



HAL
open science

Procédé laser de réalisation de jonctions ultra-minces pour la microélectronique silicium: étude expérimentale, modélisation et tests de faisabilité

Miguel Hernandez

► To cite this version:

Miguel Hernandez. Procédé laser de réalisation de jonctions ultra-minces pour la microélectronique silicium: étude expérimentale, modélisation et tests de faisabilité. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Paris Sud - Paris XI, 2005. Français. NNT: . tel-00009586

HAL Id: tel-00009586

<https://theses.hal.science/tel-00009586>

Submitted on 24 Jun 2005

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

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

N° D'ORDRE : 7877

UNIVERSITE PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THESE

présentée et soutenue publiquement

pour obtenir

*Le GRADE de DOCTEUR EN SCIENCES
de L'UNIVERSITE D'ORSAY*

par

MIGUEL HERNANDEZ

Procédé laser de réalisation de jonctions ultra-minces pour la microélectronique silicium : étude expérimentale, modélisation et tests de faisabilité.

Soutenue le 25 mai 2005 devant la commission d'examen

M. Eric Fogarassy	Rapporteur
M. Aomar Halimaoui	Rapporteur
M. Augustin Martinez	Président du jury
Mme Marie-Noëlle Séméria	
M. Marc Stehlé	

Directeur de thèse : Jacques Boulmer

Laboratoire d'Electronique Fondamentale, IEF - UMR CNRS 8622
Université Paris XI, Bât. 220
91405 Orsay cedex, France

A mes parents

Remerciements

J'aimerais par ces quelques lignes remercier toutes les personnes qui, d'une manière ou d'une autre, ont contribué au bon déroulement de ces trois années, tant au niveau humain qu'au niveau scientifique, et elles furent nombreuses.

Ce travail a été réalisé dans le cadre d'un programme de recherche dans lequel la société SOPRA de Bois-Colombes, le département Physique et Technologie des Procédés (PTP) de l'Institut d'Electronique Fondamentale (IEF) à l'Université Paris Sud d'Orsay, et les départements du DTEN (Département des Technologies et des Energies Nouvelles) du CEA et du D2NT du CEA-LETI étaient partenaires. J'ai ainsi, au cours de mes travaux de recherche, travaillé sur chacun de ces sites, entre Grenoble et la région parisienne.

Mes remerciements s'adressent tout d'abord à Monsieur Marc Stehlé, président de la société SOPRA, pour m'avoir permis de réaliser cette thèse dans d'excellentes conditions.

Je remercie Monsieur Jacques Boulmer, directeur de recherche à l'IEF pour avoir accepté de diriger l'ensemble de ces travaux en tant que directeur de thèse et pour son apport scientifique tout au long de ce travail.

Je tiens également à remercier Monsieur Cyrille Laviron, du CEA-LETI pour avoir suivi mon travail au quotidien, pour ses qualités tant humaines que scientifiques, pour m'avoir fait partager ses connaissances en microélectronique, et pour avoir toujours été présent pour répondre à mes interrogations.

Je souhaite remercier l'ensemble des membres du jury qui ont accepté de me faire l'honneur de juger ce travail, Messieurs Aomar Halimaoui de STMicroelectronics, Eric Fogarassy du laboratoire InESS de Strasbourg, rapporteurs, Monsieur Augustin Martinez du LAAS de Toulouse, et Mme Marie Noelle Semeria du CEA-LETI. Je voudrais par ces quelques mots les en remercier sincèrement.

Je remercie l'ensemble des personnes de SOPRA avec qui j'ai pu travailler tout au long de cette thèse : Messieurs Dorian Zahorski et Dominique Bérard, responsables successifs du département LASER de SOPRA, ont suivi ce travail, participé à son bon déroulement et prodigué de précieux conseils.

Je tiens à remercier plus particulièrement Monsieur Julien Venturini, pour le suivi au quotidien de ce travail, pour toutes ces soirées passées devant le laser à traiter les dispositifs MOSFET, et pour ses commentaires constructifs sur le mémoire de thèse.

Enfin, je remercie l'ensemble de l'équipe laser, Maxime Makarov, Cyril Dutems, Marc Mestre et bien sûr Bruno Godard qui m'a consacré du temps en explications et conseils sur les dispositifs optiques, et comme il le dit si bien, pour "ces petits détails, qui parfois peuvent paraissent insignifiant et grâce auxquels on fait de grandes choses".

Je souhaite également bonne continuation à Youssef Loumani, doctorant à SOPRA. Merci également à Christophe Defranoux, Patrice Heinrich, Agnes Caramente, Sophie Bourtault pour leur aide lors des mesures ellipsométriques à SOPRA. Merci également à Bernard Castellon, Christophe Coulibeuf et Thierry Emeraud pour leur bonne humeur.

Je tiens à remercier chaleureusement Monsieur Jean-Louis Santailier qui m'a encadré au cours de mon stage de DEA au DTEN (anciennement CEREM), puis a suivi mon travail de thèse, avec dynamisme et efficacité. J'ai ainsi pu grâce à sa précieuse aide, prendre rapidement en main le logiciel de simulation FIDAP. Je remercie également Monsieur Denis Camel pour m'avoir consacré du temps pour mieux comprendre les phénomènes thermodynamiques entrant en jeu lors du recuit laser.

Je remercie Monsieur Olivier Demolliens, responsable du département D2NT, Thierry Billon et Daniel Bensahel, responsables du laboratoire Front-End au LETI/D2NT, pour leur accueil au LETI. Je remercie l'ensemble des personnes avec qui j'ai pu travailler lorsque j'étais à Grenoble, notamment Véronique Carron, André Michallet, Pascal Besson, Jean-Marc Tournoud,... pour leur aide dans le domaine du process et pour leur bonne humeur au quotidien.

L'intégration du procédé n'aurait pas pu être étudié sans l'appui de Monsieur Simon Deleonibus et, bien sur de Jean de Pontcharra (merci Pompon pour ta bonne humeur et ton aide). Merci également Hervé Achard, Marc Gely, pour avoir mouillé leur chemise afin d'avoir des résultats électriques à temps et Alain Toffoli pour les tests paramétriques et son aide pour l'exploitation des résultats électriques.

Pour leurs aides précieuses et leur disponibilité, je tiens à remercier l'ensemble des personnes impliquées dans les diverses caractérisations des jonctions dopées par laser à la fois, au LETI et à l'IEF : Frédéric Laugier et Philippe Holliger (SIMS) , Anne-Marie Papon et son équipe (TEM), Philippe Lecoeur et Jean-Luc Perrossier lors des mesures des spectres de diffraction X et René Laval (MEB).

Je remercie la société IBS et Messieurs Laurent Roux, Franck Toregrossa et Frédéric Milesi pour m'avoir permis de présenter quelques résultats sur les implantations par immersion plasma.

