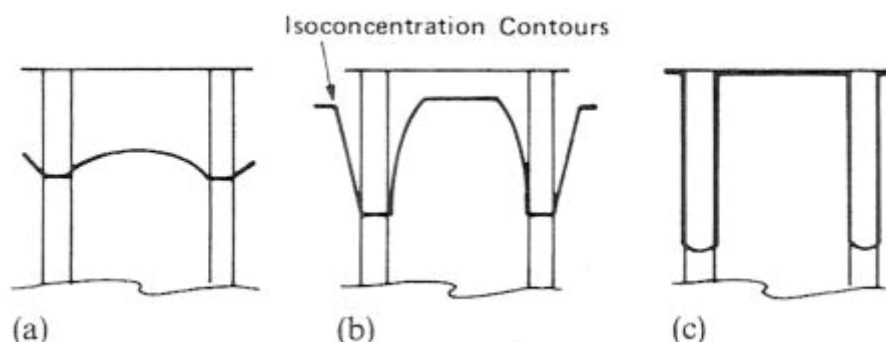


Figure IV.48: Les trois types de front de diffusion dans le polysilicium [35]. Ce schéma est un rappel de la Figure IV.3.

Or, les cartographies des concentrations de phosphore et d'arsenic démontrent une distribution quasiment homogène sur toute l'épaisseur du film de polysilicium, où les concentrations en espèces au centre des grains dépassent $1 \cdot 10^{20}$ at/cm³. En se référant à la Figure IV.44, nous pouvons affirmer être en présence d'une diffusion de type A de ces dopants lors du recuit laser à 1300°C. Ce point est crucial sur la compréhension des mécanismes expliquant la très forte diffusivité observée lors d'un recuit laser. En effet, une diffusion de type A n'est réalisable que si la diffusivité dans les grains $\sqrt{D_g * t}$ de l'ordre de la taille des cristallites L_g . Appliqué au cas de nos films de polysilicium dont L_g est égale à 30 nm et soumis à un recuit laser, cela revient à dire que la diffusivité dans les grains doit être au moins de l'ordre de $1 \cdot 10^{-8}$ at/cm².

Il apparaît donc que la diffusivité dans les grains est supérieure à celle dans le silicium cristallin. En effet, nous n'avons démontré aucune redistribution du phosphore ou de l'arsenic dans le silicium cristallin lors du recuit laser (voir section IV.B.2), indiquant ainsi que la diffusivité dans le monosilicium est inférieure à $2 \cdot 10^{-10}$ at/cm². Au moins deux décades séparent D_{Si} de D_g .

Nedelec et *al.* ont déjà rapporté une diffusivité de l'arsenic dans les grains supérieure à celle dans le silicium cristallin d'un facteur $2-4 \cdot 10^4$ [113]. Ils donnent comme explication possible que la ségrégation aux joints de grains injecte un grand nombre de défauts ponctuels dans les grains. Les

autres travaux, plus anciens, sur la diffusion dans le polysilicium ne mettent pas en évidence cet effet. Cela peut s'expliquer par les bilans thermiques beaucoup plus longs appliqués et qui permettent ainsi une diffusion significative des dopants dans le silicium cristallin. La sursaturation de défauts est alors masquée par les autres mécanismes de diffusion dans le polysilicium. En revanche, avec la diminution des bilans thermiques, la diffusivité dans le monosilicium devient négligeable et il devient plus visible qu'elle est très inférieure à la diffusivité dans les grains.

Dans notre étude, nous pouvons formuler également l'hypothèse que la diffusivité accélérée dans les grains est liée à une sursaturation de défauts ponctuels. Comme déjà explicité, Nedelec et *al.* pensent que cette présence de défauts ponctuels, des lacunes suivant leur hypothèse, est générée par la ségrégation lors du recuit thermique. C'est-à-dire que pour chaque atome présent en site substitutionnel dans un grain puis piégé par ségrégation vers un joint, une lacune sera laissée sur son site initial. Une sursaturation de lacunes est ainsi créée dans les grains, y augmentant considérablement la diffusion de l'arsenic. Nous pouvons également suggérer que la présence de ces défauts en sursaturation est peut être générée dès le dépôt du polysilicium

Par ailleurs, nous avons mis en évidence une diffusion accélérée de l'arsenic et du phosphore lorsqu'ils sont coimplantés à très fortes doses. En présence de ces deux dopants, il est probable que le niveau de Fermi soit déplacé, accélérant ainsi la diffusion [134] et que nous soyons, de plus, en présence du phénomène de percolation, puisque les concentrations d'arsenic et de phosphore dépassent le seuil de percolation de $2,5 \cdot 10^{20}$ at/cm³ [135]. Il est également possible que cette codiffusion soit favorisée par l'injection de lacunes. En effet, lorsque ces deux dopants sont coimplantés, ils ségrégent tout deux et créent donc une concentration totale de lacunes supérieures à la concentration de lacunes obtenue lorsqu'ils sont implantés séparément. Ce constat est renforcé par l'observation que cette accélération de la diffusivité effective est plus prononcée dans le cas de l'arsenic que dans le cas du phosphore. Or, l'arsenic est implanté à plus faible dose. Dans le cas du polysilicium codopé, l'injection de lacunes induite par la ségrégation de l'arsenic augmentera modérément la concentration totale de lacunes et donc la diffusivité du phosphore. En revanche, l'injection de lacunes par ségrégation du phosphore augmentera fortement le taux de lacunes, favorisant la diffusion de l'arsenic dans les grains.

IV.B.6.(c) Conclusion

Dans cette partie, nous avons démontré une redistribution massive de l'arsenic et du phosphore dans le polysilicium lorsqu'un traitement laser milliseconde est appliqué. Plusieurs mécanismes ont été identifiés comme étant à l'origine de cette diffusivité élevée. D'abord, rappelons que les dopants étaient implantés à très forte doses dans des films de polysilicium possédant des densités de joints de grain importantes. Ensuite, nous avons mis en évidence la ségrégation sensible de l'arsenic et du phosphore pour les bilans thermiques faibles appliqués. Nous avons également constaté que la diffusivité dans les grains était accélérée par rapport à celle dans le silicium monocristallin. Afin d'expliquer cette observation, nous avons avancé l'hypothèse d'une sursaturation de défauts ponctuels. La génération de ces défauts se produit soit lors du dépôt du polysilicium, soit par la ségrégation lors du traitement par le laser. Il est ainsi apparu que la diffusivité dans les grains et celle dans les joints de grains contribuent tout deux à la diffusion significative du phosphore et de l'arsenic. La redistribution des impuretés type P, notamment du bore, est maintenant discutée.

IV.C. La redistribution des impuretés P+ dans le polysilicium

Cette section présente l'étude de la diffusion des impuretés de type P+ dans le polysilicium lors d'un recuit laser milliseconde, en se focalisant essentiellement sur le bore. Ce dopant affiche une diffusivité accélérée dans le polysilicium par rapport au silicium cristallin et identiquement aux cas du phosphore et de l'arsenic. Il présente toutefois la particularité de ne pas ségréger préférentiellement aux joints de grain. Nous étudierons d'abord la diffusion du bore dans le silicium cristallin où il a déjà été démontré que le bore pouvait diffuser lors d'un traitement milliseconde. Puis, nous nous intéresserons à l'étude dans le polysilicium en étudiant notamment les effets de la coimplantation amorphisante, de la dose et de la température pic de recuit laser. Finalement, les mécanismes régissant les observations faites seront discutés.

IV.C.1 Etude de la diffusion du bore dans le silicium cristallin

IV.C.1.(a) Procédure expérimentale

Nous avons suivi la même procédure expérimentale qui a déjà été décrite dans le cas de l'étude des impuretés de type N+ dans le silicium cristallin (section IV.B.1). Un oxyde de silicium de 5 nm d'épaisseur est déposé par RTCVD sur deux plaques de silicium. Sur la première plaque, du bore est implanté à une énergie de 2,5 keV et une dose de $3,2 \cdot 10^{15}$ at/cm². Sur la seconde plaque, du germanium est, d'abord, implanté à 20 keV et $1 \cdot 10^{15}$ at/cm², puis, du bore est implanté dans les mêmes conditions que pour la plaque sans le germanium. Les plaques ont été finalement chauffées par le laser avec un temps effectif d'interaction de 0.5 ms avec quatre bandes différentes de puissance laser permettant d'obtenir des températures pic de 1050°C à 1275°C. Les profils de concentration du bore sont finalement obtenus par SIMS.

IV.C.1.(b) Résultats

Les deux profils de bore des bandes de chaque plaque n'ayant pas subie de recuit laser sont représentés sur la Figure IV.49. L'interface délimitant la zone de polysilicium amorphisée de 34 nm de profondeur par l'implantation de germanium y est également schématisée. Nous pouvons

constater que les profils de bore sans recuit laser sont différents avec et sans l'implantation de germanium. Comme attendu, l'implantation du germanium a permis d'éliminer la canalisation du bore dans la profondeur du silicium [136].

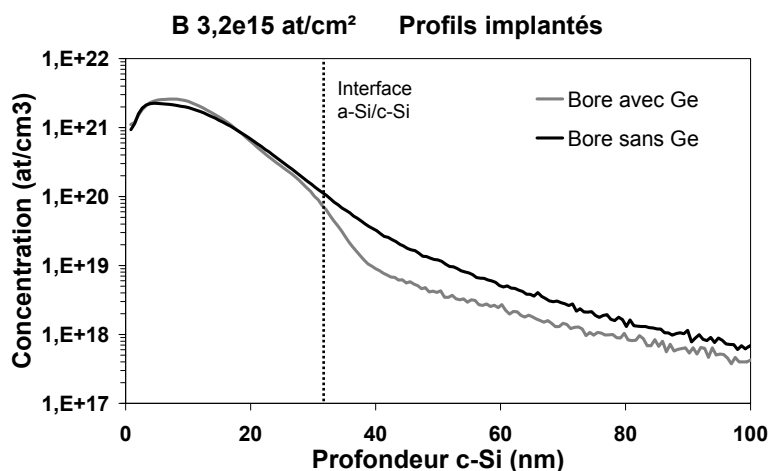


Figure IV.49: Profils de bore après une implantation à 2,5 keV et $3,2 \cdot 10^{15}$ at/cm² dans le silicium cristallin et sans recuit laser lorsqu'il est (a) implanté seul et (b) coimplanté avec du germanium à 20 keV et $1 \cdot 10^{15}$ at/cm².

La Figure IV.50(a) présente les profils de concentration du bore sans la coimplantation Ge et aux différentes températures laser appliquées dans les soixante premiers nanomètres du silicium cristallin. Les différents profils, obtenus lors de recuits laser, sont superposés au profil sans recuit, indiquant ainsi que le bore ne diffuse pas dans le silicium cristallin lors d'un recuit laser dans la gamme de paramètres que nous étudions. Ces résultats sont en accord avec les études précédentes ayant utilisé les mêmes bilans thermiques [137, 138].

Les profils de bore, en présence de germanium, sont représentés sur la Figure IV.50(b) pour les différentes températures atteintes lors du recuit laser. Il apparaît une légère redistribution du bore dans la queue de profil lorsqu'il est implanté avec du germanium. Dans ces conditions d'implantation du germanium, la profondeur amorphisée est égale à 34 nm, c'est-à-dire la profondeur à partir de laquelle la redistribution du bore est observable. Nous retrouvons ici un résultat déjà connu, à savoir l'accélération de la diffusivité du bore induite par les défauts EOR. Cela est en accord avec d'autres travaux sur l'étude de la diffusion du bore lors de traitements millisecondes [14, 15]. De plus, nous n'avons pas constaté de perte de dose de bore (en présence ou non de germanium) et cela, quelle que soit la température de recuit laser.

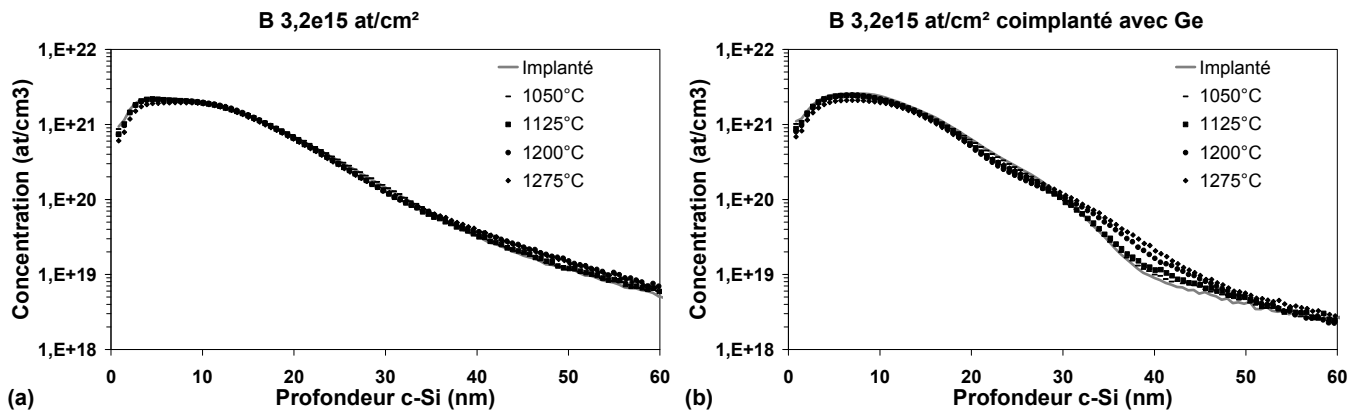


Figure IV.50: Profils de bore implanté à 2,5 keV et $3,2 \cdot 10^{15}$ at/cm² lorsqu'il est (a) implanté seul et (b) coimplanté avec du germanium à 20 keV et $1 \cdot 10^{15}$ at/cm² dans le silicium cristallin après des recuits laser à plusieurs températures et analysés par SIMS.

Il a été démontré, dans cette section, que la redistribution du bore, en présence de PAI ou non, est faible voir négligeable dans le silicium cristallin soumis à un recuit laser. La section suivante rapporte des séries d'expériences similaires à celles-ci mais dans le polysilicium.

IV.C.2 Etude de la diffusion dans le polysilicium

IV.C.2.(a) Procédure expérimentale

Afin d'étudier la diffusion du bore dans le polysilicium, nous avons suivi la même procédure expérimentale que lors de l'étude de la redistribution de l'arsenic et du phosphore (cf. section IV.B.3). Nous avons, notamment, implanté du bore dans le polysilicium avec ou sans la co-implantation de germanium et, par ailleurs, nous avons fait varier la dose de bore. De surcroit, nous avons choisi des conditions expérimentales identiques à celles utilisées dans la section précédente dans le silicium cristallin afin de comparer quantitativement les résultats entre ces deux matériaux.

Les plaques de silicium ont subi les dépôts permettant d'obtenir un empilement c-Si/SiO₂ 5 nm/p-Si 150 nm/ SiO₂ 5 nm. Différentes combinaisons d'implantation de bore et de germanium ont été réalisées. Nous avons ainsi implanté :

- Du bore seul à une énergie de 2,5 keV et une dose de $3,2 \cdot 10^{15}$ at/cm².
- Du germanium et du bore co-implantés avec des conditions de, respectivement, 20 keV et $1 \cdot 10^{15}$ at/cm² et 2,5 keV et différentes doses : $1 \cdot 10^{14}$, $5 \cdot 10^{14}$ et $3,2 \cdot 10^{15}$ at/cm² (cette dernière dose permettant de comparer les résultats avec l'expérience où le bore est implanté seul).

Chaque plaque est ensuite recuite à l'aide du procédé laser dont le temps effectif est fixé égal à 0.5 ms et avec quatre bandes de puissance différentes sur chaque plaque, paramétrées pour atteindre des températures de 1050, 1125, 1200 et 1275°C. Enfin, les profils de concentration du bore et du germanium sont obtenus par SIMS.

IV.C.2.(b) Résultats

Bore sans la coimplantation de germanium

La Figure IV.51 décrit la redistribution du bore implanté à la dose nominale de 6.10^{15} at/cm² dans le polysilicium soumis à un recuit laser à différentes températures. Il apparaît une redistribution significative du bore dans le polysilicium, contrairement aux résultats obtenus dans le silicium cristallin (Figure IV.50(a)). Ce résultat met nettement en évidence l'influence des joints de grains sur la redistribution du bore dans le polysilicium. Notons que la dose de bore avant et après recuit, extraite par SIMS, est mesurée égale à 2.10^{15} at/cm², soit une valeur très inférieure à la dose implantée. Comme nous n'avons pas observé cet effet dans le silicium cristallin et qu'il ne sera pas observé dans le polysilicium en présence de germanium, il est possible que cette perte de dose soit liée à un problème pendant l'une des étapes de procédé

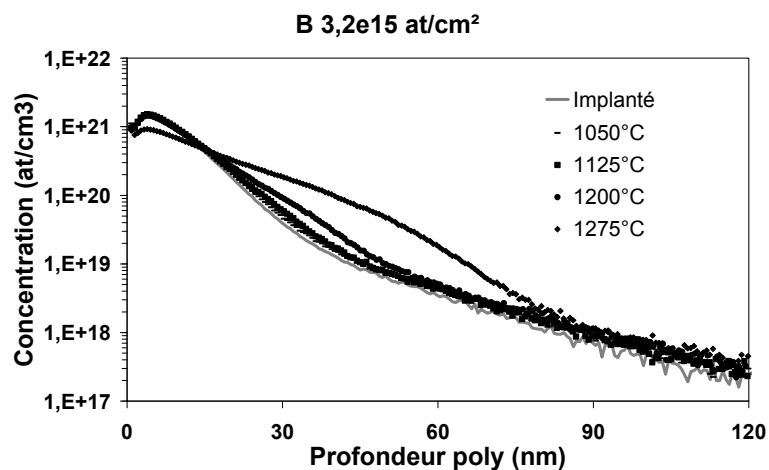


Figure IV.51: Profils de bore implanté à 2,5 keV et $3,2.10^{15}$ at/cm² dans le polysilicium après recuit laser à plusieurs températures et analysés par SIMS.

Bore avec la coimplantation de germanium

La Figure IV.52 présente les profils de concentration du bore implanté à une dose de $3,2.10^{15}$ at/cm² lorsque celui-ci est coimplanté avec du germanium à 20 keV et 1.10^{15} at/cm². Comme lors de

l'expérience sans germanium, on constate une redistribution importante du bore dans la profondeur de polysilicium. En revanche, il est, pour le moment, impossible de quantifier l'influence de la présence de germanium sur la diffusivité du bore puisque les profils de bore après implantation sont différents (comme lors des expériences dans le silicium cristallin).

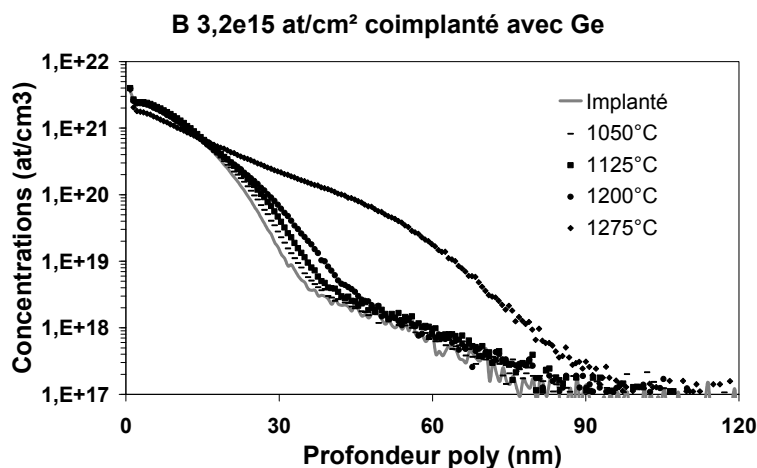


Figure IV.52: Profils de bore implanté à 2,5 keV et $3,2 \cdot 10^{15}$ at/cm² en présence de germanium implanté à 20 keV et $1 \cdot 10^{15}$ at/cm² dans le polysilicium après recuit laser à plusieurs températures et analysés par SIMS.

Les profils de bore implantés à $5 \cdot 10^{14}$ et $1 \cdot 10^{14}$ at/cm² et obtenus après divers recuits laser sont affichés sur les Figure IV.53(a) et (b), respectivement. Les films de polysilicium ont été préalablement implantés avec du germanium à une énergie de 20 keV et une dose de $1 \cdot 10^{15}$ at/cm².

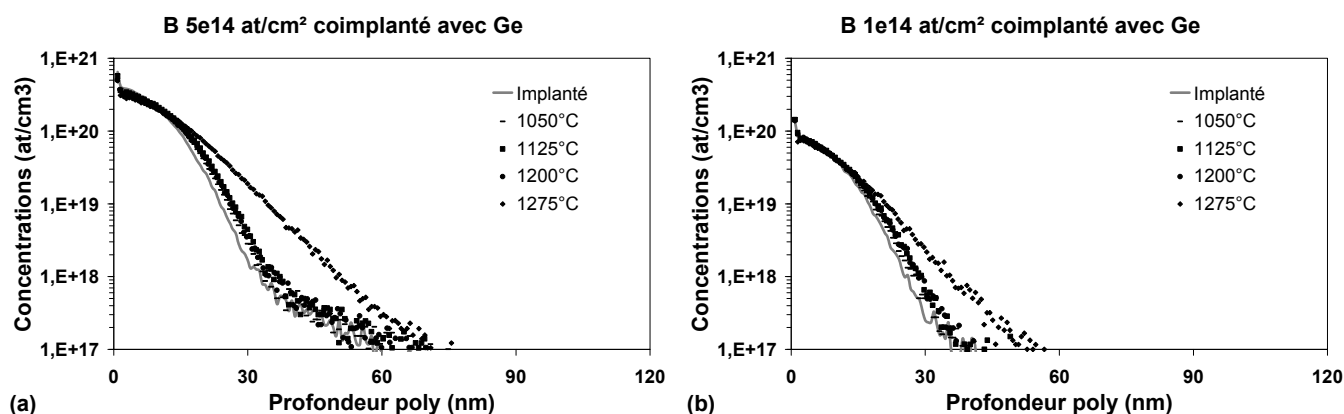


Figure IV.53: Profils de bore implanté à 2,5 keV et (a) $5 \cdot 10^{14}$ et (b) $1 \cdot 10^{14}$ at/cm² en présence de germanium implanté à 20 keV et $1 \cdot 10^{15}$ at/cm² dans le polysilicium après recuit laser à plusieurs températures et analysés par SIMS.