Je remercie également tout le département PTP de l'IEF et mes collègues de travail de tous les jours : Thierry Sarnet, Dominique Débarre et Gurwan Kerrien qui m'a précédé.

Merci aussi à Johann See (merci de m'avoir initié au langage Latex), Arnaud Bournel, Christophe Chassat de CMO.

Je tiens à saluer ceux que j'ai eu le plaisir de croiser au cours de cette thèse : Cédric, Seb, Marion, Rébha, Cricri, Laurent, Xavier, Gridou, Hervé, Emile, Houcine, Fil, Karim, Delphine, Mathieu...

Et bien sûr, Delph' (l'espagnol de mademoiselle...), Fred (s'il le faut, je nierai tout), Cécile (finies les pauses café depuis que tu es à Grenoble), Amanda (pour ces agréables soirées et les films qui m'ont toujours fait dormir) , Yves (c'est pour quand cette pizzeria ? Je m'occupe des recuits), Yo (le roi du swing).

Et pour finir, à mes parents sans qui ces études n'auraient jamais pu aboutir, et qui m'ont toujours fait confiance. A ma soeur et à ma famille, qui m'ont supporté pendant cette période.

Table des Matières

Table des matières	7
Introduction	13
I Techniques employées pour la réalisation de jonctions ultra-minces	17
I-A Évolution du MOSFET - ITRS	17
I-B Implantation ionique	19
I-B.1 Principe de l'implantation ionique	19
I-B.2 Implantation par immersion plasma	21
I-B.3 Interaction ion/matière, cas d'un matériau amorphe	21
I-B.4 Canalisation des ions dans une structure cristalline	25
I-B.4.a Distribution des ions	25
I-B.4.b Cas du silicium	25
I-B.5 Modification de la structure : défauts et amorphisation	29
I-B.5.a Défauts impliqués	29
I-B.5.b Amorphisation	30
I-C Recuits thermiques	33
I-C.1 Diffusion	33
I-C.2 Diffusion accélérée et transitoire et évolution des défauts	34
I-C.3 Évolution des recuits	35
I-C.3.a Recuit thermique rapide ou RTP ("Rapid Thermal Processing")	36
I-C.3.b Recuits "Flash"	36
I-C.3.c Influence de la rampe de montée en température	36
I-C.4 Recuit à basse température : recristallisation en phase solide	38
I-D Méthodes alternatives de dopage : dépôt par épitaxie	38
I-E Le dopage par laser	40
I-E.1 Principe du dopage par laser	40
I-E.2 Interaction laser/matière	41
I-E.3 Absorption de l'onde électromagnétique et mécanismes de transfert de la chaleur	43
I-E.4 Redistribution des dopants	45
I-E.5 Prédiction de l'utilisation des équipements de recuits dans l'industrie de la microélectronique.	47

II Dispositifs expérimentaux	49
II-A Les lasers à excimère	49
II-B Caractéristiques des lasers employés à SOPRA et à l'IEF	51
II-B.1 Le laser SOPRA	53
II-C Dispositifs expérimentaux à l'IEF et à SOPRA	55
II-C.1 Homogénéiseur de faisceau	55
II-C.2 Caractérisation in situ en temps réel par réflectivité transitoire . . .	57
II-C.3 Dispositif à SOPRA	58
II-C.4 Dispositif à l'IEF	60
III Simulations numériques	63
III-A Simulations thermodynamiques	63
III-A.1 Modèle thermique macroscopique	64
III-A.2 Longueurs caractéristiques de l'interaction laser	65
III-A.2.a Régime de forte absorption	66
III-A.2.b Régime de faible absorption	68
III-A.3 Importance relative des différents modes de transferts thermiques .	69
III-A.3.a Rayonnement à la surface	69
III-A.3.b Convection dans le liquide	69
III-A.4 Paramètres thermiques et optiques du silicium	71
III-A.4.a Changement de phase	71
III-A.4.b Modèle enthalpique	72
III-B Modélisations à une dimension	76
III-B.1 Validation du modèle dans le cas à une dimension	76
III-B.2 Description du modèle thermique	76
III-B.3 Tests de sensibilité du modèle aux paramètres thermiques	79
III-B.4 Évolution de la température et du front de fusion pour les lasers de l'IEF et de SOPRA	83
III-B.5 Influence du profil temporel de l'impulsion laser	87
III-C Modélisations à deux dimensions	90
III-C.1 Simulation thermique d'un spot infiniment long et de largeur 1 μm .	91
III-C.2 Modélisation de structure de type transistors	92
III-C.3 Solutions alternatives aux problèmes du confinement thermique . .	94
III-C.3.a Prémorphisation des sources et drains	94
III-C.3.b Cas du substrat SOI	94
III-C.3.c Ajout de couches protectrices	95
III-D Diffraction électromagnétique	97
III-D.1 Description du modèle électromagnétique	97
III-D.2 Calcul du champ en polarisation TE et TM pour une structure de type MOSFET	99
III-E Conclusion	102
IV Propriétés des jonctions recuites par laser à excimère	103
IV-A Expériences réalisées et caractérisations	103
IV-B Caractérisations in situ par réflectivité transitoire	105
IV-B.1 Principe et modélisation	105

IV-B.2	Réfectivité du silicium cristallin	108
IV-B.3	Cas du silicium amorphe-recristallisation explosive	109
IV-B.3.a	Mécanismes de la recristallisation explosive	109
IV-B.3.b	Réfectivité du silicium amorphe	110
IV-C	Caractérisations ex situ	113
IV-C.1	Caractérisations électriques par la méthode des 4 pointes	113
IV-C.1.a	Principe de la mesure	113
IV-C.1.b	Mesures obtenues sur les couches implantées	114
IV-C.1.c	Cas particulier de couches amorphisées	118
IV-C.1.d	Uniformité du traitement laser	119
IV-C.2	Répartition des dopants après recuit laser : profils SIMS	122
IV-C.2.a	Principe du SIMS	122
IV-C.2.b	Profils SIMS obtenus après traitement laser	124
IV-C.3	Jonctions obtenues par implantation par immersion plasma	133
IV-C.3.a	Principe	133
IV-C.3.b	Protocole expérimental	133
IV-C.3.c	Réfectivité transitoire obtenue sur les couches implantées par PIII	133
IV-C.3.d	Influence des conditions d'implantations	134
IV-C.3.e	Influence du nombre de tirs laser	136
IV-C.3.f	Conclusion et comparaison avec un recuit RTP/Spike	136
IV-C.4	Caractérisations électriques par "Spreading Resistance Profiling"	138
IV-C.4.a	Principe	138
IV-C.4.b	Résultats et discussion	138
IV-C.5	Microscopie électronique en transmission	141
IV-C.5.a	Principe	141
IV-C.5.b	Observations réalisées	141
IV-C.5.c	Discussion	145
IV-C.6	Caractérisations par microscopie à force atomique	147
IV-C.6.a	Expériences réalisées avec le laser Lambda Physik	147
IV-C.6.b	Expériences réalisées avec le laser SOPRA	147
IV-C.7	Diffraction par rayons X	150
IV-C.7.a	Principe	150
IV-C.7.b	Mesures et discussion	150
IV-D	Couches obtenues par LTP sur substrat SOI	153
IV-D.1	Modélisations thermiques	153
IV-D.2	Mesures par ellipsométrie spectroscopique infra-rouge	153
IV-E	Déactivation après recuit	158
IV-E.1	Problèmes liés à un post recuit.	158
IV-E.2	Nature de la déactivation	158
IV-E.3	Expériences réalisées	158
IV-E.4	Discussion	159
IV-F	Influence de la durée de l'impulsion laser : impulsions très longues	161
IV-F.1	Principe	161
IV-F.2	Résultats obtenus	162

IV-F.3 Discussion	165
IV-G Dopage par GILD ("Gas Immersion Laser Doping")	166
IV-G.1 Principe	166
IV-G.2 Résultats obtenus	167
IV-H Conclusion	170

V Intégration du procédé laser pour la réalisation des extensions MOS-FET	173
V-A Introduction	173
V-A.1 Problèmes liés au recuit laser de structures MOSFET	173
V-A.2 Solutions et élargissement de la fenêtre de procédé laser	174
V-A.2.a Régime sans fusion	174
V-A.2.b Utilisation de couches amorphes	175
V-A.2.c Couches réfléchrices et anti-réfléchrices	175
V-A.2.d Autres solutions envisageables	175
V-A.3 Modules de tests	175
V-B Réintroduction des plaques traitées en salle blanche et problèmes liés à la contamination	177
V-B.1 Précautions de manipulation et conditions expérimentales	177
V-B.2 Mesures de la contamination	177
V-B.3 Analyse des résultats	178
V-B.4 Seconde campagne de mesure	178
V-B.5 Nettoyages chimiques	179
V-C Tests de LTP sur des structures nues	182
V-C.1 Observations avant recuit	182
V-C.2 Observations après recuit	182
V-D Structures avec couches réfléchrices et anti-réfléchrices	184
V-D.1 Problématique	184
V-D.2 Couches d'oxyde de silicium	184
V-D.2.a Influence de la température de dépôt et amorphisation	184
V-D.2.b Dépôts utilisés	185
V-D.2.c Propriétés optiques	186
V-D.2.d Irradiations laser "pleine plaques"	187
V-D.2.e Mesures de résistivité et SIMS	188
V-D.2.f Dépôts sur structures	189
V-D.3 Couches de nitrure de silicium	189
V-D.3.a Techniques de dépôt	189
V-D.3.b Propriétés optiques	190
V-D.3.c Irradiations laser "pleine plaques"	191
V-D.3.d Mesures de résistivité et SIMS	192
V-D.3.e Dépôt des empilements étudiés sur structures	194
V-D.3.f Recuit des structures avec empilements de couches optiques	194
V-D.4 Caractérisations par révélation chimique	194
V-D.4.a Solutions d'attaque chimique utilisées	196
V-D.4.b Révélation chimique des recuits laser sur échantillons tests	196
V-D.4.c Révélation chimique des recuits laser de structures CMOS	196

V-E Résultats électriques sur diodes	199
V-E.1 Protocole expérimental du recuit laser	199
V-E.2 Mesures électriques	199
V-E.3 Diodes "N ⁺ /P"	200
V-E.4 Diodes "P ⁺ /N"	203
V-F Résultats électriques sur transistors MOS	205
V-F.1 Procédés avant recuit	205
V-F.2 Mesures électriques	205
V-G Conclusion	208
Conclusions et perspectives	209
Annexe	213
Références bibliographiques	217
Communications	229

Introduction

LA microélectronique est un domaine particulièrement exigeant qui, malgré les barrières technologiques qui se sont présentées au cours de son évolution, s'est toujours distinguée par son aptitude à produire régulièrement de nouvelles générations de dispositifs, et par une réduction drastique de ses composants. Cette évolution technologique suit, depuis 1970, la loi de Moore [MOORE65] et sert toujours de modèle à la croissance de l'industrie microélectronique.

L'évolution des composants et la miniaturisation des circuits intégrés a ainsi permis :

- d'améliorer considérablement les performances des circuits proposés et d'intégrer de nouvelles fonctions,
- de perfectionner les outils de calcul de la recherche.

Ces progrès ont été possibles, grâce à l'effort permanent des chercheurs et industriels, en développant des circuits dont les dimensions critiques frôleront bientôt l'échelle nanométrique et atomique [ITRS2003].

Il existe de nombreux aspects et domaines pour lesquels les efforts de recherche sont constants comme, par exemple, les procédés dits "front-end", qui englobent la lithographie, les recuits thermiques, le dopage, les différentes techniques de dépôt et de gravure..., et les procédés "back-end" tels que l'assemblage, le packaging, les tests et les simulations.

La brique de base de la microélectronique reste le transistor MOS ("Metal Oxide Semiconductor") dont la longueur de grille sert de référence pour définir le niveau atteint par la technologie microélectronique.

La figure 1 représente schématiquement un transistor à effet de champ d'architecture classique. On retrouve la grille, les jonctions et les extensions de la source et du drain ainsi que le diélectrique de grille et les espaceurs.

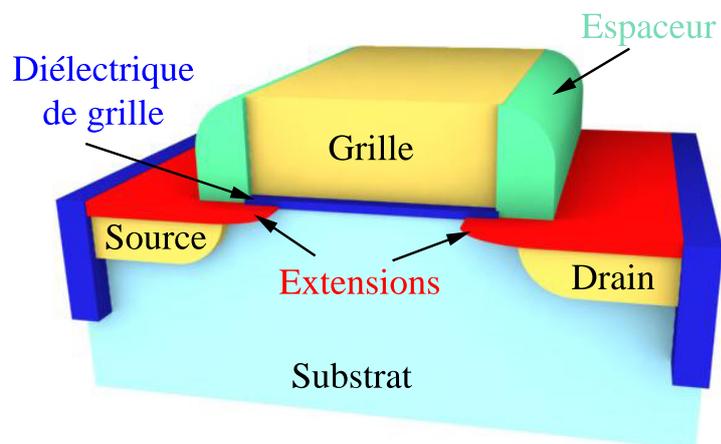


FIG. 1 – Représentation schématique d'un transistor MOS.

Les jonctions de source et drain sont dimensionnées en regard des dimensions de la

grille, ce qui impose une réduction d'épaisseur et une augmentation des concentrations en dopants en sites actifs.