Concernant le germanium coimplanté dans cette série d'expériences, il est apparu que les profils obtenus après les divers recuits laser ne dépendaient pas de la dose de bore implanté. Nous n'avons donc représenté sur la Figure IV.54 que les profils de germanium obtenus après les différents recuits laser pour une implantation de bore à 20 keV et $3,2 \cdot 10^{15}$ at/cm². On constate une

redistribution du germanium en queue de profil pour les plus hautes températures laser employées. Deux hypothèses sont avancées pour expliquer cette redistribution : soit la présence d'EOR dans la zone de polysilicium non amorphisée accélère la diffusivité du germanium, soit, le plus probable, cette redistribution en queue de profil dénote une diffusion par les joints de grains.

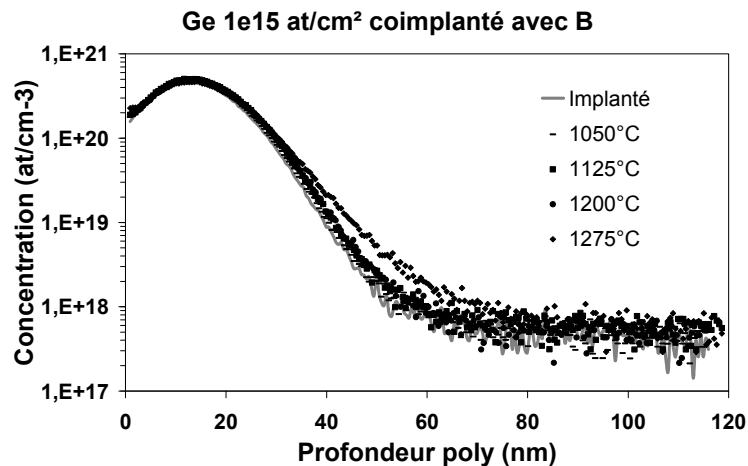


Figure IV.54: Profils de germanium implanté à 20 keV et 1.10^{15} at/cm² en présence de bore implanté à 2,5 keV et $3,2.10^{15}$ at/cm² dans le polysilicium après recuit laser à plusieurs températures et analysés par SIMS.

IV.C.2.(b) Calcul de la diffusivité effective du bore

Comme lors de l'étude de l'arsenic et du phosphore, les diffusivités du bore (en fonction des conditions d'implantations) ont été extraites des profils SIMS par la méthode décrite dans la section B.3 de ce chapitre.

Les profils de concentration du bore implanté à 20 keV et $3,2.10^{15}$ at/cm² obtenus par SIMS et par le modèle par éléments finis sont comparés sur la Figure IV.55, dans le cas (a) sans coimplantation et, dans le cas (b) avec la coimplantation de germanium, pour trois températures de recuit laser : 1125, 1200 et 1275°C. Les résultats démontrent le bon accord entre les deux méthodes, ce qui nous permet ainsi de valider les valeurs de diffusivité effective ajustées dans le modèle numérique.

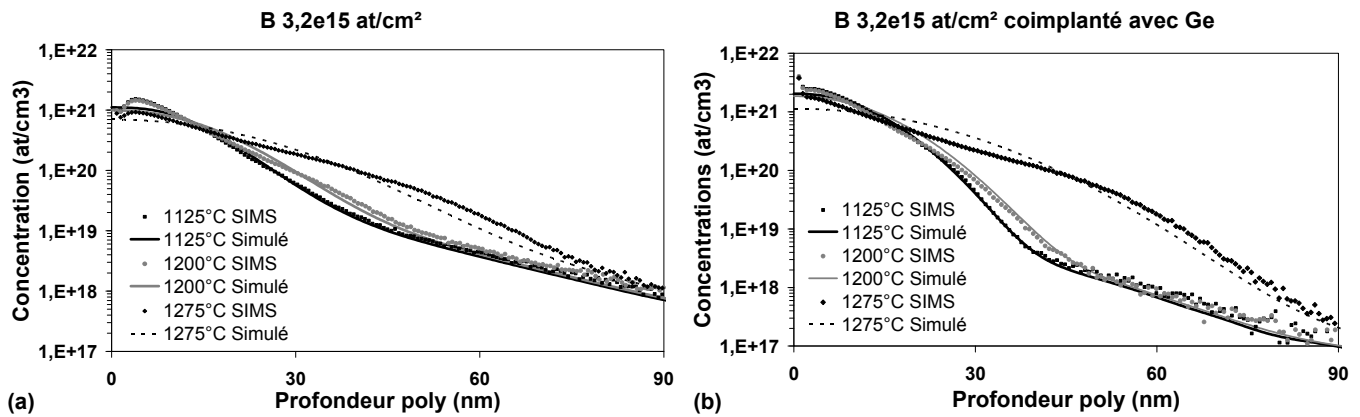


Figure IV.55: Comparaison des profils de concentration d'arsenic obtenus par SIMS et par simulation lorsque le bore est implanté à $3,2 \cdot 10^{15}$ at/cm² (a) sans coimplantation et (b) avec la coimplantation de germanium.

La Figure IV.56 synthétise les différentes diffusivités effectives obtenues par le modèle afin d'obtenir le meilleur accord possible avec les résultats SIMS. Les diffusivités effectives du bore implanté à 20 keV et $3,2 \cdot 10^{15}$ at/cm² avec ou sans coimplantation de germanium sont ainsi présentées pour les quatre températures laser étudiées. Quant aux résultats pour les doses de bore de $5 \cdot 10^{14}$ et $1 \cdot 10^{14}$ at/cm², seules les diffusivités effectives à la température de 1275°C ont été calculées, les autres profils étant quasiment identiques à ceux obtenus après implantation. A une dose de $3,2 \cdot 10^{15}$ at/cm² et à la température de 1275°C, la diffusivité effective du bore implanté seul atteint une valeur de $3 \cdot 10^{-9}$ cm²/s.

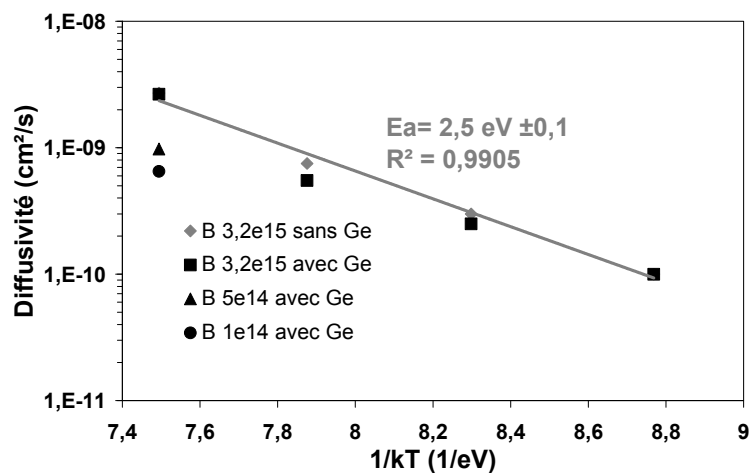


Figure IV.56: Diffusivité effective du bore dans le polysilicium avec et sans germanium et pour différentes dose de bore implanté. La diffusivité est extraite par une méthode par éléments finis.

Lorsqu'on compare les diffusivités effectives du bore en présence ou non de germanium, on remarque que les résultats sont similaires. Il est probable que la présence de défauts EOR dans les cristallites du polysilicium modifie la redistribution en queue de profil mais que cet effet soit très inférieur à l'effet induit par la présence des joints de grains. Par ailleurs, à 1275°C, l'augmentation

de la diffusivité avec la dose de bore indique que la redistribution du bore dans le polysilicium lors d'un traitement milliseconde dépend de la concentration.

L'énergie d'activation de la diffusion dans le polysilicium fournit une valeur égale à 2,5 eV pour le bore implanté à 20 keV et $3,2 \cdot 10^{15}$ at/cm². Ce résultat est cohérent avec la littérature qui fournit une gamme (très dispersée) de 2,5 [40] à 3,25 eV [122]. Par ailleurs, cette énergie d'activation est bien plus faible que l'énergie d'activation de la diffusion intrinsèque du bore dans le silicium égale à 3,75 eV.

Les diffusivités effectives calculées dans notre étude sont comparées, sur la Figure IV.57, à celles extraites dans la littérature et basées sur des recuits de type four. Notons que pour les études précédentes (dont la gamme de température ne dépasse pas 1100°C), les diffusivités ont été extrapolées jusqu'à une température de 1300°C. Il est intéressant de constater que, même avec des temps de recuits de l'ordre de la milliseconde, la diffusivité du bore dans le polysilicium obtenue dans nos travaux demeure plus importante que les diffusivités issues de la littérature. En effet, ces diffusivités sont supérieures d'environ une décade à celles issues de la littérature et cela, à niveau de concentration égal (notre expérience avec du bore implanté à $5 \cdot 10^{14}$ at/cm² présente un niveau de concentration équivalent à celui des études déjà publiées). La plus forte densité de joints de grains dans nos films de polysilicium favorise cette très forte diffusivité. Cependant, Nedelec *et al.* ont déjà rapporté une diffusivité plus élevée du bore dans un film polysilicium, à taille de grains identiques aux études précédentes, même si ils n'explicitent pas directement de valeurs de diffusivités effectives [139].

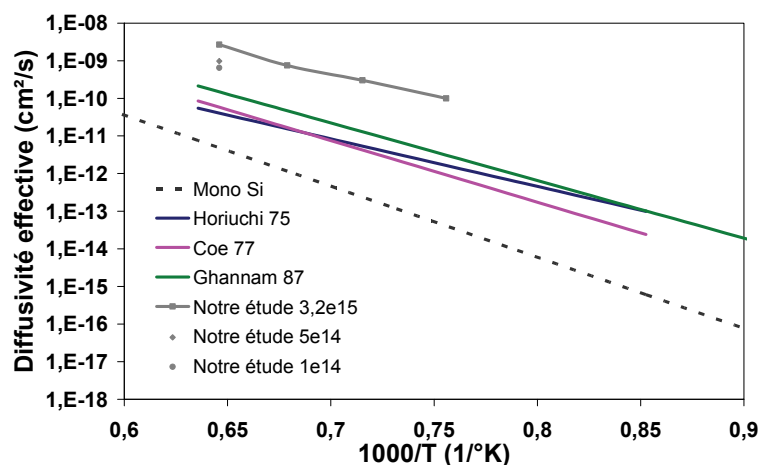


Figure IV.57: Comparaison entre les diffusivité effective du bore dans le polysilicium calculées dans notre étude, et les diffusivités effective issues de la littérature [40, 122, 123].

IV.C.3 Discussion

IV.C.3.(a) Mécanismes de diffusion du bore dans le polysilicium

Nous discutons maintenant des mécanismes aboutissant aux fortes diffusivités observées dans le polysilicium dans la section précédente.

- Dans un premier temps, considérons qu'il n'y a pas d'échanges de bore entre les grains et les joints de grain et que la diffusion dans les grains est négligeable, comme le suggèrent les résultats dans le silicium cristallin. Seule la concentration de bore implantée dans les joints de grains pourrait alors diffuser rapidement et expliquer la diffusivité élevée calculée lors d'un recuit laser à haute température. Nous serions en présence d'une diffusion de type C. Cependant, la fraction de concentration de bore implantée dans les joints de grains se situe au alentour de 7% dans nos films. Si le bore ne se redistribuait que par les joints de grains, cette redistribution ne serait visible sur le profil de concentration totale qu'en queue de profil, ce qui n'est pas le cas. Il y a donc nécessairement des transferts de bore des grains vers les joints de grains lors d'un recuit laser.

- Raisonnons maintenant à partir du modèle classique d'échanges G/JG dans le polysilicium (cf. section IV.B.2.b) et appliquons-le à nos résultats. Ce modèle considère que deux mécanismes peuvent transférer des dopants du grain vers les joints de grains. Premièrement, la ségrégation piège des dopants du grain dans les joints de grains. Mais la ségrégation préférentielle du bore n'a jamais pu être mise en évidence. Dans notre étude, il paraît peu probable que nous soyons dans un cas marginal de bore ségrégant sensiblement dans les joints de grains (et particulièrement à la vue des bilans thermiques utilisés). Des mesures par Sonde Atomique sont en cours d'élaboration afin de fixer définitivement ce point. Deuxièmement, la fraction de dopants dans les joints de grain peut augmenter par la diffusion latérale d'un dopant d'un grain qui rencontre un joint de grain. Cet effet est directement lié à la diffusivité dans le grain, considérée égale à celle du silicium. Or, nos résultats dans le silicium cristallin indiquent que D_{Si} est négligeable dans le cas d'un recuit laser. Par conséquent, si on applique le modèle classique de diffusion dans le polysilicium à nos résultats sur le bore lors du recuit laser, aucune migration du bore des grains vers les joints de grains n'est possible. Cela est donc en contradiction avec ce que nous avons vu dans le paragraphe précédent.

- Comme nous l'avons déjà fait remarquer, Nedelec et *al.* rapportent, eux aussi, une divergence de leurs résultats par rapport au point développé précédemment [113]. En effet, ils démontrent que le transfert de bore des grains vers les joints de grains est sous-estimé s'ils appliquent le modèle classique à leurs résultats. Ils associent cet effet à la dissolution de précipités de bore au pic d'implantation qui alimente les joints de grains en dopant. A la vue des résultats SIMS dans le silicium cristallin lors d'un recuit laser (Figure IV.50), il n'apparaît pas de dissolution de précipités affectant la distribution du bore. En conséquence, ce mécanisme ne peut expliquer les transferts se produisant dans les conditions expérimentales que nous avons étudiées.

- Il est par ailleurs intéressant de comparer les résultats obtenus dans le cas du bore avec ceux obtenus lors de l'étude du phosphore et de l'arsenic. A gamme de doses implantées similaires, ces trois dopants affichent des diffusivités effectives du même ordre de grandeur de quelques 10^9 cm²/s. L'énergie d'activation du phosphore dans le polysilicium (3,9 eV) est plus élevée que celle du bore (2,5 eV), résultats similaires à ceux de la littérature. Quel que soit le dopant, nous remarquons que les mécanismes classiques de diffusion et de transfert des atomes des grains vers les joints de grains ne suffisent pas à expliquer les importantes redistributions observées. Dans les cas des impuretés de type N, nous avons démontré qu'une diffusivité dans les grains supérieure à celle dans le silicium cristallin est à l'origine de cet effet. Est-il possible que le même effet se produise dans le cas du bore et que son origine soit également une sursaturation de défauts ponctuels dans les grains?

- La somme de nos propres résultats et la connaissance de la littérature ne permet pas d'expliquer totalement les mécanismes régissant la redistribution du bore dans le polysilicium lors d'un recuit laser. C'est pourquoi des analyses complémentaires sont en cours par SAT afin d'obtenir des cartographies plus localisées du bore. L'étude des dopants de type N a permis, en effet, d'illustrer les avancées possibles sur la compréhension des mécanismes de diffusion dans le polysilicium en utilisant ce type de technique.

IV.C.3.(b) Conclusion

Dans cette section, nous avons étudié la diffusion du bore dans le polysilicium sur une gamme inexplorée de bilans thermiques : celles réalisées par des recuits millisecondes juste en dessous du point de fusion du silicium. Une redistribution massive du bore dans le polysilicium lors d'un recuit laser a été mise en évidence. Il a été démontré que l'amorphisation préalable par une implantation de germanium n'avait pas d'influence sur ce résultat. Les mécanismes physiques traditionnellement incorporés dans les modèles de diffusion ne permettent pas d'expliquer la très forte diffusivité du bore et l'origine exacte de cette divergence doit encore être précisément identifiée.

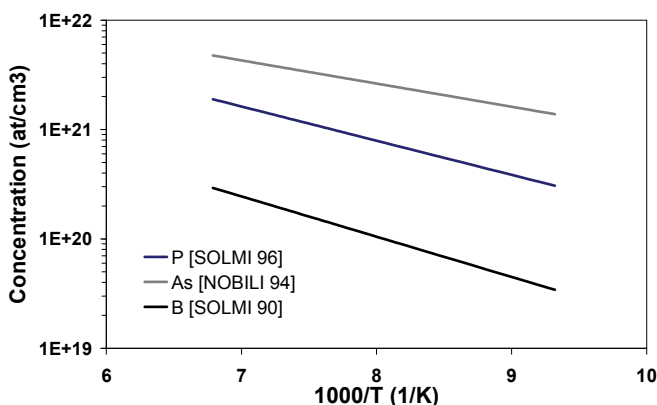
Dans ces deux dernières sections, nous nous sommes intéressés aux mécanismes de diffusion dans le polysilicium. Les mécanismes d'activation des dopants dans le polysilicium lors d'un recuit laser sont maintenant discutés.

IV.D. Influence du recuit laser sur la résistivité du polysilicium

Cette section présente l'étude des mécanismes affectant la conductivité de films de polysilicium recuits par le laser milliseconde. Nous nous intéresserons notamment à l'étude de la sensibilité des résistances aux variations de température lors du traitement laser. En effet, nous avons déjà discuté de l'importance de la diminution de ces sensibilités dans le cadre des effets de motifs (cf. section I.3).

Nous avons vu dans la section 3.A de ce chapitre que la résistivité dans le polysilicium était supérieure à celle obtenue dans le monosilicium à niveau de dopage égal. Ce constat s'explique par la présence des joints de grains qui, d'une part, piège des dopants (qui ne peuvent donc pas être activés) et qui diminue la mobilité des porteurs. La croissance de grain et la ségrégation sont deux mécanismes pouvant affecter cette fraction piégée au cours des différents recuits étudiés.

Dans les grains de polysilicium, les mécanismes d'activation sont similaires à ceux se produisant dans le monosilicium. Les technologies actuelles nécessitent l'implantation de dopants dont la concentration est supérieure à la solubilité limite. Au-delà de cette limite, les atomes dopants précipitent. Lors de cette réaction, les atomes dopants ne fournissent plus de charges, diminuant ainsi la fraction de porteurs électriquement activables. La concentration limite, à l'équilibre, est représentée sur la Figure IV.58 pour les trois principaux dopants. Les valeurs ont été extraites de la littérature ([140] pour le phosphore, [141] pour l'arsenic et [142] pour le bore). A haute température, cette concentration est de quelques 10^{20} at/cm³ pour le bore, alors qu'elle est supérieure à 10^{21} at/cm³ pour l'arsenic et le phosphore.



Dopant	C_{sol}	Référence
P	$2,5 \cdot 10^{23} \cdot \exp(-0,62/kT)$	140
As	$1,3 \cdot 10^{23} \cdot \exp(-0,42/kT)$	141
B	$9,2 \cdot 10^{23} \cdot \exp(-0,73/kT)$	142

Figure IV.58: Solubilité limite des principaux dopants entre 700 et 1100°C dans le monosilicium.

Il a été démontré que les procédés de recuit millisecondes à haute température permettent d'obtenir des taux d'activation au-delà de la solubilité limite à l'équilibre des dopants [12]. En revanche, ce taux est dépendant des paramètres de recuit, et, notamment, de la température pic [137],

ainsi que de la dose implantée [143]. Lorsque la concentration n'excède pas le seuil de solubilité, il est en revanche rapporté par les précédentes études que le recuit milliseconde permet d'atteindre un niveau d'activation de 100% dans le monosilicium et cela quelque soit la nature du dopant standard utilisé ([42] pour l'arsenic, [144] pour le phosphore et [43] pour le bore).

Nous avons discuté précédemment de la solubilité limite des dopants dans le silicium cristallin. Dans le polysilicium, les phénomènes de précipitation se produisent lorsque la concentration dans les grains excède la concentration limite. Nous avons démontré une ségrégation importante de l'arsenic et du phosphore dans les joints de grains qui diminue sensiblement la concentration dans les grains (environ 50% de la dose totale d'après les mesures par SAT). A niveau de dopage égal, nous pouvons donc penser que cette concentration limite est plus facilement dépassée dans le silicium cristallin que dans les grains de polysilicium dopé à l'arsenic ou au phosphore. Autrement dit, il est nécessaire d'implanter une dose bien plus importante dans le polysilicium pour excéder la limite de solubilité et, cela, en raison de la ségrégation de ces deux impuretés. Le cas du bore est plus difficile à interpréter car nous n'avons pas directement d'information sur la répartition chimique entre grains et joints de grains lors du recuit laser. Si nous considérons qu'il ne ségrége pas préférentiellement aux joints de grains (en accord avec la littérature), nous pouvons penser que la concentration dans les grains sera du même ordre que celle dans le silicium cristallin. En conséquence, il sera beaucoup plus sensible à cet effet, d'autant plus que le bore est l'espèce possédant la solubilité limite la plus faible (cf. Figure IV.58). En revanche, quand la concentration dans les grains d'un dopant ne dépasse pas sa solubilité limite, tous les dopants dans les grains sont activés [41, 145].

Deux méthodes seront essentiellement employées dans cette étude. D'une part, des films de polysilicium dopés et recuits seront mesurés par la méthode des quatre pointes. D'autre part, nous nous rappellerons certaines informations obtenues par la Sonde Atomique Tomographique ou encore par XRD et qui ont permis d'obtenir la fraction de dopants présents dans les grains. Les valeurs de résistances par carré R_s présentent l'avantage de donner directement des informations sur la sensibilité des résistances. En revanche, il est plus difficile d'interpréter quantitativement ces résultats puisque la résistance par carré dépend de la mobilité, de la densité de porteurs et de la profondeur de jonction formée X_j . Or, au sujet de cette dernière, nous avons déjà constaté une diffusion massive des dopants dans le polysilicium lors du recuit laser. Nous avons donc calculé la résistivité ρ des films de polysilicium à partir de la résistance par carré ($\rho = R_s \cdot X_j$, d'après l'équation II.2). Pour ce faire, nous avons délimité cette profondeur de jonction à partir des profils SIMS en

considérant qu'elle correspond à l'épaisseur de polysilicium où la concentration est supérieure à 5.10^{18} at/cm³.

Cette section est scindée en deux parties. Dans un premier temps, nous présenterons les résultats sur l'activation des dopants dans le polysilicium lorsqu'un recuit laser est effectué sans recuit préliminaire. Dans un second temps, nous nous placerons dans des conditions proches des technologies actuelles, c'est-à-dire dans le cas où le recuit laser milliseconde est effectué après un recuit Spike.

IV.D.1 Etude sans recuit Spike

L'influence du recuit laser sur la résistivité du polysilicium est maintenant détaillée dans le cas où les échantillons ne subissent pas de traitement Spike préalable.

IV.D.1.(a) Résistivité du monosilicium dopé N+

Il est intéressant d'étudier la résistivité du silicium cristallin obtenue après un recuit laser car les mécanismes régissant l'activation des dopants sont identiques à ceux se produisant dans les grains de polysilicium. Nous avons appliqué la méthode des quatre pointes sur les mêmes échantillons de polysilicium dopé N+ que ceux utilisés lors des analyses par SIMS dans la section IV.B.2. Pour rappel, des plaques de silicium ont été implantées par les différentes combinaisons de dopage d'arsenic, de phosphore et de carbone (à, respectivement, 20 keV et 2.10^{15} at/cm², 6 keV et 6.10^{15} at/cm² et 20 keV et 1.10^{15} at/cm²). Ces films sont ensuite balayés par le laser avec un temps d'interaction de 0.5 ms et des températures variant de 1050 à 1275°C. Après le retrait de l'oxyde de silicium de protection, les différentes bandes sur chaque plaque sont finalement mesurées par la méthode des quatre pointes. Précisons qu'il n'a malheureusement pas été possible de mesurer les échantillons de monosilicium dopé P+ ayant été présenté dans la section IV.C.1.

La Figure IV.59(a) présente les valeurs des résistances par carré et des résistivités obtenues en fonction de la température pic du laser et pour les différentes séquences d'implantations de type N+. Les doses mesurées dans le monosilicium pour chaque température laser sont, quant à elles, rappelées sur la Figure IV.59(b). Qualitativement, on peut observer que les valeurs des résistances par carré sont plus élevées dans le cas du phosphore implanté seul que dans le cas de l'arsenic

implanté seul, alors que la dose implantée et, donc, le nombre de porteurs sont plus élevés pour le phosphore. Cependant, la profondeur de jonction est différente entre les deux dopants puisqu'elle est égale à 49 nm dans le cas de l'arsenic et est égale à 38 nm dans le cas du phosphore. Ces profondeurs ne dépendent pas de la température du recuit laser, puisqu'aucune diffusion n'a été observée. Nous avons donc souhaité exprimer la résistivité afin de décorrélérer l'effet de la profondeur de jonction. Néanmoins, nous avons déjà signalé une exodiffusion importante du phosphore et de l'arsenic à la plus haute température du laser (1275°C), qui diminue sensiblement la dose dans le monosilicium à la température laser la plus élevée (cf. Figure IV.60(b)). Cette perte de dose influence les valeurs de résistivité des jonctions formées et rend difficile la comparaison des résultats obtenus à cette température avec ceux obtenus aux températures plus basses.

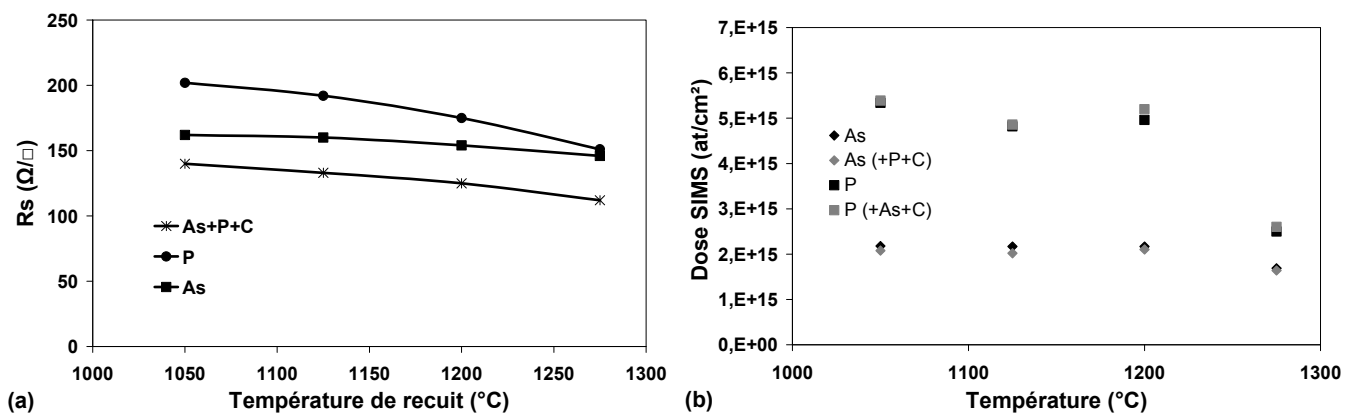


Figure IV.59: (a) Résistance par carré en fonction de la température du recuit laser de jonctions de silicium cristallin implantées par les différentes combinaisons de phosphore, d'arsenic et de carbone et (b) Doses d'arsenic et de phosphore mesurées à partir des profils SIMS.

Les résistivités calculées à partir des valeurs de résistance par carré et en fonction de la température du recuit laser sont illustrées sur la Figure IV.60 pour les différentes combinaisons d'implantations de phosphore, d'arsenic et de carbone. La résistivité ainsi calculée est obtenue en multipliant la valeur de résistance par carré par la profondeur de jonction pour chaque température de recuit laser. Il apparaît bien que la résistivité obtenue avec du phosphore implanté seul est plus faible que lorsque de l'arsenic est implanté seul, résultat en accord avec les doses différentes implantées. De plus, la combinaison de ces deux dopants (en présence de carbone) diminue encore les valeurs de résistivités. De surcroît, il est intéressant d'observer que la résistivité n'atteint jamais une valeur de saturation, quelle que soit la séquence d'implantation.

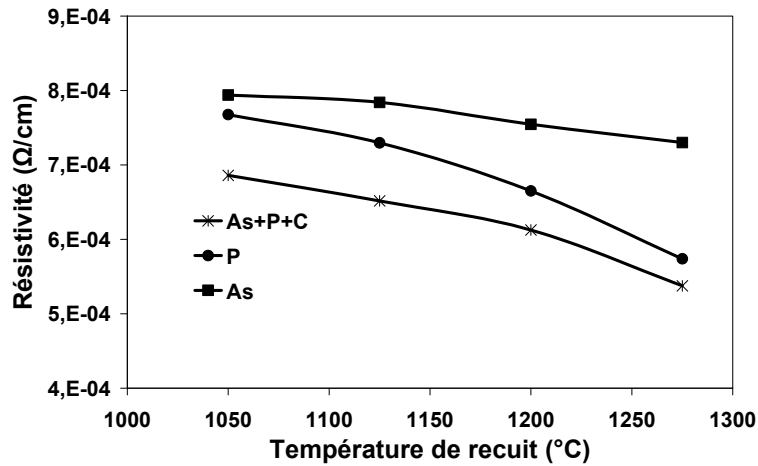


Figure IV.60: Résistivité en fonction de la température du recuit laser de jonctions de silicium cristallin implantées par les différentes combinaisons de phosphore, d'arsenic et de carbone.

IV.D.1.(b) Résistivité du polysilicium co-dopé N+

Etude de la coimplantation

Dans un premier temps, nous nous sommes focalisés sur l'évolution de la résistivité du polysilicium dans des conditions de dopage proches de la technologie, c'est-à-dire dans des conditions de coimplantation à très fortes doses. Par ailleurs, ces conditions sont identiques à celles utilisées dans la section précédente dans le silicium cristallin. Les conditions expérimentales du procédé ont déjà été détaillées dans la partie B.3.A de ce chapitre. Pour rappel, 150 nm de polysilicium sont implantés par les différentes combinaisons de dopage d'arsenic, de phosphore et de carbone (à, respectivement, 20 keV et 2.10^{15} at/cm², 6 keV et 6.10^{15} at/cm² et 20 keV et 1.10^{15} at/cm². Ces films sont ensuite balayés par le laser avec un temps d'interaction de 0.5 ms et des températures variant de 1050 à 1275°C. Après le retrait de l'oxyde de silicium de protection, les différentes bandes sur chaque plaque sont finalement mesurées par la méthode des quatre pointes.

La Figure IV.61(a) présente les valeurs des résistances par carré ainsi obtenues en fonction de la température pic du laser, pour les différentes séquences d'implantations. La résistivité est finalement calculée en multipliant la valeur de résistance par carré par la profondeur du profil actif estimé pour les températures de procédé laser comprises entre 1050 et 1200°C. Les valeurs sont ainsi présentées sur la Figure IV.61(b). Il apparaît plus clairement que l'implantation par du phosphore seul à la place de l'arsenic aboutit à des valeurs de résistivité plus basses. De plus, la résistivité

diminue lorsque la température pic de laser augmente dès lors que du phosphore est présent dans la séquence d'implantation.

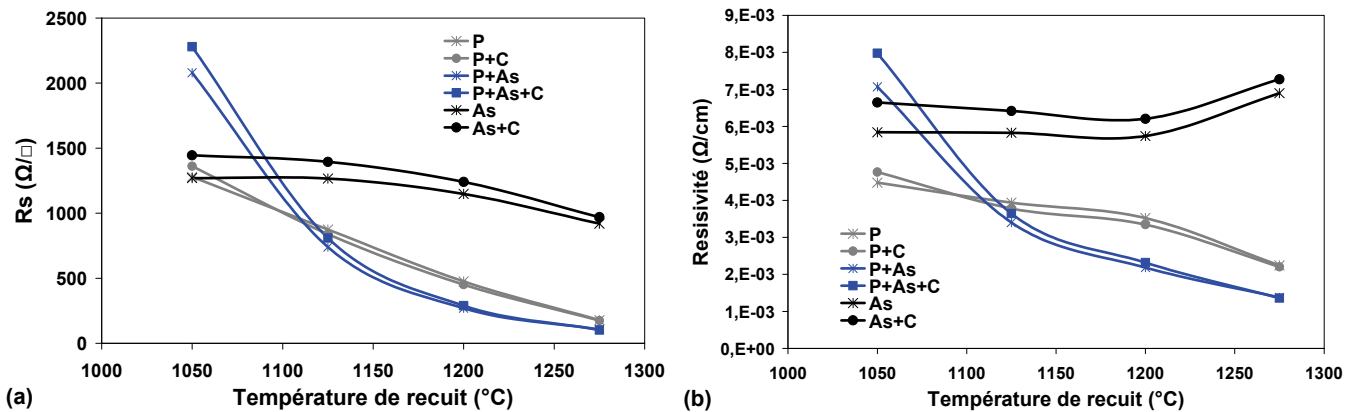


Figure IV.61: (a) Résistance par carré et (b) Résistivité en fonction de la température du recuit laser d'un film de polysilicium implanté par les différentes combinaisons de phosphore, d'arsenic et de carbone.

Le cas où l'arsenic est implanté sans phosphore montre une dépendance en température différente de celle observée pour le phosphore. En effet, la résistivité peut être considérée, dans ce cas ci, constante sur la gamme de température comprise entre 1050 et 1200°C, suggérant ainsi que à la fois la mobilité et à la fois la densité des porteurs sont constants. On remarque également que la résistivité augmente à 1275°C. Ce résultat est, en partie, la conséquence de la perte de dose détectée aux plus hautes températures de procédé laser (cf. section IV.B.3.c). Il est également probable qu'un autre effet s'ajoute à cette perte de dose. En effet, nous avons considéré que la profondeur du profil de dopage actif pouvait être déterminée à partir du profil SIMS. Or, nous savons que l'arsenic ségrège fortement au joint de grain. Il est ainsi fort probable que seule la fraction dans les joints de grain contribue à la queue de profil de la concentration totale (puisque nous sommes ici en présence d'une diffusion de type B car le film de polysilicium est plus épais que celui utilisé lors des expériences par SAT). La profondeur de profil actif est donc surestimée. Si nous considérons que la résistivité à 1275°C doit suivre la tendance fournie aux températures plus basses, la profondeur doit être égale à 60 nm pour cette température et non égale à 75 nm, comme nous l'avons extraite à l'aide du profil SIMS. De manière générale, cet effet apparaîtra dans des conditions où une espèce se redistribue massivement et où elle ségrège préférentiellement aux joints de grain. On peut donc penser que les résultats sur le phosphore sont également influencés par cet effet.

Nonobstant cet effet généré par un manque d'informations sur le profil actif de dopants dans la profondeur du polysilicium, ces expériences sont suffisantes pour constater que la mobilité et la densité de porteurs sont toutes deux constantes dans le cas de l'arsenic implanté seul à 2.10^{15} at/cm²,

alors que ce n'est pas le cas pour le phosphore implanté seul à 6.10^{15} at/cm². La différence de dose implantée est un élément pouvant expliquer ces différences.

Comparons ces résultats à ceux obtenus dans le silicium cristallin dans les mêmes conditions d'implantations (cf. Figure IV.60). Comme attendu, on observe que la résistivité dans le polysilicium est plus élevée que celle dans le monosilicium. Il y a, en moyenne, un facteur 10 entre les deux matériaux. Nous avons pu démontrer, par SAT, une ségrégation significative des dopants de types N⁺ aux joints de grain lors d'un recuit laser (pour rappel, 46% des atomes d'arsenic et 51% des atomes de phosphore sont piégés à 1300°C). La ségrégation aux joints de grains participe à l'augmentation de la résistivité puisqu'environ 50% des dopants sont piégés dans les joints de grains du polysilicium, contrairement au monosilicium.

Etude de la dose et de l'énergie de l'arsenic implanté seul

Nous nous intéressons maintenant à l'étude de la résistivité du polysilicium en faisant varier la dose de l'arsenic et du phosphore dans des cas sans coimplantation. Dans un premier temps, de l'arsenic seul est implanté à différentes doses et énergies dans des films de polysilicium qui sont ensuite balayés par le procédé à différentes températures. Nous avons ainsi implanté de l'arsenic à une dose de 20 keV et à une énergie de 1.10^{15} at/cm² et ensuite à une dose de 10 keV et une énergie de 2.10^{15} at/cm², dont les résultats seront comparés à ceux déjà obtenus à 20 keV et 2.10^{15} at/cm². Précisons que dans ces conditions expérimentales, le pic de concentration d'arsenic dans les grains est toujours situé sous le seuil de solubilité avec ou sans recuit laser.

La Figure IV.62 présente les doses extraites des profils de concentration obtenus par SIMS et en fonction des différentes températures laser. On remarque notamment que plus le profil implanté est proche de la surface du polysilicium, plus la perte de dose est importante et sensible à la variation de la température du laser, comme l'illustre la comparaison de l'arsenic implanté à une dose de 2.10^{15} at/cm² et à des énergies différentes de 10 et 20 keV.

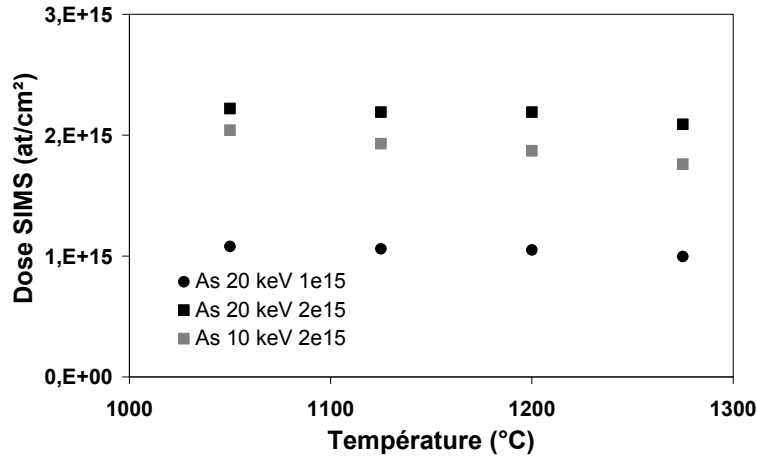


Figure IV.62: Doses d'arsenic mesurées dans le polysilicium à partir des profils SIMS pour les différentes températures de recuit laser.

Les valeurs des résistances par carré et des résistivités obtenues en fonction de la température pic du laser sont représentées, respectivement, sur les figures IV.63(a) et IV.63(b), pour les différentes séries d'implantations d'arsenic. Quelque soit les conditions d'implantation utilisées, on remarque l'effet, artificiel, de l'augmentation de la résistivité pour la ou les températures les plus élevées. On constate également que les valeurs de résistance par carré sont plus élevées lorsque l'arsenic est implanté à une énergie de 10 keV plutôt qu'à 20 keV. Cet effet est attribué à la perte de dose détectée dans le cas d'une énergie de 10 keV (cf. Figure IV.62). Mis à part cet effet, il apparaît que les valeurs de résistivité varient très peu en fonction de la température du laser, dans la gamme d'implantation étudiée.

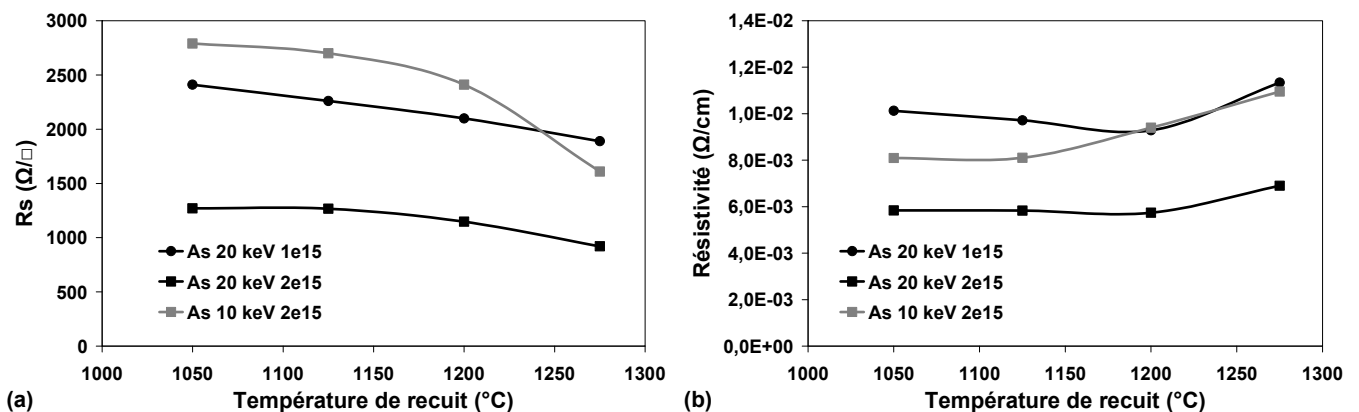


Figure IV.63: (a) Résistance par carré et (b) Résistivité en fonction de la température du recuit laser d'un film de polysilicium implanté à différentes doses et énergie d'arsenic.

Il est intéressant de comparer nos résultats avec ceux obtenus par Gibbons et *al.*, qui ont étudié la résistivité du polysilicium dopé à l'arsenic dans des conditions similaires aux nôtres (tant au niveau des conditions d'implantations que pour les paramètres de procédé du laser) [41]. Ils démontrent, par des mesures par effet Hall, que la concentration active d'arsenic est constante et

observent une légère amélioration de la mobilité des porteurs sur une gamme de température comprise entre 1100 et 1400°C. Nos propres résultats suggèrent la même chose car, si la résistivité varie peu comme nous l'observons, nous pouvons raisonnablement penser que nous avons un taux de porteurs constant dans les grains. Ce fait signifie également que la température de recuit milliseconde ne modifie pas la répartition entre la concentration d'arsenic dans les grains et celle dans les joints de grain. Nous avons déjà rapporté, dans les sections IV.B.4-5, qu'il n'y avait pas de croissance de grain lors du recuit laser. Il semble également que la fraction d'arsenic ségrégant aux joints de grains demeure stable.