L'évolution du transistor MOS est régie par la diminution de ses dimensions physiques. Ainsi, on caractérise l'état d'avancement d'une technologie par la longueur caractéristique ultime du MOSFET qui définit les "nœuds technologiques" prévus par les projections de "l'International Technology Roadmap for Semiconductors". L'ITRS prévoit que la longueur de grille du transistor MOS, aujourd'hui de 65 nm pour le nœud technologique "130 nm" [ITRS2003], ne sera plus que de 13 nm en 2013 pour le nœud "32 nm". L'ITRS souligne que l'un des verrous technologiques susceptibles de freiner cette évolution est le dopage ultra-mince de ces extensions, avec des épaisseurs de l'ordre de 10 nm, tout en conservant des résistivités superficielles inférieures à 500 Ω/\square . Comme le montre la figure 2 donnant les projections de l'ITRS pour les extensions de la source et du drain pour le transistor PMOS, ces caractéristiques imposent des concentrations de dopant de l'ordre de $10^{20}/\text{cm}^3$, limités par la solubilité du dopant dans le silicium solide, qui dépend de la technique de recuit thermique pratiquée.

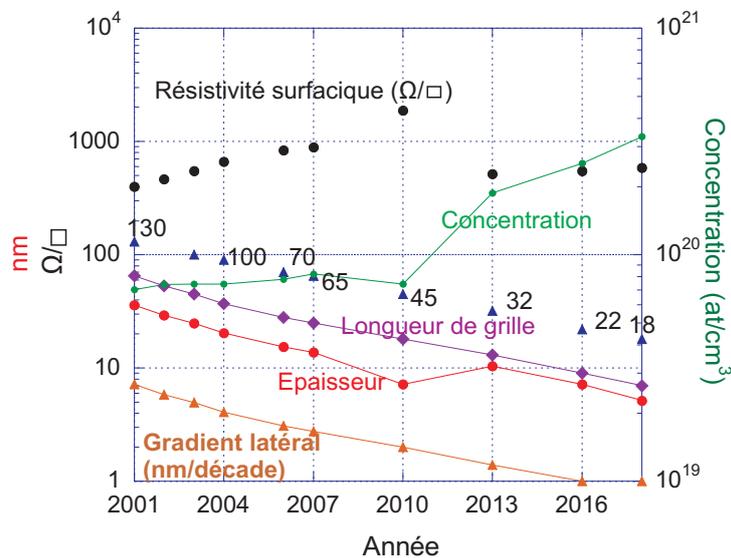


FIG. 2 – Projections de l'ITRS 2003 pour la réalisation des extensions de la source et du drain du transistor MOS (cas du PMOS) [ITRS2003].

Le travail rapporté dans ce mémoire est une contribution au développement de la fabrication des jonctions ultra-minces, extensions de la source et du drain des futures générations de transistor MOS. Le procédé qui consiste à recuire une couche de silicium implanté à l'aide d'une impulsion laser UV se situe au coeur des procédés "front-end" et conditionne le bon fonctionnement des futurs transistors. Le procédé de dopage par laser, connu depuis plus de 20 ans, est basé sur l'utilisation d'une brève impulsion laser (durée ≈ 10 à 200 ns) qui provoque une élévation très rapide de température du matériau irradié, qui peut conduire à la formation d'une couche fondue dont l'épaisseur est contrôlée par la densité d'énergie du faisceau. La complexité des processus physiques hors équilibre mis en jeu et les contraintes des procédés microélectroniques mettent à contribution plusieurs domaines d'expertise. Afin de valoriser ce procédé laser et de le rendre accessible le plus efficacement possible au milieu industriel, le travail a été conduit en collaboration avec différents instituts et entreprises dans le cadre du projet RMNT DOLAMI (Procédé de

DOpage par LAser pour la réalisation de jonctions ultra-MInces, fortement dopées, et à profil abrupt pour la microélectronique silicium sub-0,1 μm). Ce projet regroupe l'Institut d'Electronique Fondamentale (IEF) de l'Université Paris XI, la société SOPRA de Bois-Colombes, le Laboratoire d'Electronique de Technologie de l'Information (LETI) et le Département des Technologies pour les Energies Nouvelles (DTEN) du Commissariat à l'Energie Atomique de Grenoble et l'Institut Fresnel de l'Université de Marseille. Le travail de thèse a été conduit en partenariat avec les différentes entités précitées.

Ce travail de thèse a consisté à faire le lien entre ces différents partenaires, à participer aux expériences de dopage laser menées à SOPRA et à l'IEF, à développer un modèle thermique du procédé laser au DTEN et à participer, au LETI, à la réalisation de plaques de silicium implantées et/ou comportant des dispositifs de test et à leur caractérisation.

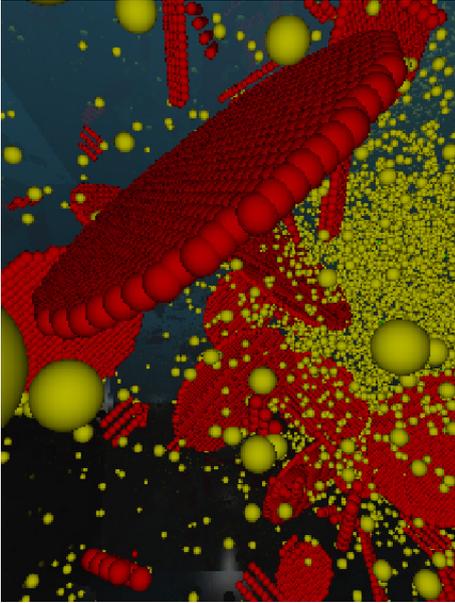
Ce mémoire de thèse est constitué de cinq parties. Dans le premier chapitre, nous rappellerons les technologies existantes permettant d'obtenir des jonctions dopées et les limitations de l'implantation ionique pour l'obtention de jonctions minces à profils abrupts. Puis, nous rappellerons l'évolution des procédés de recuit thermique, nécessaire, après l'implantation ionique, pour guérir les défauts induits et permettre l'activation des dopants. Enfin, nous présenterons les techniques alternatives de recuit et de dopage, et, tout particulièrement, les techniques de recuit laser, qui s'avèrent être des solutions attrayantes aux nombreux problèmes liés à la diminution des épaisseurs de jonction.

Nous décrirons ensuite les dispositifs expérimentaux utilisés à SOPRA et à l'IEF, les deux lasers utilisés pour ces expériences, le principe de l'homogénéisation de faisceau et la technique de contrôle in situ en temps réel du procédé par réflectivité transitoire.