Etude de la dose et de l'énergie du phosphore implanté seul

Dans un second temps, nous étudions l'influence des conditions d'implantation du phosphore sans codopant sur la résistivité du polysilicium. Les valeurs de résistance par carré ont été mesurées par la méthode des quatre points après des recuits laser sur des films de polysilicium de 150 nm d'épaisseur et dopé à :

- 6 keV et 6.10^{15} at/cm²,
- 10 keV et 6.10^{15} at/cm²,
- 6 keV et $2,1.10^{15}$ at/cm²,
- ou 6 keV et 1.10^{15} at/cm².

Les doses de phosphore mesurées par SIMS après chaque recuit et pour les différentes conditions d'implantation étudiées sont représentées sur la Figure IV.64. Plus la concentration de phosphore augmente, plus la perte de dose est importante et plus sa dépendance en température s'accroît. Lorsqu'une implantation plus profonde est réalisée (10 keV), la perte de dose est plus faible.

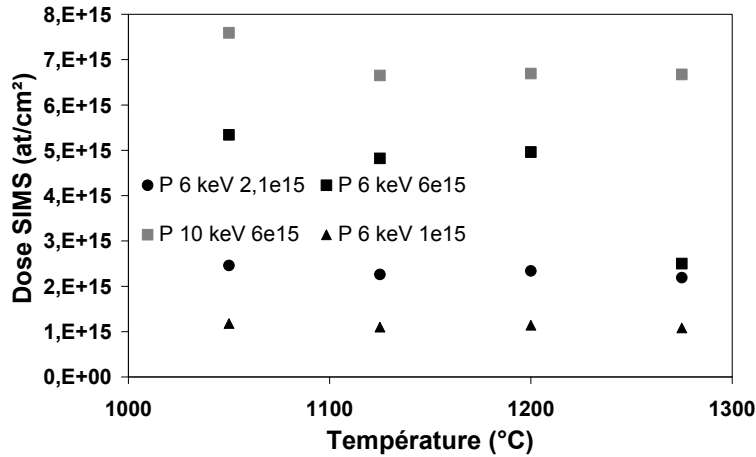


Figure IV.64: Doses de phosphore mesurées dans le polysilicium à partir des profils SIMS pour les différentes températures de recuit laser.

Les valeurs R_s ainsi mesurées sont illustrées sur la Figure IV.65(a) en fonction de la température pic du laser. Les résistivités calculées à partir de ces valeurs sont, quant à elles, présentées sur la Figure IV.65(b). Il apparaît que plus la dose implantée de phosphore est faible, plus la résistivité possède un caractère constant sur la gamme de température étudiée. Elle ne varie, en effet, que de 2% lorsque le phosphore est implanté à une dose de 1.10^{15} at/cm², alors qu'elle diminue de 23% pour une dose implantée de $6 \cdot 10^{15}$ at/cm². De surcroît, nous pouvons constater que l'utilisation d'une énergie plus élevée (10 keV) conduit à une diminution de la résistance par carré en comparaison de l'énergie plus basse également employée (6 keV). Ce résultat est en accord avec la différence de dose mesurée entre les deux énergies d'implantations.

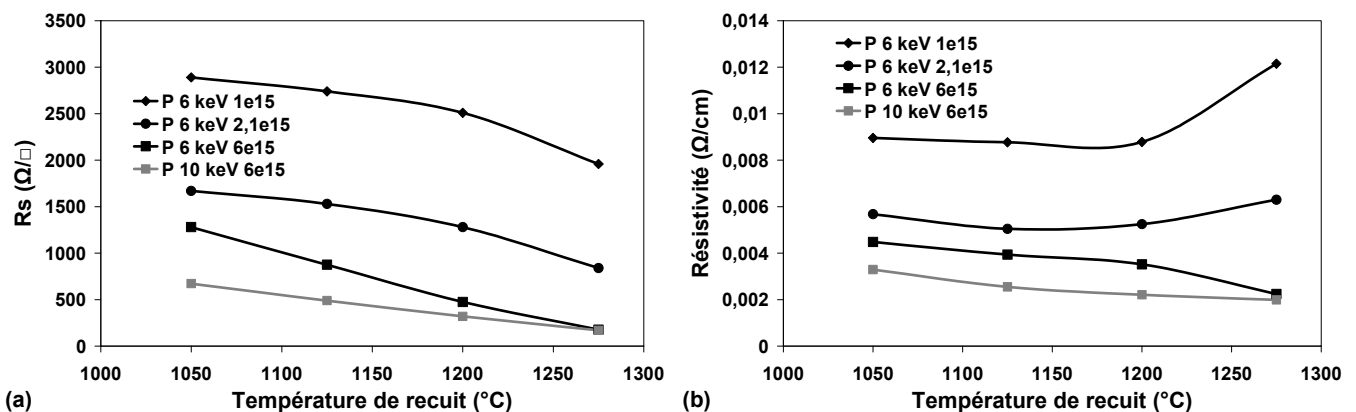


Figure IV.65: (a) Résistance par carré et (b) Résistivité en fonction de la température du recuit laser d'un film de polysilicium implanté par différentes doses et énergies de phosphore.

Il semble que la solubilité limite régisse l'évolution en température de la résistivité d'un film de polysilicium dopé par du phosphore. Lorsque la concentration maximale dans les grains ne dépasse pas ce seuil, la résistivité n'évolue pas en fonction de la température de recuit laser (hormis les effets de perte de dose), indiquant ainsi un taux d'activation constant comme nous l'avons

également observé pour l'arsenic. En revanche, lorsque cette concentration limite est dépassée, la sensibilité de la résistivité à la température de recuit laser augmente. Nous avons souhaité comparer les profils de concentrations dans les grains pour les différentes températures laser à cette valeur de solubilité. Pour ce faire, nous avons considéré la fraction dans les grains F_g extraite par sonde atomique et dont la valeur est égale à 49% (cf. section IV.B.4). Nous avons ensuite fait l'hypothèse simplifiée d'un profil de concentration dans les grains dans la profondeur de polysilicium égal au profil de la concentration totale fournit par SIMS multiplié par ce facteur F_g . La Figure IV.66 présente les profils de concentration du phosphore dans les grains de polysilicium (profil estimé) et dans le monosilicium, obtenus après un recuit laser à des températures de (a) 1050°C, (b) 1125°C, (c) 1200°C et (d) 1275°C. Sur chaque figure, les différents profils correspondent à une implantation de phosphore de 6.10^{15} at/cm² dans le monosilicium (tirets bleu) ou dans le polysilicium (traits continus). La solubilité limite du phosphore à chaque température est indiquée par un trait noir continu. Il apparaît ainsi que la concentration de phosphore dans les grains près de la surface dépasse la limite de solubilité pour les températures les plus basses. Par contre, pour les concentrations les plus élevées, la concentration dans les grains ne dépasse jamais ce seuil. Deux mécanismes expliquent ce dernier point. D'une part, la solubilité limite augmente avec la température et, d'autre part, la diffusion observée vers la profondeur du polysilicium diminue la concentration maximale au pic d'implantation. Par contre, il est impossible de connaître le niveau d'activation atteint lorsque la concentration dépasse le seuil de solubilité. En effet, l'activation est un phénomène métastable qui ne peut être quantifié qu'à l'aide de mesure directe de la densité de porteurs électriquement actifs.

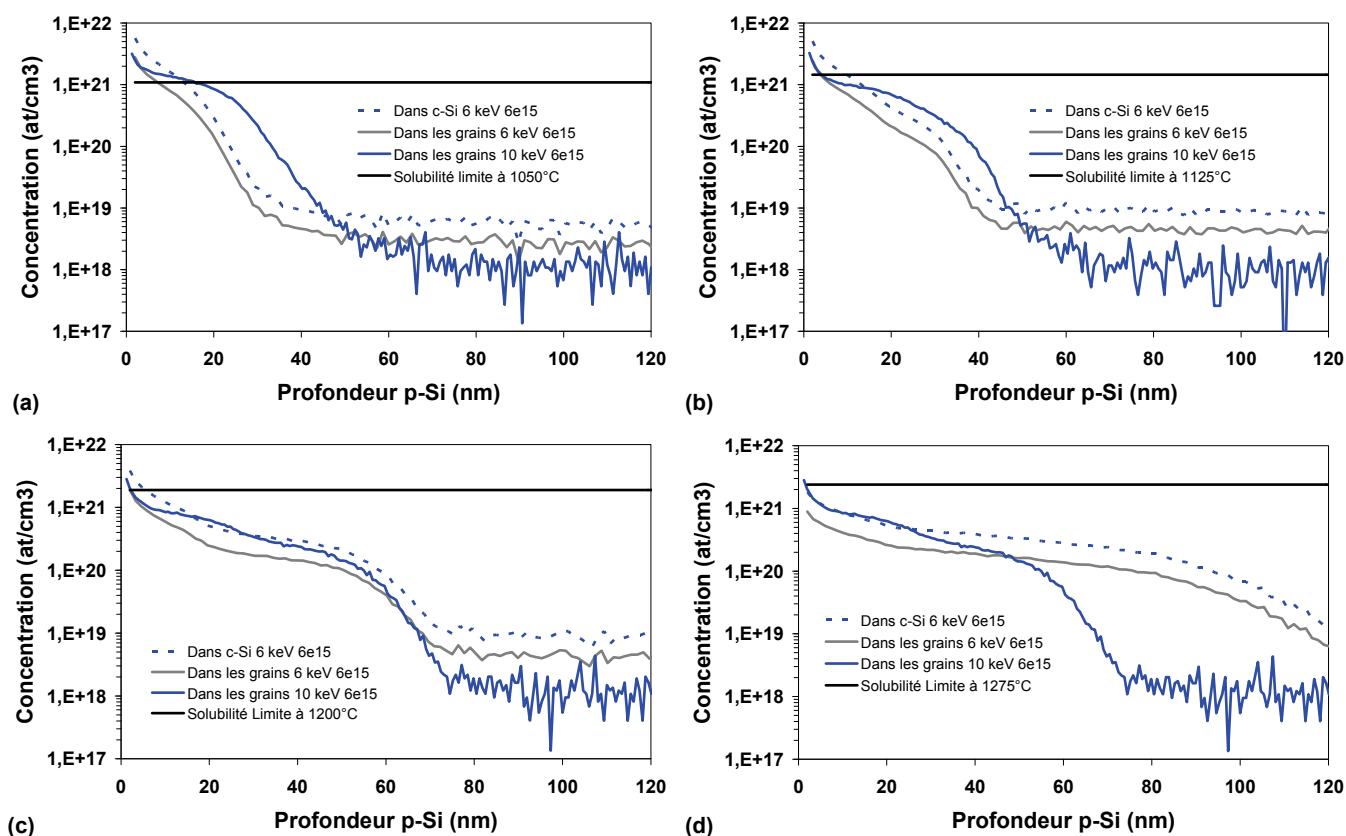


Figure IV.66: Profils de concentration du phosphore pour différentes conditions d'implantations dans les grains de polysilicium et dans le monosilicium et obtenus après des recuits laser à des températures de (a) 1050°C, (b) 1125°C, (c) 1200°C et (d) 1275°C. Pour chaque température, la solubilité limite du phosphore est indiquée par un trait noir continu.

IV.D.1.(c) Résistivité du polysilicium dopé P+

Nous présentons ici les résultats des résistances par carré obtenus après différents recuits laser sur du polysilicium dopé P+. Pour ce faire, les mêmes films dopés et recuits ayant été analysés par SIMS dans la section IV.C.2, ont été mesurés par la méthode des quatre pointes. Plus particulièrement, nous nous sommes intéressés à la résistivité du polysilicium dopé au bore avec ou sans coimplantation de germanium. Rappelons que nous n'avons pas détecté de perte de dose lorsque le bore était implanté en présence de germanium alors que, sans germanium, nous avons quantifié une perte de dose de l'ordre 50%.

Les valeurs des résistances par carré et des résistivités, obtenues les films de polysilicium dopés N+ en fonction de la température pic du laser, sont représentées, respectivement, sur les figures IV.67(a) et IV.67(b). Premièrement, on observe que la résistivité est plus faible lorsque le film a subi une PAI à l'aide du germanium. Notons que cet effet a déjà été rapporté dans le silicium cristallin [13]. Nous pouvons expliquer ce constat par la perte de dose significative déjà rapporté

dans la section IV.C.2. Deuxièmement, lorsque la dose de bore implanté diminue, la résistivité du film sature à partir d'une température de recuit égal à 1200°C.

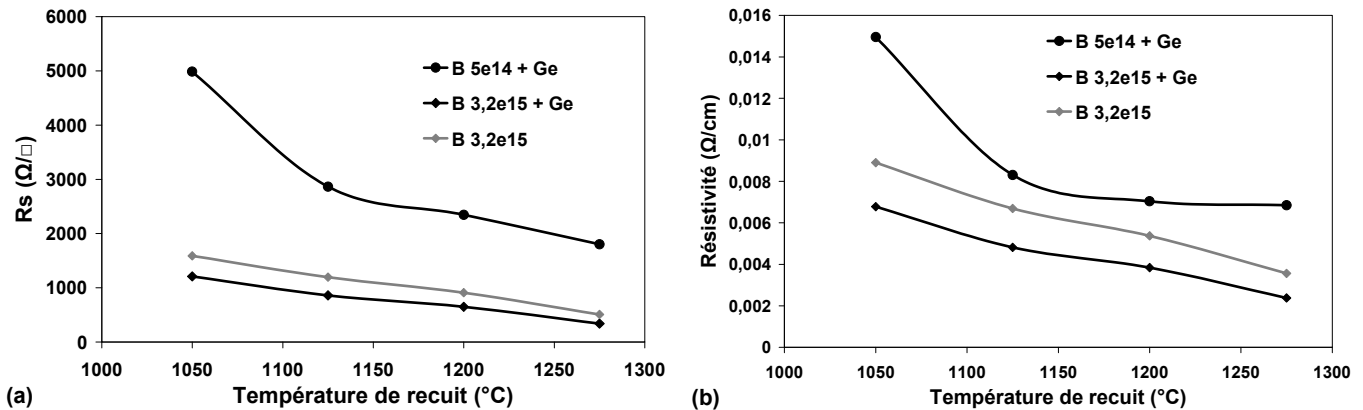


Figure IV.67: (a) Résistance par carré et (b) Résistivité en fonction de la température du recuit laser d'un film de polysilicium implanté par différentes doses de bore avec ou sans coimplantation

Lorsque du bore est implanté à 2,5 keV et $3,2 \cdot 10^{15}$ at/cm², le pic de concentration dépasse toujours la solubilité limite, quelle que soit la température de recuit laser. En effet, d'après les profils SIMS, la concentration maximale est toujours supérieure à $1 \cdot 10^{21}$ at/cm³, alors que le seuil de solubilité est compris entre $1,5$ et $3,8 \cdot 10^{20}$ at/cm³ entre 1050 et 1275°C.

L'expérience réalisée avec une dose de bore implanté de $5 \cdot 10^{14}$ at/cm² offre un résultat intéressant. En effet, on constate qu'en dessous de 1150°C, la résistivité varie sensiblement avec la température, alors qu'au-delà de cette température, la résistivité devient constante. Comme nous l'avons fait pour le phosphore, nous avons estimé le profil de concentration de bore dans les grains. Pour ce faire, nous avons considéré que le bore ne ségrégait pas au joint de grain et, donc, que la fraction dans les grains F_g était égale à la densité de grain (soit $F_g = 0,93$, si nous considérons un polysilicium colonnaire de taille moyenne de grain égale à 30 nm, d'après la section IV.C). Les profils de la concentration du bore dans les grains C_g de polysilicium ainsi estimés sont représentés sur la Figure IV.68 pour deux températures de recuits (1050 et 1200°C). Pour chaque température, la solubilité limite du bore est indiquée par des pointillés. On constate qu'à la température la plus basse (i.e. 1050°C), la concentration de bore dans les grains est supérieure à la solubilité limite dans les douze premiers nanomètres de polysilicium. En revanche, à une température de 1200°C, le profil de concentration est situé sous ce seuil. Nous pouvons donc conclure que, dans ces conditions d'implantations, la résistivité dépend du profil de concentration dans les grains qui est soit sous le seuil de solubilité aux températures les plus élevées, soit au-delà de ce seuil aux températures les plus basses.

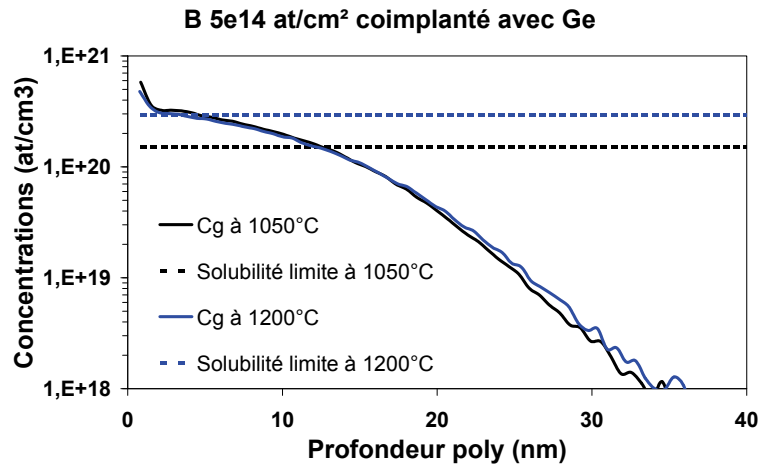


Figure IV.68: Profils de concentration du bore dans les grains C_g de polysilicium (estimés) et obtenus après des recuits laser à des températures de 1050°C et 1200°C. Pour chaque température, la solubilité limite du bore est indiquée par des pointillés.

IV.D.1.(d) Discussion

Nous souhaitons discuter dans cette partie des mécanismes régissant l'activation dans un film de polysilicium dopé après un recuit d'activation réalisé par le procédé laser milliseconde.

Influence des joints de grains

Nous avons mis en évidence, par SAT, une très forte ségrégation de l'arsenic et du phosphore aux joints de grains du polysilicium, puisqu'il est apparu que 50% de ces dopants pouvaient y être piégés et donc, électriquement inactifs. Les différences de résistivité constatées entre le monosilicium et le polysilicium ont ainsi pu témoigner de l'influence de cette ségrégation. Si on se réfère aux expériences réalisées avec de faibles concentrations, nous avons constaté que la résistivité était indépendante de la température du traitement thermique, indiquant de manière indirecte que la fraction dans les grains est constante. Ceci est en accord avec les analyses par XRD et TEM qui ont démontré qu'il n'y avait pas de croissance de grain du polysilicium dans la gamme de paramètres que nous avons étudiées (voir sections IV.B.4-5). En revanche, les mesures de résistivité tendent à démontrer que la ségrégation ne dépend pas de la température laser. De plus, nous n'avons pas noté de variation du coefficient de ségrégation entre des températures de recuit laser de 1166 et 1300°C (même si la technique s'est avérée imprécise pour la quantification précise de la ségrégation). Pour vérifier cela, il serait intéressant de réaliser des mesures par SAT à une température plus basse que la

température de recuit laser de 1300°C sur un échantillon identique, par ailleurs, à celui ayant fait l'objet des analyses décrites dans la section IV.B.4.

Influence de la concentration

Quelle que soit l'espèce étudiée dans nos travaux, il semble que nous pouvons distinguer deux régimes différents dictant la résistivité du polysilicium dopé et recuit à haute température par le laser milliseconde. D'une part, lorsque les concentrations atteintes sont suffisamment basses, la résistivité affiche une faible sensibilité à la température du laser. D'autre part, quand la concentration augmente, la résistivité est très sensible aux variations de température du laser. Nous pensons que ce dernier point est lié à la concentration activée maximale atteignable avec un procédé milliseconde, dont la valeur est supérieure à la solubilité à l'équilibre et dépend de la température du recuit.

Dans notre étude des films de polysilicium, nous avons fait varier les conditions d'implantations de telle manière que nous nous situons tantôt dans le cas où la concentration maximale dans les grains n'excède pas la solubilité limite, tantôt au delà de cette limite.

- Dans le cas de l'arsenic, nous avons utilisée des conditions telles que le pic maximal de concentration dans les grains ne dépasse jamais la limite de solubilité. Nous avons constaté que la résistivité des films dopés à l'arsenic ne variait pas avec la température de recuit. Ceci nous indique ainsi une concentration de porteurs stable et équivalente à 100% de la concentration de dopants contenus dans les grains, si on se réfère à des études antérieures [41].
- Dans les cas du phosphore et du bore, nous avons vu que, pour les doses les plus élevées, la concentration près de la surface dépassait cette limite. Par contre, lorsque des doses plus basses sont implantées, ce seuil n'est pas atteint et la résistivité devient constante. Les mêmes remarques que lors de l'étude de l'arsenic peuvent être faites.

Afin de pouvoir continuer plus loin dans l'analyse des mécanismes d'activation, il serait intéressant de réaliser des mesures complémentaires (par effet Hall, par exemple) afin d'obtenir la concentration de porteurs actifs et notamment lorsque nous sommes dans un cas au-delà de la solubilité limite, mais cela n'a pas été réalisé dans cette thèse.

Influence de la diffusion

Dans les sections précédentes, nous avons mis en évidence une redistribution massive des dopants standards dans le polysilicium lors d'un recuit laser. Nous avons établi, dans cette section,

l'influence de cette diffusion sur les propriétés électriques de films de polysilicium. Ainsi, nous avons pu voir que la diffusion des dopants modifiait la profondeur de jonction et, en conséquence, les valeurs de résistance par carré. Par ailleurs, l'exodiffusion observée dans la section IV.B affecte la résistivité des couches puisqu'elle diminue le nombre de porteurs présents dans les grains. Il est notamment apparu que, plus le profil était implanté dans la profondeur du polysilicium, plus cette perte était amoindrie, offrant ainsi une résistivité moins élevée.