Nous exposerons, dans le troisième chapitre, le modèle thermique développé ainsi que l'importance des différents modes de transfert thermique entrant en jeu. Nous présenterons les résultats des simulations réalisés sur des structures planaires et des MOSFET, de l'échauffement laser, obtenus en tenant compte des caractéristiques temporelles spécifiques aux deux lasers. L'influence des paramètres thermiques entrant dans le calcul sera discutée. Enfin nous concluons ce chapitre par la présentation de simulations électromagnétiques à deux dimensions prenant en compte la structure du transistor dans la répartition de l'intensité lumineuse distribuée. Toutes ces simulations ont permis de mieux comprendre les paramètres clé du recuit laser et les effets liés à la géométrie des structures MOS.

La quatrième partie, sera consacrée aux résultats expérimentaux obtenus avec les lasers SOPRA ("pulse long") et Lambda Physik ("pulse court") de l'IEF, sur des tranches de silicium ou de SOI (Silicon On Insulator). Les jonctions réalisées ont été caractérisées par les nombreuses techniques telles que : SIMS, SRP, mesures de résistivité, diffraction X, ellipsométrie spectroscopique, mesures AFM, observations MEB et TEM...

Enfin, dans une dernière partie, nous évoquerons les solutions envisagées pour permettre l'intégration du recuit par laser aux procédés de fabrication des transistors MOS. Nous comparerons pour cela les caractéristiques électriques obtenues sur des dispositifs réels de type diode et transistors MOS. Finalement, nous concluons sur ce travail qui nous a permis de collecter une grande quantité d'informations expérimentales, de dégager les paramètres prépondérants pour le recuit laser, et d'envisager les futures études à mener pour poursuivre l'intégration du dopage laser aux techniques de fabrication de la microélectronique.



Chapitre I

Techniques employées pour la réalisation de jonctions ultra-minces

I-A Évolution du MOSFET - ITRS

C'est dans les années 1960 que les laboratoires Bell réalisèrent le premier transistor MOSFET (Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor), en réponse aux problèmes de consommation et de taille des tubes triodes. Il ne fallut pas plus d'une dizaine d'années pour qu'Intel présente son premier microprocesseur (le "4004") constitué de 2300 transistors NMOS fonctionnant à 0,1 MHz et de 10 μm de longueur de grille. C'est avec l'invention de la technologie CMOS, combinant à la fois des transistors MOS de type "n" et de type "p" que la société Fairchild pose les bases de la microélectronique actuelle. Avec cette invention, débute l'ascension de la technologie CMOS en même temps que la course à la miniaturisation des circuits intégrés (figure I.1).

En effet, à partir des années 1970, le nombre de transistors MOS par puce a commencé à croître en suivant la diminution de la taille des transistors. Cette évolution avait été prédite par G. Moore en 1965 [MOORE65]. Celui-ci prédit que le nombre de transistors MOSFET doubleraient tous les ans. Il fut légèrement optimiste puisque les progrès technologiques ne permettront une telle augmentation que tous les 18 mois. Aujourd'hui, la fameuse "loi de Moore" est toujours d'actualité. L'évolution de la microélectronique, les butées technologiques qu'elle rencontre et les solutions possibles sont revues régulièrement par "l'International Technology Roadmap for Semiconductors" [ITRS2003] qui constitue pour l'industrie microélectronique, une référence quant aux objectifs à atteindre.

La miniaturisation du transistor MOS ne doit pas se faire au détriment de ses caractéristiques de fonctionnement. En particulier, il s'agit de maximiser le courant passant dans le transistor tout en ayant des tailles moindres pour augmenter par exemple la fréquence d'horloge des microprocesseurs. Pour cela, il faut pouvoir agir sur de nombreux paramètres afin de minimiser les courants de fuites [JONES98, BOURNEL04]. Un des moyens pour y parvenir est d'augmenter la mobilité des porteurs de charge, par exemple en utilisant des matériaux contraints dans le silicium en utilisant des couches épitaxiées dans des hétérostructures de matériaux de type IV-IV (Si, Ge, C). On peut également penser aux substrats de SOI ("Silicon On Insulator").

Un autre challenge, lié à la miniaturisation des transistors, est de minimiser les pertes

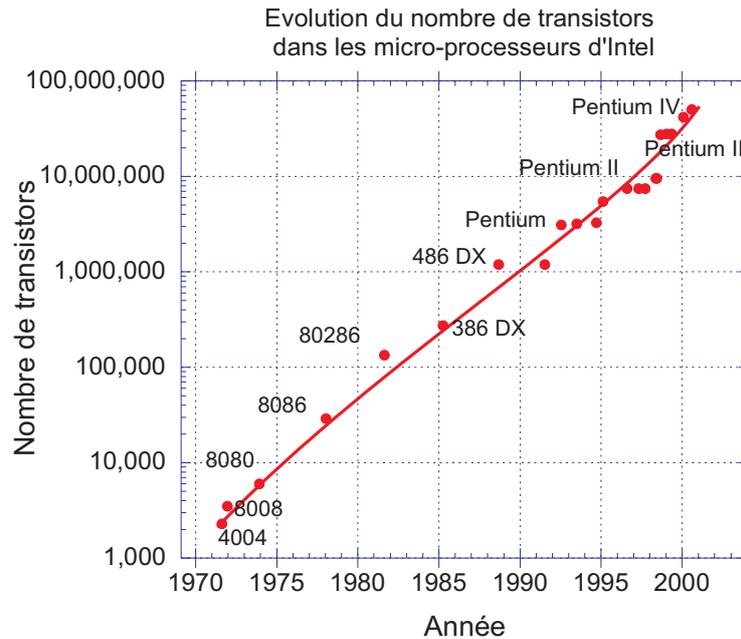


FIG. I.1 – Évolution du nombre de transistors des microprocesseurs d'Intel.

de courant par effet tunnel des électrons circulant dans le canal de conduction à travers l'oxyde de grille. L'oxyde de silicium actuellement utilisé pourrait laisser la place à des matériaux avec une forte constante diélectrique (matériaux high-k), comme par exemple le HfO_2 , l' Al_2O_3 , ZrO_2 ... et compatible avec les chaînes de production [BLIN03].

De même, la grille du transistor, actuellement en polysilicium, pourrait également être remplacé par de nouveaux matériaux. On peut par exemple penser pour cela à des grilles métalliques ou siliciurées [TAVEL03].

Parmi les autres effets susceptibles de gêner le bon fonctionnement des circuits avec la réduction des dimensions du transistor MOS, se trouve l'effet dit de canal court (ou de l'anglais "short channel effect"). 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 faible est alors requise [JONES98, BOURNEL04].

De même, la possibilité d'introduire de nouvelles technologies pour remplacer les CMOS planaires actuels par des MOSFET à double grille (FinFET) ou MOSFET multi-grilles est étudié, jusqu'au transistor basé sur le blocage de coulomb, le transistor à un électron ("Single Electron Transistor") [SEE03], les transistors utilisant les nanotubes de carbone ou les biopuces. Mais le transistor MOS a encore de beaux jours devant lui avant toutes ces perspectives futuristes.