Dans cette discussion, nous avons divisé les mécanismes affectant la résistivité du polysilicium dopé en trois catégories. Il est évident que les catégories sont dépendantes entre elles. Par exemple, la ségrégation d'un dopant va augmenter sa redistribution dans la profondeur et donc affecter la profondeur du profil des porteurs actifs et, en conséquence, la résistivité par carré du film. De même, la redistribution dans la profondeur tend à diminuer la concentration maximale dans les grains près de la surface et, en conséquence, à ne pas dépasser le seuil de solubilité.

L'influence du recuit laser sur la résistivité du polysilicium dopé est maintenant discutée lorsque ce traitement est appliqué après un recuit Spike.

IV.D.2 Etude avec recuit Spike

Dans ces séries d'expériences, un recuit Spike sera systématiquement utilisé avant le traitement laser et, cela pour plusieurs raisons. Premièrement, il est important de se placer dans des conditions similaires à la technologie C45 nm afin d'étudier la sensibilité des résistances dans le cadre plus large des travaux portant sur les effets de motifs. Deuxièmement, le recuit Spike préliminaire permet de s'affranchir de toute influence de la diffusion des dopants lors du recuit laser sur les valeurs de résistance par carré. En effet, les profils de concentration sont fixés par le recuit Spike lorsque des films de polysilicium de 80 nm d'épaisseur sont utilisés. La profondeur de profil actif demeurera ainsi constante quelque soit la température laser. Précisons également, que nous n'avons jamais détecté de perte de doses dépendante de la température de recuit laser lorsque celui-ci était réalisé après un recuit Spike.

IV.D.1.(a) Résultats sur lots C45 nm

Nous nous sommes intéressés à l'influence de la température du recuit laser sur la résistivité du polysilicium dans des conditions proches de la technologie, que ce soit pour les conditions de dopage ou de recuits. Des résistances de monosilicium et de polysilicium N⁺ et P⁺ et non silicurées ont été embarquées dans une puce R&D CMOS 45 nm et recuites par le laser après les dépôts de la bicouche SMT et le recuit Spike, identiquement à la description des étapes de procédés déjà décrites dans la section I.B.2. A un temps d'interaction effectif fixé constant et égal à 0.5 ms, différentes températures laser de 1040 à 1320°C ont été utilisées pour étudier l'influence de la température sur les résistances. Les résistances ont finalement été mesurées, après la réalisation des contacts, lors du test paramétrique automatique.

Notons que les profils de concentration finaux ne dépendent pas de la température du laser, en accord avec les résultats déjà présentés dans la section B.1 de ce chapitre. Les profondeurs de profil actif sont réalisées par le recuit Spike préliminaire. En revanche, les profils de concentrations obtenus pour les résistances de monosilicium et pour les résistances de polysilicium sont différents. En raison de la différence des diffusivités entre ces deux matériaux, les profils obtenus sont quasiment plats sur toute la profondeur des 80 nm de polysilicium, alors que la profondeur de jonction est de l'ordre de 40 nm pour les résistances d'actives. Il est donc difficile de comparer quantitativement les deux types de résistances entre elles.

La Figure IV.69 présente les valeurs des résistances par carré en fonction de la température du laser et mesurées sur les résistances de monosilicium et de polysilicium dopées (a) N⁺ et (b) P⁺. Les valeurs de résistances par carré sont plus élevées dans le cas des résistances de polysilicium que dans le cas des résistances composées de monosilicium, en raison des différents mécanismes déjà présentés dans la section IV.A de ce chapitre [146]. En outre, il apparaît clairement que la résistance de polysilicium dopé P⁺ est bien plus sensible aux variations de température laser que les autres résistances. En effet, cette résistance affiche une sensibilité de 1.4 $\Omega/\square/^\circ\text{C}$, alors qu'elle est de 0.3 $\Omega/\square/^\circ\text{C}$ pour la résistance de monosilicium P⁺ et de l'ordre de 0.12 $\Omega/\square/^\circ\text{C}$ pour les résistances dopées N⁺.

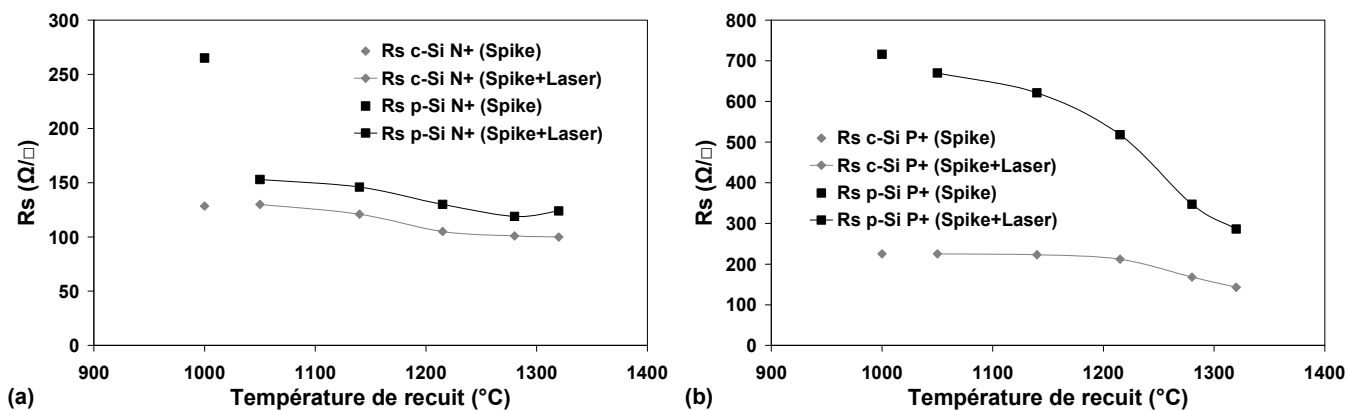


Figure IV.69: Résistances par carré en fonction de la température du recuit final et mesurées sur des résistances de monosilicium et de polysilicium (a) dopées N+ et (b) dopées P+.

En accord avec les températures appliquées, les valeurs des résistivités diminuent lorsque le recuit laser est ajouté après le recuit Spike. Aux températures supérieures à 1220 $^{\circ}\text{C}$, les résistances N+ semblent atteindre une valeur de saturation, qui n'est pas observée sur les résistances dopées P+. En revanche, la résistance de polysilicium dopé N+ présente un comportement singulier par rapport aux autres résistances et cela, aux plus basses températures étudiées. Extrapolons la valeur de résistance par carré qui serait obtenue après des recuits Spike et laser, tout deux appliqués successivement à une température fixe et égale à 1000 $^{\circ}\text{C}$. Il apparaît alors que la valeur de résistance finale serait égale à celle obtenue lors d'un recuit Spike seul dans les cas des résistances P+ et de la résistance de monosilicium N+ et non dans le cas de la résistance de polysilicium dopé N+. Cet effet sur la résistance de polysilicium dopée N+ ne semble pas être généré par la désactivation du phosphore dans les grains lors de la rampe de descente en température du Spike puisque il n'apparaît pas sur les jonctions N+. Il s'agit vraisemblablement d'un effet induit par les joints de grains de polysilicium, c'est-à-dire soit une croissance de grains, soit une ségrégation différente entre les deux recuits. Nous reviendrons sur ce point dans la section D.2.b, qui détaille l'étude sur la résistivité de films de polysilicium dopé N+.

IV.D.2.(b) Résistivité du polysilicium dopé N+

Influence de la coimplantation

Nous avons pu observer, dans la partie précédente, le gain sur la résistivité du polysilicium dopé N+ apporté par le recuit laser dans le cadre d'une coimplantation d'arsenic, de carbone et de phosphore dans le polysilicium pendant le traitement laser. Cette partie présente, d'une part, la

résistivité de films de polysilicium implantés par du phosphore ou de l'arsenic sans coimplantation et, d'autre part, l'effet du codopage par la réalisation de diverses séquences d'implantations.

Pour cela, la séquence expérimentale suivante a été suivie:

- Trois plaquettes de silicium ont subi les dépôts permettant d'obtenir un empilement c-Si/SiO₂ 5 nm/p-Si 80 nm/ SiO₂ 5 nm.
- Plusieurs séquences d'implantation ont ensuite été réalisées :
 - Du phosphore seul à 6 keV avec une dose de 6.10^{15} at/cm².
 - De l'arsenic seul à 20 keV avec une dose de 2.10^{15} at/cm².
 - De l'arsenic à 20 keV et 2.10^{15} at/cm², du carbone à 20 keV et 1.10^{15} at/cm² et du phosphore à 6 keV et 6.10^{15} at/cm sont, successivement, implantés dans le film de polysilicium.
- Un recuit Spike à 1000°C avec un temps d'interaction de 1.5 s est ensuite appliqué sur les trois plaques.
- Les plaques ont été finalement chauffées par le laser avec un temps d'interaction effectif de 0.5 ms avec quatre bandes différentes de puissance laser ciblant des températures de 1050°C à 1275°C.

Les valeurs des résistivités mesurées en fonction de la température du recuit laser sont présentées sur la Figure IV.70(a), lorsque le phosphore est implanté seul ou en présence d'arsenic et de carbone. La coimplantation d'arsenic et de carbone a une influence faible sur la résistance par carré des films. Ce résultat est en ligne avec les doses implantées pour lesquelles la dose de phosphore est bien supérieure aux deux autres. Notons également que la préamorphisation réalisée par l'implantation de l'arsenic ne génère pas non plus de modification sensible de la résistivité du film. La Figure IV.70(b) illustre les valeurs de résistivité lorsque l'arsenic est implanté seul. La résistivité dépend linéairement de la température de recuit.

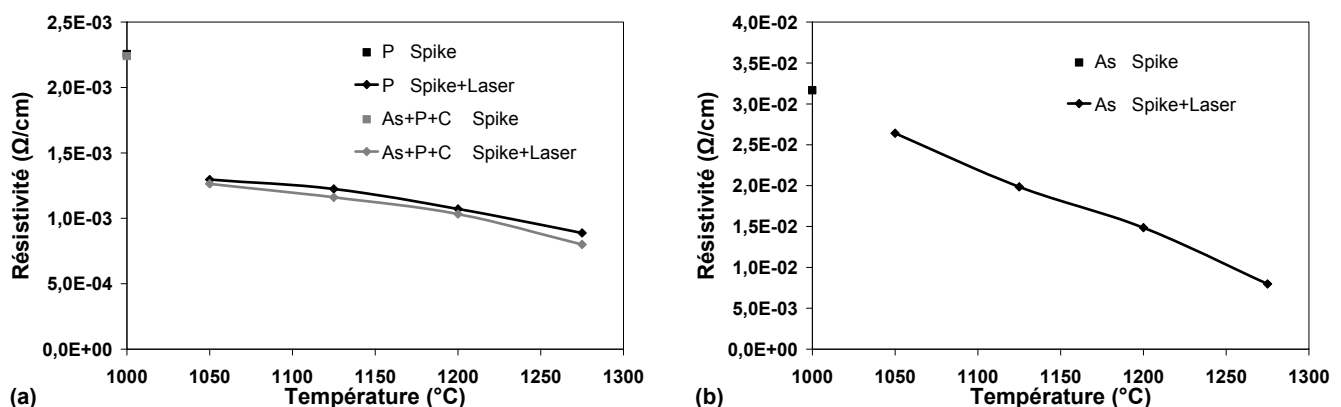


Figure IV.70: Résistivité en fonction de la température du recuit final d'un film de polysilicium implanté par (a) du phosphore seul ou en présence d'arsenic et de carbone et (b) de l'arsenic sans coimplantation.

Nous avons mentionné lors des mesures sur des résistances de polysilicium dopé N+ de lots un gain de résistivité apporté par le recuit laser dès 1000°C. Les nouvelles mesures présentées ici montrent que cet effet est généré par la présence de phosphore et non par celle de l'arsenic. En effet, cet effet n'apparaît pas lorsque de l'arsenic est implanté seul, alors qu'il est constaté dès que du phosphore est introduit dans la séquence d'implantation.

Influence des joints de grains

Nous avons vu dans la section A.3.a de ce chapitre que seuls les dopants localisés dans les grains du polysilicium peuvent être activés lors d'un traitement thermique.

Lorsque le recuit milliseconde est appliqué après un recuit Spike, nous avons notamment déjà rapporté une croissance de grain du polysilicium codopé à l'arsenic et au phosphore, par XRD, ainsi qu'une modification de la fraction de dopants ségrégués par SAT dans des films de polysilicium dopés N+ (cf. sections IV.B.3-4). Nous souhaitons revenir ici sur ces résultats et sur leurs influences sur la résistivité du polysilicium dopé N+. Nous faisons ici l'hypothèse simplificatrice que la résistivité est régie par l'évolution du niveau d'activation du phosphore et que le rôle de l'arsenic est négligeable (hypothèse raisonnable, d'après la Figure IV.70(a)). Nous distinguerons particulièrement la concentration de phosphore présente dans les grains et activable C_{ac} , de celle piégée sous différentes formes et, en conséquence, électriquement inactive C_{in} . Ces deux concentrations sont liées par la relation IV.16.

$$C_{tot} = C_{ac} + C_{in} \quad (IV.16)$$

Plusieurs phénomènes participent à l'augmentation de la fraction de phosphore inactive: la fraction sous forme d'agglomérats (notée C_{agl}), la ségrégation dans les oxydes de silicium situés aux interfaces supérieures et inférieures du polysilicium (C_{ox}) et, enfin, les dopants localisés dans les joints de grains, dont la fraction dépend à la fois de la ségrégation et de la taille de grain (C_{gb}).

$$C_{in} = C_{ox} + C_{gb} + C_{agl} \quad (IV.17)$$

Ces différentes concentrations sont susceptibles de varier en fonction des recuits appliqués. Dans le cadre de notre étude, nous nous intéresserons à ces différentes concentrations C_x après un recuit Spike (notée $C_{x, Spike}$), puis après un recuit laser supplémentaire à 1300°C (notée $C_{x, Laser}$), qui

constituent, respectivement, l'état initial et l'état final lors du traitement laser dans les conditions technologiques.

Par les analyses par SAT, nous avons pu quantifier la part de dopants piégés aux oxydes de silicium encapsulant la couche de polysilicium. Il est ainsi apparu que la fraction de phosphore ségrégant à ces interfaces représentait 11% de la concentration totale lors d'un recuit Spike et que ce ratio demeurait constant si l'empilement subissait un recuit laser additionnel. L'équation IV.17 devient alors :

$$C_{in} = 0.11 * C_{tot} + C_{gb} + C_{agl} \quad (IV.18)$$

Nous avons également pu mettre en évidence la présence d'agglomérats après les recuits Spike et laser qui piègent une fraction constante égale à 3% de la concentration de phosphore. La concentration C_{in} s'exprime alors comme suit :

$$C_{in} = 0.11 * C_{tot} + C_{agl} + C_{gb} = 0.11 * C_{tot} + 0.03 * C_{tot} + C_{gb} = 0.14 * C_{tot} + C_{gb} \quad (IV.19)$$

La fraction de phosphore piégée dans les joints de grains dépend de deux paramètres: la ségrégation et la croissance de grain. Nous avons déjà observé que la ségrégation du phosphore diminuait lorsque le polysilicium subissait un recuit laser additionnel mais que cette variation était relativement faible. Dans le même temps, nous avons déjà pu observer que le recuit laser additionnel générait une croissance de grain, comparativement au recuit Spike. En effet, la taille moyenne de grain passe d'une valeur égale à 40 nm après le recuit Spike à une taille de 45 nm après le recuit laser à 1300°C, ce qui équivaut à une diminution de la densité de joint de grain de 5% à 4,4%. Nous avons pu ainsi voir qu'après le recuit Spike, la fraction de dopants piégés aux joints de grains représente 52% de la concentration présente dans le polysilicium alors que cette fraction n'est plus que de 42% après le recuit laser et que cet effet était essentiellement dû à la croissance des grains de polysilicium.

En conséquence, les concentrations de phosphore électriquement non activables peuvent s'exprimer comme suit :

$$C_{in, Spike} = 0.14 * C_{tot} + (C_{tot} * 0.86) * 0.52 = 0.59 * C_{tot} \quad (IV.20)$$

$$C_{in, Laser} = 0.14 * C_{tot} + (C_{tot} * 0.86) * 0.42 = 0.50 * C_{tot} \quad (IV.20)$$

Il apparaît ainsi que le recuit laser additionnel diminue la fraction de phosphore électriquement inactive et, en conséquence, augmente la concentration activable dans les grains et que la croissance de grain observée lors de ce recuit est le principal contributeur de cette situation. Les transferts de phosphore entre grains et joints de grains participent donc à la diminution de la résistivité lors du recuit laser additionnel et, cela, en plus des gains en terme d'activation dans les grains qui sont apportés par les très hautes températures employées.

Nous ne connaissons malheureusement pas l'évolution de cette fraction de phosphore dans les grains en fonction de la température de recuit laser. Néanmoins, les mesures de résistance par carré (sur des lots ou sur des films) ont démontré un gain d'activation du recuit laser dès 1000°C qui est lié à la présence des joints de grains. Ce constat tend à prouver que le recuit laser additionnel augmente sensiblement la fraction de phosphore dans les grains même aux températures les plus basses. Il serait judicieux d'observer les comportements de la taille de grain et de la fraction ségréguée de phosphore lors d'un recuit laser effectué à une température de 1000°C et réalisé après un recuit Spike et de les comparer aux résultats, déjà disponibles, obtenus après un recuit Spike.

IV.D.2.(c) Résistivité du polysilicium dopé P+

Influence de la coimplantation

Nous étudions maintenant les influences de la température de recuit laser et de la coimplantation sur des films de polysilicium dopé P+. La même procédure expérimentale que celle de l'étude du polysilicium dopé N+ a été suivie, à l'exception des conditions d'implantation. Sur une première plaque, du bore est implanté à une énergie de 2,5 keV et une dose de $3,2 \cdot 10^{15}$ at/cm². Sur une seconde plaque, du germanium est d'abord implanté à une énergie de 20 keV et une dose de $1 \cdot 10^{15}$ at/cm² et suivi d'une implantation de bore à 2,5 keV et $3,2 \cdot 10^{15}$ at/cm².

Les valeurs des résistivités mesurées en fonction de la température du recuit laser sont représentées sur la Figure IV.71, lorsque le bore est implanté seul ou en présence de germanium. Ces résultats démontrent que la résistivité est plus faible en présence d'une PAI. Ce constat a déjà été réalisé dans le silicium cristallin dopé au bore et recuit par un procédé milliseconde, suggérant ainsi que cet effet est lié aux mécanismes d'activation dans les grains [13].

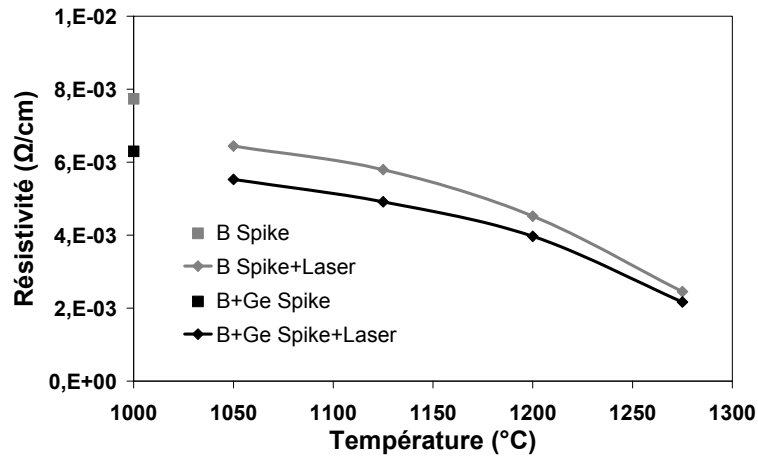


Figure IV.71: Résistivité en fonction de la température du recuit final d'un film de polysilicium dopé bore lorsque ce dopant est implanté (a) seul et (b) après une implantation de germanium.

Influence de la dose de bore

La résistance de polysilicium dopé au bore présente la sensibilité la plus élevée à la température du laser. Nous avons souhaité réaliser des expériences complémentaires afin d'étudier l'influence de la dose de bore implantée sur cette sensibilité. En effet, nous avons déjà observé que l'activation du bore dans les grains est limitée par la solubilité limite et, cela, lors de l'étude de la résistivité du polysilicium dopé N+ et recuit par le procédé laser sans recuit Spike préliminaire

Pour ce faire, la séquence expérimentale suivante a été réalisée. Dans un premier temps, deux plaquettes de silicium ont subi les dépôts permettant d'obtenir un empilement c-Si/SiO₂ 5 nm/p-Si 150 nm/ SiO₂ 5 nm. Sur les deux plaquettes, du germanium est implanté à une énergie de 20 keV et à une dose de $1 \cdot 10^{15}$ at/cm². Du bore est ensuite coimplanté à une énergie de 2,5 keV et deux doses différentes sur les plaquettes de $5 \cdot 10^{14}$ et $3,2 \cdot 10^{15}$ at/cm². Les plaquettes ont ensuite été recuites par le procédé Spike à 1000°C avec un temps d'interaction de 1.5 s. Finalement, les deux plaques ont été finalement balayées par le procédé laser avec un temps d'interaction effectif de 0.5 ms avec quatre bandes différentes de puissance laser ciblant des températures de 1050°C à 1275°C. Après le retrait de la couche d'oxyde de silicium à la surface de l'empilement, les différentes bandes laser ont été mesurées par la méthode quatre pointes puis par SIMS. Il est important de signaler que l'épaisseur du polysilicium déposée dans cette série d'expériences est plus grande que celle utilisée pour les expériences précédentes.

Les profils de bore implantés à $3,2 \cdot 10^{15}$ et $5 \cdot 10^{14}$ at/cm² et obtenus après un recuit Spike suivi de divers recuits laser sont affichés sur les Figure IV.72(a) et (b). Les profils obtenus après le recuit Spike à 1000°C sont également représentés. Remarquons la redistribution du bore en queue de profil

induite par le recuit laser additionnel. A une dose de 5.10^{14} at/cm², le profil de concentration dans les grains est nécessairement sous la limite de solubilité du bore à 1000°C, égal à $1,18.10^{20}$ at/cm³, puisque même le pic de la concentration totale est situé sous cette limite. En revanche, la concentration de bore près de la surface est supérieure à 1.10^{21} at/cm³ lorsque le bore est implanté à une dose de $3,2.10^{15}$ at/cm². Nous pouvons raisonnablement penser que la concentration dans les grains excède donc la limite de solubilité pour cette condition d'implantation (même si le profil de concentration du bore dans les grains ne peut être déterminé sans mesures complémentaires). En effet, la limite de solubilité est comprise entre $1,18$ et $3,8.10^{20}$ at/cm³ sur la gamme de température de 1000 à 1275°C.

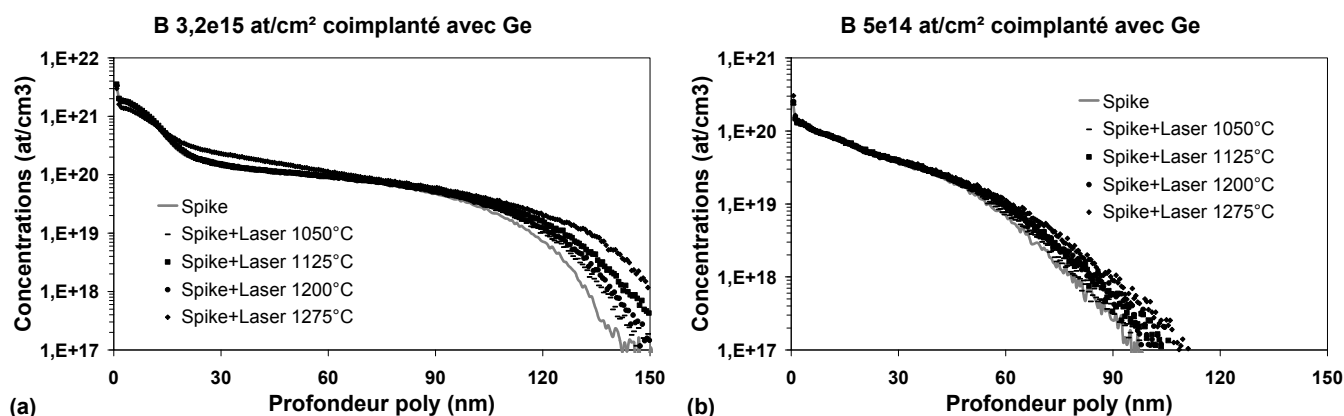


Figure IV.72: Profils de bore implanté à 2,5 keV et (a) $3,2.10^{15}$ et (b) 5.10^{14} at/cm² en présence de germanium implanté à 20 keV et 1.10^{15} at/cm² dans le polysilicium après un recuit Spike puis un recuit laser à plusieurs températures et analysés par SIMS.

Les valeurs des résistances par carré mesurées sur ces films de polysilicium dopés avec deux doses différentes de bore sont représentées sur la Figure IV.73(a) en fonction de la température du recuit final. Nous avons observé, par SIMS, une redistribution en queue de profil qui dépend de la température pic du recuit laser. Nous avons donc exprimé la résistivité en tenant compte de ces variations de profondeurs de profil, les résultats correspondant étant illustrés sur la Figure IV.73(b). La résistivité varie de 50% sur la gamme de température laser étudiée et à une dose de $3,2.10^{15}$ at/cm². Cette variation n'est plus que de 9% lorsque 5.10^{14} at/cm² de bore sont implantés. La comparaison entre les deux doses implantées démontre que le taux maximal d'activation réalisable (dans des conditions où la concentration de bore est supérieure à la solubilité limite) est certainement à l'origine de la très grande sensibilité aux variations de la température du recuit laser des résistances dopées par du bore. Les analyses par SAT, encore en cours, sur les films dopés à une dose de 5.10^{14} at/cm² permettront de fixer définitivement cette hypothèse, puisqu'il sera possible de suivre l'évolution de la concentration de bore dans les grains en fonction des divers recuits. Nous pourrions

en effet savoir si la sensibilité est due, au contraire, à des transferts de bore des joints de grains vers les grains.

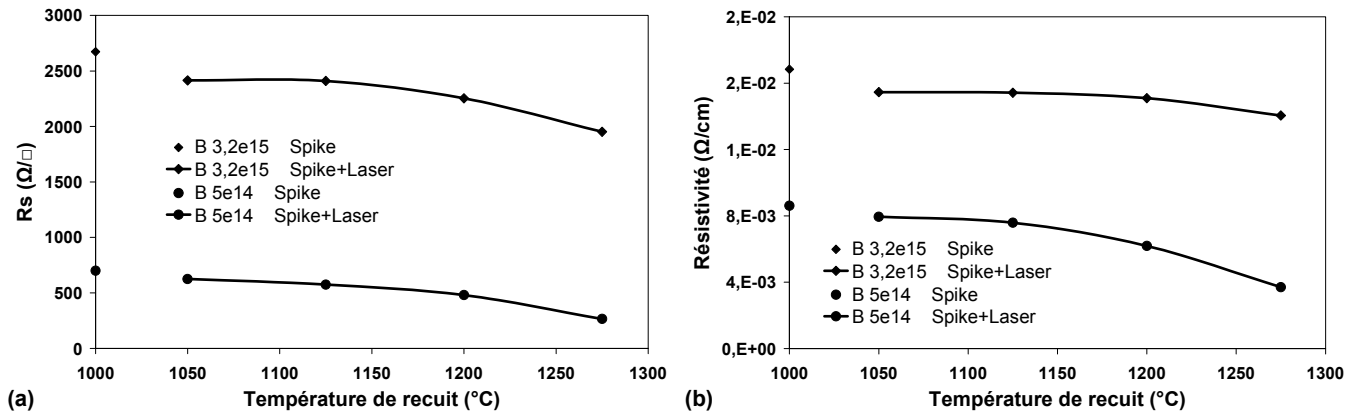


Figure IV.74: (a) Résistance par carré et (b) Résistivité en fonction de la température du recuit final d'un film de polysilicium implanté par différentes doses de bore.

IV.D.2.(d) Discussion

Cette partie présente une discussion sur les différents mécanismes influençant la résistivité des couches lors d'un recuit Spike précédé d'un recuit laser milliseconde.

En ce qui concerne les films dopés N+, nous avons pu bénéficier du remarquable apport qu'offre les analyses par SAT. Il est ainsi apparu que le nombre de dopants présents dans les grains augmente sensiblement lorsqu'un recuit laser est ajouté après un recuit Spike. En effet, le recuit laser permet de diminuer la fraction de phosphore piégée dans les joints de grains augmentant ainsi la fraction pouvant être activée. Le principal mécanisme à l'origine de cet effet semble être la croissance des grains induite par ce recuit laser. Remarquons que ces transferts de dopants des joints de grains vers les grains n'apparaissent pas lorsque le recuit laser est appliqué seul. Pour ce dernier cas, nous n'avons constaté ni de croissances de grains, ni de variations sensibles de la ségrégation en fonction de la température du laser. Il est également intéressant de se demander pourquoi le recuit laser permet une croissance des grains lorsqu'il est appliqué après un recuit Spike, alors que nous n'avons pas constaté de croissance lorsque le recuit laser est appliqué seul. Il est possible que la ségrégation du phosphore induite par le recuit Spike favorise la croissance des grains lors du recuit laser. Il a, en effet, été déjà démontré que la ségrégation de cette espèce favorise la croissance des grains [34]. Dès l'instant initial du recuit laser, le nombre d'atomes de phosphore dans les joints est bien plus élevé lorsqu'un traitement de type Spike est préalablement réalisé, aidant ainsi la croissance des grains. Par ailleurs, il serait intéressant de réaliser des expériences complémentaires en faisant varier la dose de phosphore, comme nous l'avons fait dans la section IV.D.1, et cela, afin

d'étudier l'influence de la solubilité limite sur l'activation du phosphore dans les grains. Nous pouvons toutefois anticiper qu'avec un recuit Spike préliminaire générant une diffusion significative vers la profondeur du polysilicium, le pic de concentration dans les grains près de la surface sera plus faible et, donc, que le seuil de solubilité sera moins facilement atteint en comparaison d'un recuit laser appliqué seul (et à niveau de dopage égal).

Des informations sur l'évolution de la fraction de bore localisée dans les grains nous font défaut, pour l'instant, pour quantifier les gains générés par le recuit laser. Nous avons en revanche pu constater que si la résistivité du polysilicium dopé par du bore à très forte concentration était très sensible aux variations de température du laser, elle ne l'était pas pour des concentrations plus basses. Ce résultat suggère que la solubilité limite du bore est la principale limitation de l'activation lors du traitement milliseconde. Ce constat est identique à celui que nous avons fait lors de l'étude sur le laser appliqué seul et identique à d'autres études récentes [147]. La diminution de la dose de bore est donc une solution permettant de diminuer la variabilité des résistances de polysilicium dopées P+ induite par les effets de motifs (si cela est possible technologiquement). Si la dose de bore ne peut être modifiée, il peut être en revanche possible de modifier les conditions d'implantations du codopant utilisé dans les technologies avancées. Dans le silicium cristallin, il a été en effet prouvé qu'une augmentation de l'énergie du germanium implanté et donc, de la profondeur de jonction, permet de diminuer significativement la sensibilité des résistances par carré à la température du recuit milliseconde [15]. Une solution alternative pourrait être de multiplier le nombre de passage du laser afin de dissoudre les amas de bore plus facilement [13, 147]. Multiplier le nombre de passage du laser présente l'avantage d'augmenter le temps effectif de recuit de manière similaire à la diminution de la vitesse de balayage, sans désactiver les dopants, contrairement à la diminution de la vitesse de balayage qui s'accompagne d'une augmentation du temps de descente en température. De surcroît, la diminution de la vitesse de balayage augmente trop fortement le risque de créations de lignes de dislocation.

IV.E. Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons présenté l'influence du recuit laser sur les propriétés chimiques et électriques de couches de polysilicium dopé. Cette étude s'est axée sur des conditions similaires à la technologie 45 nm, dans le but de mieux comprendre la sensibilité des résistances de polysilicium à la température de recuit laser. En effet, nous avons utilisé des matériaux similaires à ceux utilisés dans les technologies avancées, des conditions d'implantations à très fortes concentrations avec des « cocktails » de dopants et, enfin, des recuits d'activation hors équilibre.

Dans l'étude sur la redistribution des dopants dans le polysilicium, nous avons mis en relief une redistribution massive des trois dopants P, As et B dans la profondeur du polysilicium soumis à un recuit laser. Même si le polysilicium est reconnu comme un matériau accélérant la diffusion en raison des joints de grains, cette diffusion significative est très forte en comparaison de la non-redistribution observée dans le monosilicium lors d'un recuit laser. Nous avons ainsi pu estimer, à l'aide d'une méthode par éléments finis, que la diffusivité effective pouvait être supérieure à 1.10^{-8} cm²/s, valeur supérieure à celles rapportées dans la littérature utilisant des procédés de recuits avec des temps plus longs. L'influence de la concentration sur cette diffusivité a été mise en évidence dans les cas du phosphore et du bore. Nous avons également pointé une accélération de la diffusion de l'arsenic et du phosphore lorsqu'ils sont tout deux coimplantés.

Pour l'arsenic et le phosphore, nous avons directement pu associer cette diffusivité à la ségrégation de ces deux dopants aux joints de grains. Cela a été rendu possible grâce à l'utilisation de nouvelles techniques d'analyse chimique telles que le STEM EELS et la Sonde Atomique Tomographique. Ces techniques permettent en effet d'obtenir la distribution de dopant en 2D (STEM EELS) et 3D (SAT) à l'intérieur même du matériau, ce qui permet de distinguer la fraction de dopant dans les grains de celle située dans les joints de grains. Nous avons ainsi calculé des coefficients de ségrégation pour ces deux dopants. La ségrégation lors du recuit laser piège 40 à 60% de chaque espèce aux joints de grains du polysilicium, espacés les uns des autres de quelques dizaines de nanomètres. Il a été également observé que la diffusivité dans les grains était supérieure à celle dans le monosilicium. Cela nous a amené à faire l'hypothèse de la présence dans les grains de défauts ponctuels en sursaturation, expliquant ainsi la très forte diffusivité lors d'un recuit laser. Enfin, la distribution du bore entre les grains et les joints de grains n'a pu être évaluée, même si des analyses par SAT sont en cours.

L'étude de la redistribution des dopants dans le polysilicium constituait la première étape nécessaire à la compréhension des mécanismes d'activation dans ce matériau. Nous avons ainsi pu

constater que la diffusion massive des dopants influençait les résistances par carré car elle modifiait la profondeur du profil actif des porteurs (dans le cas du recuit laser appliqué seul). Par ailleurs, la ségrégation mise en évidence limite la résistivité des films dopés N⁺. Il semble, en revanche, que ce piégeage soit très peu affecté par une variabilité de la température de recuit laser. Au sujet des résistances de polysilicium dopé par du bore, le taux d'activation métastable et réalisable par le recuit laser milliseconde apparaît comme le principal contributeur de la dépendance à la température de recuit. Nous avons ainsi fourni quelques pistes permettant de diminuer cette sensibilité (diminution de la dose de bore, optimisation des conditions d'implantations de la PAI, augmentation du nombre de balayage du laser...).

Il y a de nombreuses perspectives pour continuer cette étude. Nous pouvons en lister certaines qui nous paraissent les plus intéressantes. Premièrement, la ségrégation du phosphore et de l'arsenic pourrait être évaluée en implantant ces dopants sur des films différents. Il serait, par ailleurs, intéressant de quantifier l'évolution de la ségrégation en fonction de la température de recuit laser (avec ou sans recuit Spike préliminaire) et d'établir ainsi l'équation de la ségrégation. Cette étude présenterait un double intérêt. D'une part, elle permettrait d'établir un nouveau modèle bidimensionnel de la diffusion dans le polysilicium (cf. section IV.A.2.(b)) qui serait adapté à l'emploi de procédés de recuit hors équilibre. Pour cela, il serait également nécessaire d'établir la diffusivité dans les grains. D'autre part, la connaissance de cette équation de la ségrégation hors équilibre serait utile pour suivre l'évolution de la résistivité du polysilicium en fonction de la température. Deuxièmement, des analyses par effet Hall permettraient d'extraire directement le nombre et la mobilité des porteurs, informations que nous n'avons pu obtenir quantitativement.

Conclusion générale

La miniaturisation des composants nécessite, d'une part, la formation de jonctions de plus en plus fines et dopées et, d'autre part, une diminution du phénomène de polydéplétion dans la grille composée de polysilicium dopé. Des bilans thermiques plus courts sont utilisés afin de satisfaire à ces exigences et cela, en plus de l'augmentation de la quantité de dopants. Pour le nœud technologique CMOS 45 nm, le recuit milliseconde a ainsi été introduit. Le temps très court de ce procédé limite la diffusion des dopants, alors que la température, juste sous le seuil de fusion du silicium, permet d'obtenir des niveaux d'activation supérieure à la solubilité limite à l'équilibre des dopants. En revanche, cette diminution de la longueur de diffusion des dopants dans le silicium s'accompagne de la diminution de la longueur de diffusion thermique, ce qui peut générer des variations de température à la surface d'une plaquette au moment de l'interaction entre le procédé de chauffage optique et le circuit composé de différents matériaux et géométries. Ces variations, appelées effet de motifs, peuvent être à l'origine d'une variabilité néfaste des propriétés électriques des composants. L'objectif de ces travaux est double. Premièrement, il était nécessaire d'évaluer les différences de température générées par le recuit laser milliseconde et de proposer des voies d'optimisation. Deuxièmement, nous nous sommes intéressés aux transformations physico-chimiques de couches de polysilicium dopé. En effet, les résistances de ce matériau ont été identifiées comme étant les dispositifs possédant la plus grande sensibilité aux effets de motifs.

Pour débiter cette étude, nous avons présenté les gains apportés par les recuits d'activation de type milliseconde. De surcroît, nous avons brièvement fourni l'état de l'art sur le polysilicium dopé, ainsi que sur les effets des recuits millisecondes dans ce matériau et dans le monosilicium. Nous avons souligné les différences en termes de diffusion et d'activation entre le monosilicium et le polysilicium, matériau qui possède des joints de grains.

Ensuite, nous avons présenté les différents dispositifs expérimentaux étudiés. Dans un premier temps, les conditions expérimentales des différentes structures et matériaux ont été détaillées. Dans un second temps, le procédé de recuit laser milliseconde, utilisé dans le cadre de cette thèse, a été décrit. Dans un second temps, nous nous sommes focalisés sur les moyens de caractérisation mis en place pour évaluer la température atteinte ainsi que pour caractériser le polysilicium. D'une part, nous avons pu démontrer que la simulation numérique était un outil indispensable pour évaluer les températures atteintes localement à des temps très courts. Nous avons également présenté d'autres moyens d'évaluation, tels que le pyromètre placé dans la chambre de

procédé, la sonde en température en utilisant les mesures par résistance par carré ou encore les mesures de réflectométrie à la longueur d'onde du laser. Ces techniques sont, en revanche, limitées puisqu'elles nécessitent des moyens importants en terme de plaquettes avec motifs. Elles permettent néanmoins de valider, sur quelques cas, le modèle de simulation. D'autre part, les moyens de caractérisation chimiques et électriques du polysilicium ont été présentés. Nous avons notamment pu voir que la présence des joints de grains dans le polysilicium nécessitait des méthodes plus avancées que le SIMS pour quantifier la distribution des dopants dans les grains et les joints de grains. Nous avons ainsi mis en œuvre d'autres méthodes, comme la Sonde Atomique Tomographique.

Dans le troisième chapitre, nous avons décrit le modèle optique et thermique permettant de simuler l'interaction laser/plaquette. Le modèle optique permet de prendre en compte les effets interférentiels générés par les motifs à la surface du silicium. Le modèle thermique, conjugué avec le modèle optique, permet lui d'obtenir la température transitoire atteinte dans les structures. Nous avons ainsi validé ce modèle sur certains empilements et réseaux en le comparant avec des résultats obtenus par d'autres moyens. Ce modèle a finalement été appliqué à des études sur des réseaux composés des différents matériaux pouvant être présent sur un circuit à 'étape du recuit. Nous avons ainsi démontré que les variations de température pouvaient dépasser une valeur de 600°C et qu'elles étaient essentiellement induites par les phénomènes optiques. Cette valeur est bien supérieure aux spécifications électriques. Nous avons alors étudié les effets de motifs dans le cas où une couche absorbante est déposée à la surface de la plaque. Il est apparu que la conductivité thermique du STI provoque des variations de température par des effets purement thermiques. Cependant, ces écarts, de l'ordre de 50°C, permettent de satisfaire les exigences électriques, conduisant ainsi à l'introduction de cette solution dans la technologie.

Finalement, nous nous sommes focalisés sur l'influence du recuit laser sur les propriétés électriques des résistances de polysilicium. Pour ce faire, nous avons d'abord détaillé plus précisément l'état de l'art concernant les effets chimiques et électriques des recuits thermiques sur des films de polysilicium. Dans un second temps, nous avons démontré une redistribution très importante des dopants P, As et B dans le polysilicium lors du recuit laser. En parallèle, nous avons observé que ce recuit ne modifiait pas le profil implanté dans le monosilicium. Nous avons pu ainsi associer cette diffusion à la présence des joints de grains. Bien que cet effet d'accélération dans le polysilicium soit connu depuis longtemps, nous avons pu démontrer, par des analyses par SAT, que la diffusivité de l'arsenic et du phosphore dans les grains était plus élevée que celle observée dans le silicium cristallin et cela pour l'arsenic et le phosphore. Cette différence n'est pas prise en compte dans les modèles précédents. Nous avons émis l'hypothèse que les grains de polysilicium possédaient une sursaturation de défauts ponctuels, y augmentant ainsi la diffusivité. Les

mécanismes aboutissant à la forte redistribution du bore n'ont, en revanche, pas été éclaircis, puisque des échantillons de polysilicium dopé avec du bore n'ont pas encore été analysés par SAT. Dans un troisième temps, la résistivité du polysilicium a été étudiée. Nous avons pu faire le lien entre certaines propriétés électriques observées lors d'un recuit laser avec des observations constatées lors de l'étude de la redistribution des dopants. En nous appuyant sur les analyses par SAT, nous avons proposé que la croissance de grain et la diminution de la ségrégation soient à l'origine de la diminution de la résistivité des films dopés N⁺ et cela, lorsque le recuit laser est introduit après un recuit Spike. Il est également apparu que la limite de solubilité est le principal contributeur de la grande sensibilité de la résistance de polysilicium dopé P⁺, ce qui nous a permis de proposer certaines idées d'amélioration.