La présente étude consiste à optimiser la taille et la conductivité des source et drain des transistors CMOS, par le biais de procédés de recuit laser. Ces procédés sont susceptibles de s'inscrire dans le flux des procédés de fabrication des futurs transistors des nœuds technologiques 60 nm et inférieurs.

Le procédé de recuit et d'activation des dopants dans le silicium est intimement lié aux procédés le précédant. Particulièrement, le procédé d'implantation ionique est crucial et influence fortement les paramètres de recuits qui lui succèdent.

I-B Implantation ionique

L'implantation ionique est la méthode la plus répandue pour incorporer des atomes dopants dans le silicium. L'introduction d'atomes étrangers dans un semiconducteur permet de modifier ses propriétés physiques et électriques. Décrite en 1954 par Schockley, l'implantation ionique a rapidement remplacé le procédé de diffusion thermique pour implanter des atomes étrangers dans un substrat car elle peut s'appliquer à tout type de matériau. Il est possible d'implanter quasiment tous les éléments du tableau de Mendeleiev dans le silicium. Cette méthode possède de nombreux avantages indispensables en microélectronique puisqu'elle permet des implantations très homogènes, avec une excellente reproductibilité et des durées de traitement compatibles avec les contraintes de production. Les dernières générations d'implanteur peuvent traiter simultanément plusieurs plaquettes de silicium de 20 ou 30 cm de diamètre.

I-B.1 Principe de l'implantation ionique

La technique de l'implantation ionique consiste à ioniser puis accélérer par un champ électrostatique des atomes ou des molécules ionisées, et à les diriger sur une cible solide. Ces espèces ionisées sont généralement accélérées à des énergies comprises entre quelques centaines d'eV à plusieurs MeV. La profondeur de pénétration de l'ion est principalement contrôlée par cette énergie d'implantation et par la charge et la masse de l'ion implanté. Au cours de ce processus, les ions accélérés vont subir de nombreuses collisions avec des atomes de la cible, et subir une perte graduelle d'énergie jusqu'à être arrêtés par la matrice des atomes constituant la cible. L'implantation ionique permet de connaître les caractéristiques du profil d'impuretés de manière précise. La profondeur d'implantation est directement liée à l'énergie du faisceau incident. La quantité de dopants est, quant à elle, contrôlée par la mesure du courant d'ions du faisceau et le temps d'exposition au faisceau.

Un implanteur est un accélérateur électrostatique délivrant un faisceau d'ions mono-énergétiques de forte intensité. Pour les expérimentations réalisées et décrites dans la suite, les implantations ont été faites par deux implanteurs différents. Un implanteur fort courant a permis d'effectuer des implantations inférieures au keV. Un implanteur moyen courant (du LETI) a permis des implantations de 2 keV à 5 keV (figure I.2).

Les dopants à ioniser sont généralement introduits sous forme de gaz dans une chambre d'ionisation (chambre de Freeman)(1, fig.I.2). Ce gaz contient l'espèce à implanter. Les gaz classiquement employés sont l'arsine (AsH_3), la phosphine (PH_3) et le tri-fluorure de bore (BF_3). Il est aussi possible d'introduire des dopants issus d'une source solide. Pour cela, l'entrée de la chambre à plasma est connectée à un four dans lequel une source solide est sublimée. Les atomes fournis de cette manière sont généralement l'indium, le gallium, le germanium, le silicium et l'antimoine. Des électrons produits par un filament chauffé vont dissocier et ioniser le gaz introduit et créer un plasma. Des champs électriques et magnétiques (2, fig.I.2) confinent le plasma et augmentent le rendement d'ionisation. A la sortie de la chambre, les ions sont accélérés à environ 40 keV (3, fig.I.2). Le faisceau passe ensuite dans un analyseur de masse qui permet (en réglant le champ magnétique de l'appareil) de sélectionner uniquement les ions mono-énergétiques présentant une seule masse ionique (4, fig.I.2). A la sortie de l'analyseur, le faisceau ionique est formé. Une différence de potentiel est appliquée entre la sortie du sélecteur de masse et le porte-échantillon (5, fig.I.2) afin d'accélérer ou de décélérer le faisceau d'ions à l'énergie souhaitée. Ce faisceau

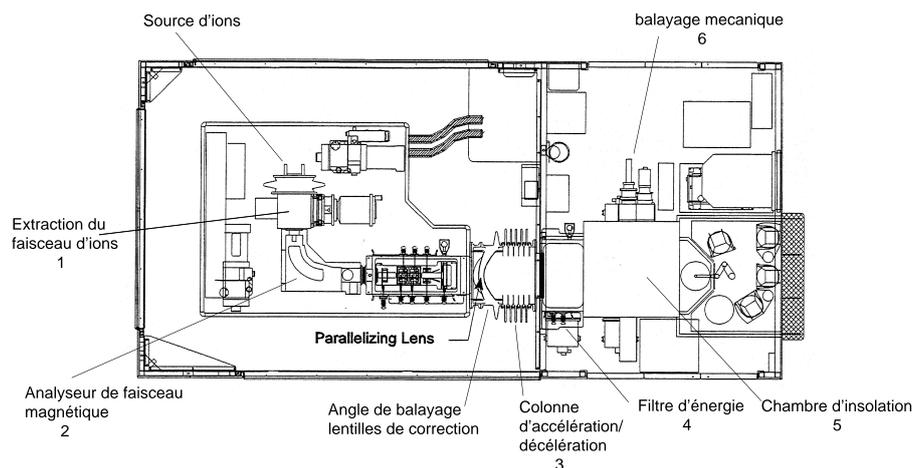


FIG. I.2 – Schéma de principe de l'implanteur Axcelis NV8200P moyen courant du LETI.

Il passe ensuite dans une lentille électrostatique permettant de balayer horizontalement la plaque de silicium maintenue électrostatiquement. Sur le silicium, l'impact du faisceau fait environ 1 cm^2 . Cette plaque se déplace verticalement (6, fig. I.2) afin d'obtenir une répartition uniforme de la dose implantée (nombre d'ions implantés par unité de surface). Une autre technique, l'implantation par immersion plasma, est développée actuellement.

I-B.2 Implantation par immersion plasma

Ce procédé, utilisant l'immersion plasma, a été développé en 1986 pour les applications métallurgiques dans la protection des alliages contre la corrosion de surface rugueuses [CONRAD87]. Il existe différentes variantes de cette technique qui ont pour appellation : PSII ("Plasma Source Ion Implantation"), PII ("Plasma Ion Implantation"), ou en microélectronique PIII ("Plasma Immersion Ion Implantation") et plus récemment P²LAD® ("Pulsed PLASMA Doping") développé par Varian [LENOBLE02].