Dans les technologies futures, il est probable que le polysilicium soit de moins en moins étudié, puisque la grille de polysilicium est partiellement remplacée par les grilles métalliques à partir du nœud C32 nm. De plus, il n'y a plus besoin dès lors d'utiliser un recuit de type milliseconde pour diminuer la polydéplétion de la grille. Néanmoins, il a déjà été démontré que ce recuit permettait de diminuer l'épaisseur effective d'oxyde car, le recuit milliseconde permet de limiter la croissance de l'oxyde de grille [148]. De plus, ce type de recuit ultra rapide conserve son intérêt pour activer les dopants dans les jonctions [149]. En revanche, les effets de motifs resteront un problème majeur qu'il faudra soigneusement étudier et cela, en prenant en compte les changements de matériaux opérés dans l'empilement qui compose la grille [150]. Enfin, d'autres applications des traitements millisecondes se développent. Par exemple, des études se portent, de plus en plus, sur leur utilisation pour la formation des silicures [151].

Bibliographie

- [1] **Cramming more components onto integrated circuits**, Moore G. E., *Electronics*, v 38, n 8, p. 114–117 (1965)
- [2] **Sub-30 nm abrupt P⁺ junction formation with Ge preamorphization and high energy Si co-implantation**, Lee K.L., Zabel T., Kozlowski P.M., Viswanathan R. et Chen K., *Si Front-End Processing - Physics and Technology of Dopant-Defect Interactions. Symposium*, p 37-42 (1999)
- [3] **Physical Mechanisms of Transient Enhanced Dopant Diffusion in Ion-Implanted Silicon**, Stolk P. A., Gossmann H. -J., Eaglesham D. J., Jacobson D. C., Rafferty C. S., Gilmer G. H., Jaraíz M., Poate J. M., Luftman H. S. et Haynes T. E., *Journal of Applied Physics*, v 81, n 9, p.6031-6050 (1997)
- [4] **Reduction of Transient Boron Diffusion in Preamorphized Si by Carbon Implantation**, Nishikawa S., Tanaka A. et Yamaji T., *Applied Physics Letters*, v 60, n 18, p. 2270-2272 (1992)
- [5] **Optimization of Fluorine Co-implantation for PMOS Source and Drain Extension Formation for 65nm Technology Node**, Graoui H., Hilkené M., McComb B., Castle M., Felch S., Cowern N. E. B., Al-Bayati A., Tjandra A., et Foad M. A., *Material Research Society Symposium Proceedings*, v 810, p. 247-252 (2004)
- [6] **Ultra Shallow Junction Formation by RTA at High Temperature for Short Heating Cycle Time**, Saito S., Shishiguchi S., Mineji A. et Matsuda T., *Material Research Society Symposium Proceedings*, v 532, p. 3-11 (1998)
- [7] **Recent developments in rapid thermal processing**, Fiory A.T., *Journal of Electronic Materials*, v 31, n 10, p. 981-987 (2002)
- [8] **25 nm CMOS design considerations**, Taur Y., Wann C.H. et Frank D.J., *IEEE Electron Devices Meeting Technical Digest*, p. 789-792 (1998)
- [9] **Stability of advanced gate stack devices**, Kim I., Han S.K. et Osburn C.M., *Journal of the Electrochemical Society*, v 151, n 2, p. 22-28 (2004)
- [10] **A 45nm Logic Technology with High-k+Metal Gate Transistors, Strained Silicon, 9 Cu Interconnect Layers, 193nm Dry Patterning, and 100% Pb-free Packaging**, Mistry K. et al., *IEEE Electron Devices Meeting Technical Digest*, p. 247–250 (2007)
- [11] **Fixing hidden problems with thermal budget [RTP]**, Seebauer E.G. et Ditchfield, R., *Solid State Technology*, v 40, n 10, p. 111-120 (1997)
- [12] **Groups III and V impurity solubilities in silicon due to laser, flash, and solid-phase-epitaxial-regrowth anneals**, Duffy R., Dao T., Tamminga Y., van der Tak K., Roozeboom F. et Augendre E., *Applied Physics Letters*, v 89, n 7, p. 071915 (2006)

- [13] **Advanced activation trends for boron and arsenic by combinations of single, multiple flash anneals and spike rapid thermal annealing**, Lerch W., Paul S., Niess J., McCoy S., Gelpey J., Cristiano F., Severac F., Fazzini P., Martinez-Limia A., Pichler P., Kheyrandish H. et Bolze D., *Materials Science & Engineering B*, v 154-155, p. 3-13 (2008)
- [14] **Deactivation of ultrashallow boron implants in preamorphized silicon after nonmelt laser annealing with multiple scans**, Sharp J. A., Cowern N. E. B., Webb R. P., Kirkby K. J., Giubertoni D., Gennaro S., Bersani M., Foad M. A., Cristiano F. et Fazzini P. F., *Applied Physics Letters*, v 89, p. 192105 (2006)
- [15] **Analysis of Dopant Diffusion and Defect Evolution during sub-millisecond Non-melt Laser Annealing based on an Atomistic Kinetic Monte Carlo Approach**, Noda T., Vandervorst W., Felch S., Parihar V., Vrancken C., Severi S., Falepin A., Janssens T., Bender H., Van Daele H., Eyben P., Niwa M., Schreutelkamp R., Nouri F., Absil P.P., Jurczak M., De Meyer K. et Biesemans S., *IEEE Electron Devices Meeting Technical Digest*, p. 1-4 (2006)
- [16] **Drive current enhancement in sub-40-nm devices by higher carrier activation by laser spike annealing**, Yamamoto T., Kubo T., Sugekawa T., Feng L., Wang Y. et Kase M., *Journal of the electromechanical society*, v 153, n 7, p. 598-602 (2006)
- [17] **Process integration issues with spike, flash and laser anneal implementation for 90 and 65 nm technologies**, Feudel Th., Horstmann M., Herrmann L., Herden M., Gerhardt M., Greenlaw D., Fisher P. et Kluth J., *Proceedings of Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2006. 14th IEEE International Conference on*, p. 73-78 (2006)
- [18] **The enhancement of poly activation by laser annealing**, Chen Y., Jain A., Hu J., Mercer D., Hebb J., Upadhyaya D. et Wang Y., *Proceedings of the Electrochemical Society Conference*, vol. 5, p. 171-178 (2005)
- [19] **65nm CMOS high speed, general purpose and low power transistor technology for high volume foundry application**, Fung S.K.H. et al., *VLSI Technology, 2004. Digest of Technical Papers. Symposium on*, p. 92-93 (2004)
- [20] **A cost-effective low power platform for the 45-nm technology node**, Josse E. et al., *IEEE Electron Devices Meeting Technical Digest*, p. 1-4 (2006)
- [21] **Optimization of Sub-Melt Laser Anneal: Performance and Reliability**, Severi S., Augendre E., Thirupapuliyur S., Ahmed K., Felch S., Parihar V., Nouri F., Hoffman T., Noda T., O'Sullivan B., Ramos J., Andres E.S., Pantisano L., De Keersgieter A., Schreutelkamp R., Jennings D., Mahapatra S., Moroz V., De Meyer K., Absil P., Jurczak M. et Biesemans S., *IEEE Electron Devices Meeting Technical Digest*, p. 1-4 (2006)
- [22] **Implantation ionique et jonctions ultrafines : Caractérisation, ingénierie des défauts et application aux technologies 65 et 45 nm**, Thèse, Université Louis Pasteur, Strasbourg (2008)
- [23] **Ultrathin n+/p junction in preamorphized silicon by phosphorus and carbon coimplantation engineering: Influence of C location**, Cagnat N., Mathiot D. et Laviroin C., *Journal of Applied Physics*, v 102, n 10, p 106102-1-3 (2007)

- [24] **Ultra shallow junctions optimization with non doping species co-implantation**, Cagnat N., Laviron C., Mathiot D., Duriez B., Singer J., Gwoziecki R., Salvetti F., Dumont, B. et Pouydebasque A., *Materials Research Society Symposium Proceedings*, v 912, p. 15-20 (2006)
- [25] **Novel Locally Strained Channel Technique for High Performance 55nm CMOS**, Ota K., Sugihara K., Sayama H., Uchida T., Oda H., Eimori T., Morimoto H. et Inoue Y., *IEEE Electron Devices Meeting Technical Digest*, p. 27-30 (2002)
- [26] **Stress Memorization Technique (SMT) Optimization for 45nm CMOS**, Ortolland C., Morin P., Chaton C., Mastromatteo E., Populaire C., Orain S., Leverd F., Stolk P., Boeuf, F. et Arnaud F., *VLSI Technology, 2006. Digest of Technical Papers. Symposium on Int. Conf. VLSI Technology*. p. 78-79 (2006)
- [27] **Activation and redistribution of implanted P and B in polycrystalline Si by rapid thermal processing**, Chow R. et Powell R.A., *Journal of Vacuum Science & Technology A*, v 3, n 3, p. 892-895 (1985)
- [28] **Dynamic surface anneal: activation without diffusion**, Jennings D., Mayur A., Parihar V., Liang H., Mcintosh R., Adams B., Thomas T., Ranish J., Trowbridge T., Achutharaman R. et Thaukur R., *Proceedings of Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2004. 12th IEEE International Conference on*, p. 47-51 (2004)
- [29] **High Activation Laser Anneal Process for the 45nm CMOS Technology Platform**, Bidaud M., Bono H., Chaton C., Dumont B., Huard V., Morin P., Proencamota L., Ranica R. et Ribes G., *Proceedings of Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2007. 15th IEEE International Conference on*, p. 251-256 (2007)
- [30] **Pattern Effects in Thermal Processing Systems: Heat Transfer Fundamentals**, Hebb J., *Proceedings of Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2006. 14th IEEE International Conference on, Pattern Effect Workshop* (2006)
- [31] **A short history of pattern effects in thermal processing**, Timans P.J., *Materials Science Forum*, v. 573-574, p. 355-374 (2008)
- [32] **Channel Stress Modulation and Pattern Loading Effect Minimization of Milli-Second Super Anneal for Sub-65nm High Performance SiGe CMOS**, Chen C.H., Nieh C.F., Lin D.W., Ku K.C., Sheu J.C., Yu M.H., Wang L.T., Lin H.H., Chang H., Lee T.L., Goto K., Diaz C.H., Chen S.C. et Liang M.S., *VLSI Technology, 2006. Digest of Technical Papers. Symposium on*, p. 174-175 (2006)
- [33] **Evolution of polysilicon grain size during thermal treatments and oxidation**, Lemiti M., Audisio S., Mai C. et Balland B., *Revue de Physique Appliquée*, v 24, n 2, p. 133-141 (1989)
- [34] **Grain-Growth Mechanisms in Polysilicon**, Mei L., Rivier M., Kwark Y. et Dutton R. W., *Journal of the Electrochemical Society*, v 129, n 8, p. 1791-1795 (1982)
- [35] **Diffusion characteristics of boron and phosphorus in polycrystalline silicon**, Buonaquisti A.D., Carter W. et Holloway P.H., *Thin Solid Films*, v 100, n 3, p. 235-248 (1983)

- [36] **Diffusion of impurities in polycrystalline silicon**, Kamins T.I., Manoliu J. et Tucker R.N., *Journal of Applied Physics*, v 43, n 1, p. 83-91 (1972)
- [37] **Resistivity of LPCVD polycrystalline-silicon films**, Kamins T.I., *Journal of the Electrochemical Society*, v 126, n 5, p. 833-837 (1979)
- [38] **Phosphorus doping of low pressure chemically vapor-deposited silicon films**, Mandurah M.M., Saraswat, K.C. et Kamins T.I., *Journal of the Electrochemical Society*, v 126, n 6, p. 1019-1023 (1979)
- [39] **The electrical properties of polycrystalline silicon films**, Seto J.Y.W., *Journal of Applied Physics*, v 46, n 12, p. 5247-5254 (1975)
- [40] **Boron diffusion in polycrystalline silicon layers**, Horiuchi S. et Blanchard R., *Solid-State Electronics*, v 18, n 6, p. 529-532 (1975)
- [41] **Semiconductors and semimetals - CW beam processing of silicon and other semiconductors**, Gibbons J.F., Willardson R.K. et Beer A.C., Academic Press, Orlando, Volume 17 (1984)
- [42] **Physical and electrical properties of laser-annealed ion-implanted silicon**, Gat A., Gibbons J. F., Magee T. J., Peng J., Deline V. R., Williams P. et Evans Jr. C.A., *Applied Physics Letters*, v 32, p. 276-278 (1978)
- [43] **Use of a scanning cw Kr laser to obtain diffusion-free annealing of B-implanted silicon**, Gat A., Gibbons J. F., Magee T. J., Peng J., Williams P., Deline V. et Evans Jr C.A., *Applied Physics Letters*, v 33, p. 389-391 (1978)
- [44] **Electrical properties of thermally and laser annealed polycrystalline silicon films heavily doped with arsenic and phosphorus**, Solmi S., Severi M., Angelucci R., Baldi L. et Bilenchi R., *Journal of the Electrochemical Society*, v 129, n 8, p. 1811-1818 (1982)
- [45] **A process simulation model for multilayer structures involving polycrystalline silicon [for IC fabrication]**, Mei L. et Dutton R.W., *IEEE Transactions on Electron Devices*, v 29, n 11, p. 1726-1734 (1982)
- [46] **The materials science of thin films**, Ohring M., *Academic Press*, 2^{ème} edition (2001)
- [47] **Laser spike annealing for advanced CMOS devices**, Wang Y., Chen S., Shen M., Wang X., Zhou S., Hebb J. et Owen D., *Extended abstract of the 8th International Workshop on Junction Technology, 2008*, p. 128-132 (2008)
- [48] **Minimizing pattern dependency in millisecond annealing**, Feng L.M., Yun Wang et Markle D.A., *Extended Abstract of the Sixth International Workshop on Junction Technology, 2006*, p. 25-30 (2006)
- [49] **Advanced thermal processing of semiconductor materials in the msec-range**, Skorupa W., Yankov R.A., Voelskow M., Anwand W., Panknin D., McMahon R.A., Smith M., Gebel T., Rebohle L., Fendler R. et Hentsch W., *Proceedings of Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2005. 13th IEEE International Conference on*, p. 53-71 (2005)

- [50] **Flash thermal processing through the melting point of silicon**, Cibere J.J., McCoy S.P., Camm D., Stuart G.C. et Elliott K., *Proceedings of Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2003. 11th IEEE International Conference on*, p 55-62 (2003)
- [51] **Design of halogen lamps for rapid thermal processing**, Ranish J.M., *Proceedings of Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2003. 11th IEEE International Conference on*, p. 195-202 (2003)
- [52] **Pyrometry for laser annealing**, Adams B., Mayur A., Hunter A. et Ramanujam R., *Proceedings of Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2005. 13th IEEE International Conference on*, p. 105-109 (2005)
- [53] **Optical and Thermal Radiative Properties of Semiconductors Related to Micro/Nanotechnology**, Zhang Z. M., Fu C. J. et Zhu Q. Z., *Advanced Heat Transfer*, v 37, p. 179-296 (2003)
- [54] **Introduction to Microelectronic Fabrication**, Jaeger R.C., *Prentice Hall*, New Jersey, p. 81–88 (2001)
- [55] **Noncontact sheet resistance and leakage current mapping for ultra-shallow junctions**, Faifer V.N., Current M.I., Wong T.M.H. et Souchkov V.V., *Journal of Vacuum Science & Technology B*, v 24, n 1, p. 414-420 (2006)
- [56] **Secondary Ion Mass Spectrometry: Basic Concepts, Instrumental Aspects, Applications, and Trends**, Benninghoven A., Rüdener F. G. et Werner H. W., *Wiley*, New York (1987)
- [57] **Materials science and technology: a comprehensive treatment. Characterization of materials. Part I**. Cahn R.W., Haasen P., Kramer E.J. et Lifshin E., Vol. 2B, VCH, New York (1992)
- [58] **X-Ray diffraction procedures**, Klug, H. P. et Alexander, L. E., *John Wiley*, New York, chap. 9, p. 91 (1954)
- [59] **EELS in the TEM**, Egerton R.F. et Malac M., *Journal of Electron Spectroscopy and Related Phenomena*, v 143, n 2-3, p. 45-52 (2005)
- [60] **Microanalyse des matériaux de la microélectronique par microscopie électronique en transmission, spectroscopie de pertes d'énergie des électrons, spectroscopie d'émission X et cartographie à l'échelle du nanomètre**, Jullian S., Thèse de Doctorat, Université Joseph Fourier (2007)
- [61] **Two dimensional quantitative mapping of arsenic in nanometer-scale silicon devices using STEM EELS-EDX spectroscopy**, Servanton G., Pantel R., Juhel M. et Bertin F., *Micron*, v 40, n 5-6, p. 543-551 (2009)
- [62] **Three-dimensional atom mapping of dopants in Si nanostructures**, Thompson K., Booske J.H., Larson D.J. et Kelly T.F., *Applied Physics Letters*, v 87, p. 052108 (2005)

- [63] **Three dimensional characterization of dopant distribution in polycrystalline silicon by laser-assisted atom probe**, Inoue K., Yano F., Nishida A., Tsunomura T., Toyama T., Nagai Y. et Hasegawa M., *Applied Physics Letters*, v 93, n 13, p. 133507 (2008)
- [64] **Atomic scale study of boron interstitial clusters in ion-implanted silicon**, Ngamo M., Duguay S., Cristiano F., Daoud-Ketata K. et Pareige, P., *Journal of Applied Physics*, v 105, n 10, p. 104904 (2009)
- [65] **Characterization of a time multiplexed inductively coupled plasma etcher**, Ayon A.A., Braff R., Lin C.C., Sawin H.H. et Schmidt M.A., *Journal of the Electrochemical Society*, v 146, n 1, p. 339-349 (1999)
- [66] **Thermal Conductivity of Silicon and Germanium from 3°K to the melting point**, Glassenbrenner C.J. et Slack G.A., *Physical Review*, v 134, n 4A, p.1058-1069 (1964)
- [67] **A thermal description of the melting of c- and a- silicon under pulsed laser excimer**, Unamuno S. de et Fogarassy E., *Applied Surface Sciences*, v 36, p. 1-11 (1989)
- [68] **Thermal conductivity of heavily doped LPCVD polysilicon**, Tai Y.C., Mastrangelo C.H. et Muller R.S., *IEEE Electron Devices Meeting Technical Digest*, v 33, p. 278–281 (1987)
- [69] **Thermal and Electrical Anisotropy of Polycrystalline Silicon**, Bean K. E., Hentzschel H. P. et Colman D., *Journal of Applied Physics*, v 40, p. 2358-2359 (1969)
- [70] **A new method for measuring thermal conductivities of thin films**, Govorkov S., Ruderman W., Horn M. W. Goodman R. B. et Rothschild M., *Review of Scientific Instruments*, v 68, p. 3828-3834 (1997)
- [71] **A model for pulsed laser melting of graphite**, Steinbeck J., Braunstein G., Dresselhaus M.S., Venkatesan T. et Jacobson D.C., *Journal of Applied Physics*, v 58, n 11, p. 4374-4382 (1985)
- [72] **Rad-Pro User Manual**, Lee B.J. et Zhang Z., Version 1.1 (2005)
- [73] **Infrared absorption in silicon at elevated temperatures**, Rogne H., Timans P.J. et Ahmed H., *Applied Physics Letters*, v 69, n 15, p. 2190-2192 (1996)
- [74] **Optical Functions of Silicon at Elevated Temperatures**, Jellison G. E. et Modine F. A., *Journal of Applied Physics*, v 76, p. 3758-3761 (1994)
- [75] **Refractive Index of Silicon and Germanium and Its Wavelength and Temperature Derivatives**, Li H. H., *Journal of Physics and Chemistry References Data*, v 9 p. 561-658 (1980)
- [76] **Silicon optical constants in the infrared**, Schumann P.A. Jr., Keenan W.A., Tong A.H., Gegenwarth H.H. et Schneider C.P., *Journal of the Electrochemical Society*, v 118, n 1, p. 145-148 (1971)
- [77] **Optical study of undoped, B or P-doped polysilicon**, Laghla Y. et Scheid E., *Thin Solid Films*, v 306, p. 67–73 (1997)