L'implantation par immersion plasma est une technique alternative à l'implantation ionique classique pour la réalisation de jonctions implantées ultra minces. La méthode consiste à doper le matériau en créant un plasma à partir d'un gaz, près du substrat cible et à accélérer les ions créés grâce à un champ impulsionnel (figure I.3). Mais à la différence de l'implantation ionique, qui réalise un tri des ions par un spectrométrie de masse, l'implantation par immersion plasma ne sélectionne pas les espèces. Tous les ions créés dans le plasma et accélérés par le champ impulsionnel sont implantés.

Dans le cas du bore, le plasma créé est formé à partir du gaz BF₃. Les ions implantés sont, à plus de 85%, des ions BF₂⁺, à 15% des ions BF⁺, et quelques autres ions comme B⁺, et F⁺ (I.4). L'avantage de l'implantation par immersion plasma est de ne pas être limitée en tension d'accélération des ions. L'énergie d'implantation, contrôlée, par la tension appliquée à la cathode, peut varier de 20 eV à 10 keV.

Jones [JONES98] a mis en évidence que, pour des doses fortes, l'érosion de la surface devient problématique si le substrat est exposé au plasma pendant un temps suffisamment long. Dans le cas du P²LAD, le plasma est créé lors de chaque impulsion de tension appliquée sur le substrat à une certaine fréquence. Chaque impulsion de tension permet d'accélérer les ions créés vers la plaquette de silicium cible. Cette technique permet de minimiser les effets de gravure. La profondeur d'implantation des ions est contrôlée par la tension d'accélération des ions et la dose implantée dépend du temps pendant lequel le plasma est accéléré (figure I.5), c'est-à-dire la durée de l'impulsion haute tension.

Sur la figure I.6, on peut comparer l'influence de l'implantation P²LAD de BF₃ (contenant principalement des ions BF₂⁺) avec une implantation classique de BF₂⁺ avant et après recuit "spike" (c'est-à-dire un recuit thermique avec des rampes de montées en température supérieures à 200 °C/s). Ces implantations ont été faites dans des conditions identiques (même énergie, même dose). Le dopage plasma permet d'obtenir des jonctions plus minces qu'une implantation classique de BF₂⁺.

I-B.3 Interaction ion/matière, cas d'un matériau amorphe

Lorsqu'un atome est projeté sur une cible, plusieurs phénomènes physiques sont susceptibles de se produire. Si l'énergie fournie à l'atome de la cible est suffisamment élevée, cet atome peut en déplacer d'autres, modifier la structure de la cible, ou même être éjecté du solide (pulvérisation ionique). Si la masse de la particule incidente est faible, celle-ci peut être rétrodiffusée par la cible. Lors d'une implantation ionique les interactions mises en jeu entre les atomes sont uniquement de deux types :

- Interaction nucléaire, dans le cas d'une collision avec un atome du substrat cible. Cette interaction est de type élastique entre les noyaux atomiques des atomes mis en jeu. Ce phénomène prédomine quand l'énergie de la particule est faible.
- Interaction électronique, où les nuages électroniques des différents atomes vont entrer en interaction. Cette interaction est de type coulombienne et inélastique. Ce

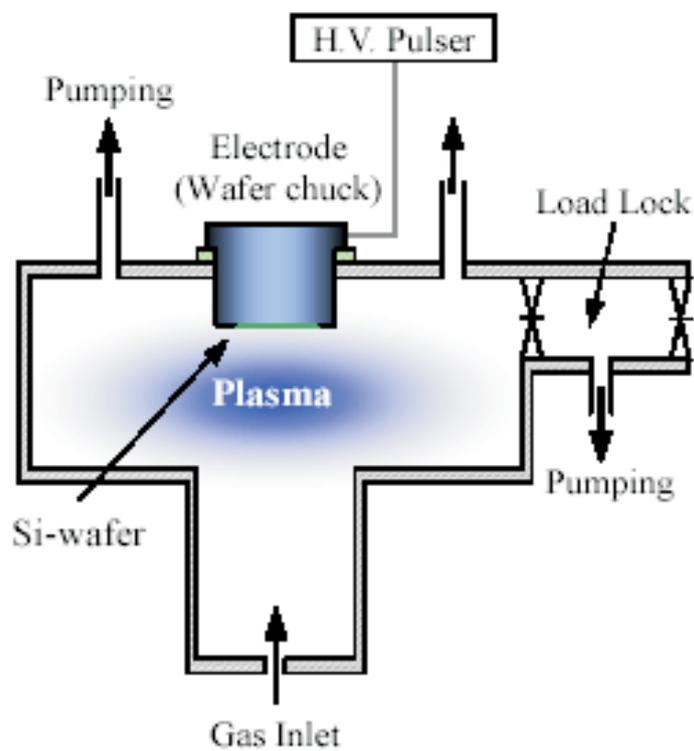


FIG. I.3 – Schéma de principe du dopage par immersion plasma [KOO02].

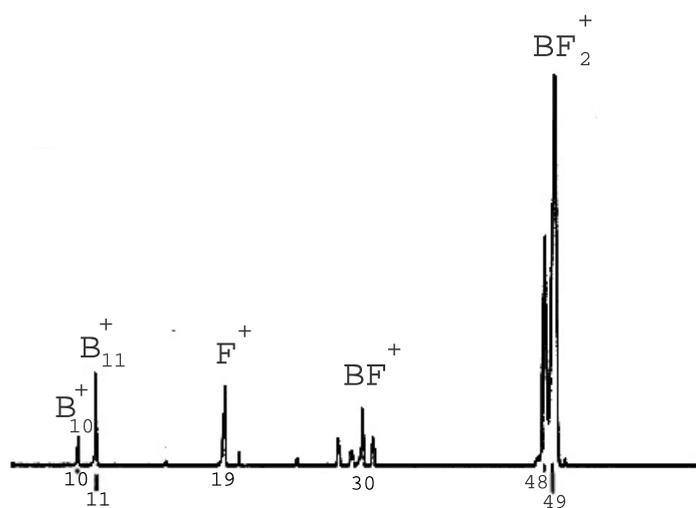


FIG. I.4 – Représentation du spectre de masse de la molécule BF_3 .