- [78] **Optical properties of silicon thin films related to LPCVD growth condition**, Modreanu M., Gartner M., Cobianu C., O'Looney B. et Murphy F., *Thin Solid Films*, v 450, p. 105–110 (2004)
- [79] **Optical Properties of Phosphorus-Doped Polycrystalline Silicon Layers**, Lubberts G., Burkey B. C., Moser F. et Trabka E. A., *Journal of Applied Physics*, v 52, p. 6870-6878 (1981)
- [80] **Optical characterization of amorphous and polycrystalline silicon films**, Ibok E., Garg S., Li G.G., Forouhi A.R., Bloomer I. et Ager J.W., *Proceedings of the SPIE - International Society for Optical Engineering*, v 2877, p. 26-35 (1996)
- [81] **Handbook of Optical Constants of Solids**, Philipp H. R., *E. D. Palik*, Academic Press, Orlando (1985)
- [82] **Instationary conjugate optical-thermal fields in thin films due to pulsed laser heating: a comparison between back and front treatment**, Bianco N., Manca O. et Morrone B., *Heat and Mass Transfer*, v 34, n 4, p. 255-261 (1998)
- [83] **Laser Patterning method for integrated type a-Si solar cell sub modules**, Nakano S. et al., *Japanese Journal of Applied Optics*, v 21, p. 1936-1945 (1986)
- [84] **Modeling of pulsed laser irradiation of thin silicon layers**, Grigoropoulos C.P., Park H.K. et Xu X., *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v 36, n 4, p. 919-924 (1993)
- [85] **Numerical Model for Transient Analysis of Multilayer Thin Films Irradiated by a Moving Laser Source**, Bianco N., Manca O. et Ricci D., *Proceedings of the COMSOL Users Conference* (2007)
- [86] **Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings**, Moharam M.G., Grann E.B., Pommet D.A. et Gaylord T.K., *Journal of the Optical Society of America A*, v 12, n 5, p. 1068-76 (1995)
- [87] **Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures**, Li L., *Journal of the Optical Society of America A*, v 13, n 9, p. 1870-1876 (1996)
- [88] **Design of surface microrelief with selective radiative properties**, Sentenac A. et Greffet J.-J., *International Journal of Heat and Mass Transfer*, v 37, n 4, p. 553-558 (1994)
- [89] **Device scaling effect on the spectral absorptance of wafer front side**, Fu K., Chen Y.B., Hsu P.F. et Zhang Z.M., *Proceedings of Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2006. 14th IEEE International Conference on*, p. 267-83 (2006)
- [90] **Modeling Evolution of Temperature, Stress, Defects, and Dopant Diffusion in Silicon During Spike and Millisecond Annealing**, Moroz V., Martin-Bragado I., Zographos N., Matveev D., Zechner C. et Choi M., *MRS Symposium Proceedings, Doping Engineering for Front-End Processing*, v 1070, p. 1070-E06-06 (2008)
- [91] **First quantitative observation of local temperature fluctuation in millisecond annealing**, Kubo T., Sukegawa T., Takii E., Yamamoto T., Satoh S. et Kase M., *Proceedings of Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2007. 15th IEEE International Conference on*, p. 321-326 (2007)

- [92] **The effect of surface roughness on the radiative properties of patterned silicon wafers**, Hebb J.P., Jensen K.F. et Thomas J., *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing*, v 11, n 4, p. 607-614 (1998)
- [93] **Pattern effects and how to explore them**, Niess J., Berger R., Timans P.J. et Nenyai Z., *Proceedings of Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2002. 10th IEEE International Conference on*, p. 49-57 (2002)
- [94] **Rapid thermal processing of silicon wafers with emissivity patterns**, Rabus M., Fiory A.T., Ravindra N.M., Frisella P., Agarwal A., Sorsch T., Miner J., Ferry E., Klemens F., Cirelli R. et Mansfield W., *Journal of Electronic Materials*, v 35, n 5, p. 877-891 (2006)
- [95] **The effect of multilayer patterns on temperature uniformity during rapid thermal processing**, Hebb J.P. et Jensen, K.F., *Journal of the Electrochemical Society*, v 143, n 3, p. 1142-1151 (1996)
- [96] **Optical interference effect on chip's temperature distribution in the optical annealing process**, Ohno H., Itani T. et Yoshinori H., *Proceedings of Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2008. 16th IEEE International Conference on*, p. 103-106 (2008)
- [97] **RTA-driven intra-die variations in stage delay, and parametric sensitivities for 65nm technology**, Ahsan I., Zamdmer N., Glushchenkov O., Logan R., Nowak E.J., Kimura H., Zimmerman J., Berg G., Herman J., Maciejewski E., Chan A., Azuma A., Deshpande S., Dirahoui B., Freeman G., Gabor A., Gribelyuk M., Huang S., Kumar M., Miyamoto K., Mocuta D., Mahorowala A., Leobandung E., Utomo H. et Walsh, B., *VLSI Technology, 2006. Digest of Technical Papers. 2006 Symposium on*, p. 170-171 (2006)
- [98] **Investigation of Pattern Effects in Rapid Thermal Processing Technology: Modeling and Experimental Results**, Cacho F., Bono H., Beneyton R., Dumont B., Bianchini R., Colin A., Fiori V. et Morin P., *Accepté dans IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing* (2010)
- [99] **Managing annealing pattern effects in 45nm Low Power CMOS technology**, Morin P., Cacho F., Beneyton R., Dumont B., Bidaud M., Josse E., Gallon C., Ranica R., Villaret A., Bianchini R., Devoivre T., Serret E., Binger R., Barla K., Haond M., Colin A., Bono H. et Chaton C., *Proceedings of the IEEE European Solid State Device Research Conference*, p. 288-291 (2009)
- [100] **High-Performance 45nm node CMOS Transistors Featuring Flash Lamp Annealing (FLA)**, Sanuki T., Iwamoto T., Ota K., Komoda T., Yamazaki H., Eiho A., Miyagi K., Nakayama K., Fuji O., Togo M., Ohno K., Yoshimura H., Yoshida K., Ito T., Minej A., Yoshino K., Itani T., Matsuo K., Sato T., Mori S., Nakazawa K., Nakazawa M., Shinyama T., Suguro K., Mizushima I., Iwasa S., Muramatsu S., Nagaoka K., Ikeda M., Saito M., Naruse H., Enomoto Y., Kitano T., Iwai M., Imai K., Nagashima N., Kuwata T. et Matsuoka F., *IEEE Electron Devices Meeting Technical Digest*, p. 281-284 (2007)
- [101] **Integration of Sub-melt Laser Annealing on Metal Gate CMOS Devices for Sub 50 nm Node DRAM**, Buh G.H., Yon G.H., Park T.S., Lee J.W, Kim J.; Wang Y., Feng L., Wang X., Shin Y.G., Choi S., Chung U.I., Moon J.T. et Ryu B.I, *IEEE Electron Devices Meeting Technical Digest* (2006)

- [102] **Pattern-dependent heating of 3d structures**, Granneman E., Pages X., Terhorst H., Verheyden K., Vanormelingen K. et Rosseel E., *Proceedings of Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2007. 15th IEEE International Conference on*, p. 155-162 (2007)
- [103] **Ultra-shallow junction by laser annealing: Integration issues and modelling**, La Magna A., Alippi P., Deretzis I., Privitera V., Fortunato G., Mariucci L., Magri A., Monakhov E., et Svensson B., *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, v 253, p. 1–8 (2006)
- [104] **Laser Annealed Junctions: Process Integration Sequence Optimization for Advanced CMOS Technologies**, Hoffmann T., Noda T., Felch S., Severi S., Parihar V., Forstner H., Vrancken C., de Potter M., van Daele B., Bender H., Niwal M., Schreutelkamp R., Vandervorst W., Biesemans S. et Absil P.P., *Proceedings of the 7th International Workshop on Junction Technology*, p. 137-170 (2007)
- [105] **Simulation of the sub-melt laser anneal process in 45 CMOS technology – Application to the thermal pattern effects**, Colin A., Morin P., Cacho F., Bono H., Beneyton R., Bidaud M., Mathiot D. et Fogarassy E., *Material Science and Engineering B*, v 154-155, p. 31-34 (2008)
- [106] **Simulation of Pattern Effects during Millisecond Annealing used in Advanced MOS Technologies**, Cacho F., Bono H., Beneyton R., Dumont B., Colin A., Morin P., *Journal of Applied Physics*, v 108, n 1, p. 014902-014902-9 (2010)
- [107] **Diffusion et activation des dopants usuels dans les couches supérieures du MOS**, Nedelec S., Thèse, INSA, Lyon (1996)
- [108] **Segregation of arsenic to the grain boundaries in polycrystalline silicon**, Swaminathan B., Demoulin E., Sigmon T.W., Dutton R.W. et Reif R., *Journal of the Electrochemical Society*, v 127, n 10, p. 2227-2229 (1980)
- [109] **Dopant segregation in polycrystalline silicon**, Mandurah M. M., Saraswat K. C., Helms C. R. et Kamins T. I., *Journal of Applied Physics*, v 51, n 11, p. 5755-5763 (1980)
- [110] **Effect of arsenic segregation on the electrical properties of grain boundaries in polycrystalline silicon**, Wong C.Y., Grovenor C.R.M., Batson P.E. et Smith D.A., *Journal of Applied Physics*, v 57, n 2, p. 438-442 (1985)
- [111] **Scanning transmission electron microscope microanalytical study of phosphorus segregation at grain boundaries in thin-film silicon**, Rose J.H. et Gronsky R., *Applied Physics Letters*, v 41, n 10, p. 993-995 (1982)
- [112] **Grain boundary segregation in silicon heavily doped with phosphorous and arsenic**, Carabelas A., Nobili D. et Solmi S., *Journal de physique, Colloque*, v 43, n C-1, p.187-192 (1982)
- [113] **Kinetics of arsenic segregation at grain boundaries in polycrystalline silicon**, Nedelec S., et Mathiot D., *Semiconductor Science and Technology*, v 12, p. 1438–1445 (1997)
- [114] **Grain boundary diffusion in polycrystalline silicon films on SiO₂**, Baumgart H., Leamy H.J., Celler G.K. et Trimble L.E., *Journal de Physique, Colloque*, v 43, n C-1, p. 363-368 (1982)

- [115] **Diffusion of arsenic in bilayer polycrystalline silicon films**, Arienzo M., Komem Y. et Michel A.E., *Journal of Applied Physics*, v 55, n 2, p. 365-369 (1984)
- [116] **Arsenic implantation into polycrystalline silicon and diffusion to silicon substrate**, Tsukamoto K., Akasaka Y. et Horie K., *Journal of Applied Physics*, v 48, n 5, p. 1815-1821 (1977)
- [117] **A novel method to measure lateral diffusion length in polycrystalline silicon**, Sato Y., Murase K. et Harada H., *Journal of the Electrochemical Society*, v 129, n 7, p. 1635-1638 (1982)
- [118] **Diffusion of arsenic in polycrystalline silicon**, Swaminathan B., Saraswat K.C., Dutton R.W. et Kamins T.I., *Applied Physics Letters*, v 40, n 9, p. 795-798. (1982)
- [119] **Phosphorus diffusion in polycrystalline silicon**, Losee D.L., Lavine J.P., Trabka E.A., Lee, S.-T. et Jarman C.M., *Journal of Applied Physics*, v 55, n 4, p. 1218-1220 (1984)
- [120] **Backscattering study of implanted arsenic distribution in poly-silicon on insulator**, Takai M., Izumi M., Matunaga K., Gamo K., Namba S., Minamisono T., Miyauchi M. et Hirao T., *Nuclear Instruments & Methods in Physics Research, Section B*, v B19-20, n 2, p. 603-606 (1987)
- [121] **Arsenic-implanted polysilicon layers**, Ryssel H., Iberl H., Bleier M., Prinke G., Haberberger K. et Kranz, H., *Applied Physics A*, v 24, n 3, p. 197-200 (1987)
- [122] **The lateral diffusion of boron in polycrystalline silicon and its influence on the fabrication of sub-micron MOSTs**, Coe D.J., *Solid-State Electronics*, v 20, n 12, p. 985-992 (1977)
- [123] **Boron Diffusion in polycrystalline silicon**, Ghannam M.Y., Dutton R.W. et Novak S.W., *Science and Technology of Microfabrication Symposium*, 1987, p. 283-288 (1987)
- [124] **The Diffusivity of Arsenic in Silicon**, Armstrong J.W., *Journal of the Electrochemical Society*, v 109, p. 1065 (1962)
- [125] **Accurate measurements of the intrinsic diffusivities of boron and phosphorus in silicon**, Haddara Y. M., Folmer B. T., Law M. E. et Buyuklimanli T., *Applied Physics Letters*, v 77, n 13, p. 1319-1321 (2000)
- [126] **Complete process modeling for VLSI multilayer structures**, Sakamoto K., Nishi K., Yamaji T., Miyoshi T. et Ushio S., *Journal of the Electrochemical Society*, v 132, n 10, p. 2457-2462 (1985)
- [127] **Resistivity of boron-doped polycrystalline silicon**, Ghannam M.Y. et Dutton R.W., *Applied Physics Letters*, v 52, n 15, p. 1222-1224 (1988)
- [128] **A model for conduction in polycrystalline silicon. I. Theory**, Mandurah M.M., Saraswat K.C. et Kamins T.I., *IEEE Transactions on Electron Devices*, v 28, n 10, p. 1163-1171 (1981)
- [129] **High-temperature scanning CW laser-induced diffusion of arsenic and phosphorus in silicon**, Matsumoto S., Gibbons J.F., Deline V. et Evans C.A. Jr., *Applied Physics Letters*, v 37, n 9, p. 821-824 (1980)

- [130] **Errors in near-surface and interfacial profiling of boron and arsenic**, Vandervorst W., Janssens T., Brijs B., Conard T., Huyghebaert C., Fruhuau J., Bergmaier A., Dollinger G., Buyuklimanli T., VandenBerg J. A. et Kimura K., *Applied Surface Sciences*, v 231-232, p. 618-631 (2004)
- [131] **Ultra shallow junctions formed by sub-melt laser annealing**, Falepin A., Janssens T., Severi S., Vandervorst W., Felch S.B., Parihar, V. et Mayur A., *Proceedings of Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2005. 13th IEEE International Conference on*, p. 87-91 (2005)
- [132] **Overview of the prospects of ultra-rapid thermal process for advanced CMOSFETs**, Suguro K., Ito T., Matsuo K., Iinuma T. et Nishinohara K.T., *Fourth International Workshop on Junction Technology*, p. 18-21 (2004)
- [133] **Atomic-scale APFIM and TEM investigation of grain boundary microchemistry in Astroloy nickel base superalloys**, Blavette D., Duval P., Letellier L. et Guttman M., *Acta material*, v 44, n 12, p. 4995-5005 (1996)
- [134] **Intrinsic point defects, impurities & their diffusion in Si**, Pichler P., *Computational Microelectronics*, S. Selberherr, Springer-Verlag Wien New York (2004)
- [135] **Dopant diffusion in silicon : A consistent view involving nonequilibrium defects**, Mathiot D. et Pfister J.C., *Journal of Applied Physics*, v 55, n 10, p. 3518-3530 (1984)
- [136] **Improved boron activation with reduced preheating temperature during flash annealing of preamorphized silicon**, Poon C.H., See A., Tan Y., Zhou M. et Gui D., *Journal of the Electrochemical Society*, v 155, n 2, p. H59-H63 (2008)
- [137] **Boron activation and diffusion in silicon and strained silicon-on-insulator by rapid thermal and flash lamp annealings**, Lanzerath F., Buca D., Trinkaus H., Goryll M., Mantl S., Knoch J., Breuer U., Skorupa W. et Ghyselen B., *Journal of Applied Physics*, v 104, n 4, p. 044908-1-7 (2008)
- [138] **Activation of Implanted Boron Atoms in Silicon Wafers by Infrared Semiconductor Laser Annealing Using Carbon Films as Optical Absorption Layers**, Sano N., Andoh N., Sameshima T., Matsuda Y. et Andoh Y., *Japanese Journal of Applied Physics*, v 46, n 2, p. 25-28 (2007)
- [139] **Diffusion of boron in polycrystalline silicon**, Nedelec S., Mathiot D. et Gauneau M., *Proceedings of the 26th European Solid State Device Research Conference*, p. 153-156 (1996)
- [140] **Dopant and carrier concentration in Si in equilibrium with monoclinic SiP precipitates**, Solmi S., Parisini A., Angelucci R., Armigliato A., Nobili D. et Moro L., *Physical Review B*, v 53, n 12, p. 7836 (1996)
- [141] **Precipitation, aggregation, and diffusion in heavily arsenic-doped silicon**, Nobili D., Solmi S., Parisini A., Derdour M., Armigliato A. et Moro L., *Physical Review B*, v 49, n 4, p. 2477 (1994)
- [142] **High-Concentration Boron Diffusion in Silicon: Simulation of the Precipitation Phenomena**, Solmi S., Landi E. et Bruffaldi F., *Journal of Applied Physics*, v 68, n 7, p. 3250 (1990)

- [143] **On the analysis of the activation mechanisms of sub-melt laser anneals**, Clarysse T., Bogdanowicz J., Goossens J., Moussa A., Rosseel E., Vandervorst W., Petersen D.H., Lin R., Nielsen P.F., Hansen O., Merklin G., Bennett N.S. et Cowern N.E.B., *Materials Science & Engineering: B*, v 154-155, 5, p. 24-30 (2008)
- [144] **Activation of silicon implanted with phosphorus atoms by infrared semiconductor laser annealing**, Sameswma T., Maki M., Takiuchi M., Andoh N., Sano N., Matsuda Y. et Andoh Y., *Japanese Journal of Applied Physics, Part 1*, v 46, n 10A, p. 6474-6479 (2007)
- [145] **Cw laser anneal of polycrystalline silicon: Crystalline structure, electrical properties**, Gat A., Gerzberg L., Gibbons J. F., Magee T. J., Peng J., et Hong J. D., *Applied Physics Letters*, v 33, p. 775-778 (1978)
- [146] **Polycrystalline silicon for integrated circuit applications**, Kamins T.I., *Kluwer Academic Publishers*, Boston (1988)
- [147] **Impact of multiple sub-melt laser scans on the activation and diffusion of shallow Boron junctions**, Rosseel E., Vandervorst W., Clarysse T., Goossens J., Moussa A, Lin R., Petersen D.H., Nielsen P.F., Hansen O., Bennett N.S., et Cowern N.E.B., *Proceedings of Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2008. 16th IEEE International Conference on*, p. 135-140 (2008)
- [148] **Optimized ultra-low thermal budget process flow for advanced high-k / metal gate first CMOS using laser-annealing technology**, Ortolland C., Ragnarsson L.-A., Favia P., Richard O., Kerner C., Chiarella T., Rosseel E., Okuno Y., Akheyar A., Tseng J., Everaert J.-L., Schram T., Kubicek S., Aoulaiche M., Cho M.J., Absil P.P., Biesemans S. et Hoffmann T.; *VLSI Technology, 2009. Digest of Technical Papers. Symposium on Int. Conf. VLSI Technology*, p. 38-39 (2009)
- [149] **Advanced annealing strategies for the 32 nm node**, Kampen C., Martinez-Limia A., Pichler P., Burenkov A., Lorenz J. et Ryssel H., *Proceedings of the 2008 International Conference on Simulation of Semiconductor Processes and Devices*, p. 317-320 (2008)
- [150] **Wavelength and polarization dependent absorbtion effects in millisecond annealing of metal gate structures**, Ceperley D.P., Neureuther A.R., Hawryluk A., Wang X., Shen M. et Wang Y., *Proceedings of Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2008. 16th IEEE International Conference on*, p. 211-217 (2008)
- [151] **Advances on 32nm NiPt Salicide Process**, Chen Y.W., Ho N.T., Lai J., Tsai T.C., Huang C.C., Wu, J.Y., Ng B., Mayur A.J., Tang A., Muthukrishnan S., Zelenko J. et Yang H., *Proceedings of Advanced Thermal Processing of Semiconductors, 2009. 17th IEEE International Conference on*, p. 1-4 (2009)

Annexe : Bibliographie personnelle

COLIN A., MORIN P., CACHO F., BONO H., BENEYTON R., BIDAUD M., MATHIOT D., FOGARASSY É., **Simulation of the sub-melt laser anneal process in 45 CMOS technology: Application to the thermal pattern effects**, *European Material Research Society (E-MRS) Spring Conference, Symposium on Front-end Junction and Contact Formation in Future Silicon/Germanium Based Devices*, Strasbourg (France), May 26-30, 2008. *Mater. Sci. Eng. B* 154-155, 2008, p. 31-34.

BENEYTON R., COLIN A., BONO H., CACHO F., BIDAUD M., DUMONT B., MORIN P., BARLA K., **Origin of local temperature variation during spike anneal and millisecond anneal**, *16th Int. IEEE Conf. on Advanced Thermal Processing of Semiconductors (RTP 2008)*, Las Vegas (USA), September 30 - October 3, 2008, *Proc.* p. 183-193 (2008)

COLIN A., MORIN P., BENEYTON R., PINZELLI L., MATHIOT D., FOGARASSY É., **Dopant diffusion and activation induced by sub-melt laser anneal within the co-implanted p+ polycrystalline silicon gate used in CMOS technologies**, *European Material Research Society (E-MRS) Spring Conference, Symposium on Silicon and Germanium issues for future CMOS devices*, Strasbourg (France), June 8-12, 2009, *Thin Solid Films*, v 518, n 9, p. 2390-2393 (2010)

DUGAY S., COLIN A., MATHIOT D., **3D distribution of implanted impurities in annealed poly-silicon films**, *Int. Atom Probe Workshop 2009*, Oxford, September 13-16, 2009.

MORIN P., COLIN A., CACHO F., BENEYTON R., DUMONT B., BIDAUD M., JOSSE E., GALLON C., RANICA R., VILLARET A., BIANCHINI R., DEVOIVRE T., SERRET E., CHATON C., BONO H., BINGER R., BARLA K., HAOND M., **Managing annealing pattern effects in 45nm Low Power CMOS technology**, *Int. Conf. IEEE ESSDERC (2009)*, Athènes (Grèce), *Proc.* p. 288-291 (2010). *Solid State Electronics*, v 54, p. 897-902 (2010)

CACHO F., BONO H., BENEYTON R., DUMONT B., COLIN A., MORIN P., **Simulation of Pattern Effect induced by Millisecond Annealing used in Advanced Metal-Oxide-Semiconductor Technologies**, *Journal of Applied Physics*, v 108, p. 014902 (2010)

CACHO F., COLIN A., BONO H., BENEYTON R., DUMONT B., BIANCHINI R., FIORI V., MORIN P., **Investigation of Pattern Effects in Rapid Thermal Processing Technology: Modeling and Experimental Results**, *Accepté dans IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing* (2010).