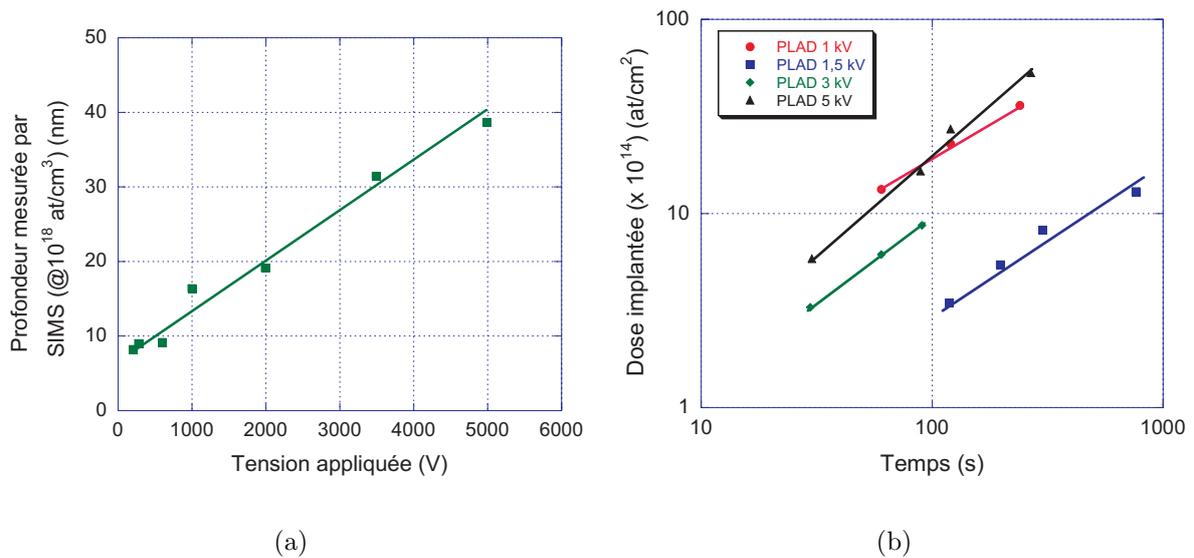


FIG. I.5 – Influence de la tension appliquée à la cathode sur la profondeur d'implantation (a) [LIEBERT00] et du temps du process sur la dose implantée pour différentes tensions appliquées à la cathode (b) [LENOBLE99].

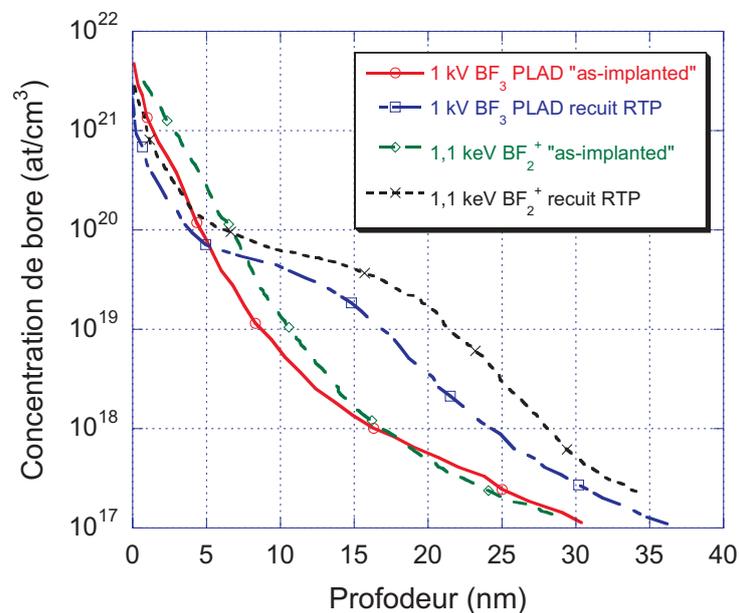


FIG. I.6 – Comparaison de profils SIMS de bore à la même dose et énergie dans le cas d'une implantation classique de BF_2^+ et une implantation P²LAD de BF_3 , après implantation, avant recuit ("as-implanted") et après un recuit d'activation "spike" à 1050°C [LIEBERT00].

phénomène ralentit la particule de façon quasi continue tant que l'énergie de la particule est élevée.

A partir de ces constatations, il est possible de déterminer un pouvoir d'arrêt théorique. On se reportera à l'annexe I pour plus de détail de ces phénomènes.

I-B.4 Canalisation des ions dans une structure cristalline

Dans un cristal, les atomes sont organisés de façon régulière et périodique. Un matériau monocristallin possède donc une structure anisotrope dont l'orientation cristallographique peut jouer un rôle très important lors de l'implantation ionique. Dans le cas où le faisceau est parallèle à une direction ou à un plan cristallographique, les rangées atomiques peuvent confiner les ions dans des "canaux" matérialisés entre les directions ou les plans du cristal. C'est le phénomène de canalisation. Elle est axiale dans le premier cas et planaire dans le second. L'ion qui pénètre dans le matériau cristallin subit peu de collisions élastiques avec les noyaux des atomes cibles, et les interactions d'arrêt nucléaire sont très faibles. Le parcours moyen est alors important, et l'ion incident pénètre très profondément dans le matériau. Comme dans le cas d'un matériau amorphe, on peut étudier ces phénomènes de canalisation en considérant deux approches, la première basée sur l'approximation du potentiel continu et la deuxième basée sur une approche de type Monte-Carlo, qui va considérer les interactions comme étant une suite de collisions binaires [ZIEGLER85].

I-B.4.a Distribution des ions

Dans le cas d'un matériau amorphe, la distribution des ions implantés prend typiquement en première approximation la forme d'une gaussienne (annexe I). Dans le cas d'un matériau cristallin, l'orientation du cristal par rapport au faisceau d'ions incidents est important pour le profil de distribution des ions implantés.

Un faisceau d'ions parallèle à une direction cristalline privilégiée suit deux types de trajectoires : une première partie des ions est canalisée en volume, et une deuxième partie est décanalisée en surface. La figure I.7 montre ces différentes distributions, ainsi que la distribution des ions dans le cas extrême où tout le faisceau d'ions est canalisé qui se caractérise par une chute abrupte à la profondeur R_{max} . A l'inverse, dans le cas d'un faisceau d'ion décanalisé, la redistribution des espèces implantées est caractérisée par une courbe de Gauss (ou de Pearson) et caractérisée par R_p et l'écart type δR_p (cf. figure I.8 et annexe I).

La distribution dans les cas "*non idéaux*" est difficile à modéliser. Seul le paramètre R_{max} est reproductible et varie très peu avec la température ou la dose implantée. En pratique, on essaye de limiter la canalisation des dopants.

I-B.4.b Cas du silicium

Pour créer une zone dopée p^+ , on introduit des dopants de type accepteur comme le gallium, l'indium ou le bore. C'est ce dernier qui est préféré en raison de sa grande solubilité dans le silicium.

On utilise le terme de solubilité limite, définie comme la concentration maximale de dopants au delà de laquelle des phénomènes de précipitation du dopant surviennent. La solubilité limite est à la fois fonction du dopant et de la température. On utilise une loi d'Arrhenius pour quantifier cette solubilité.

Sur la figure I.9, on a représenté l'évolution de cette solubilité limite pour le bore, l'arsenic et le phosphore dans le silicium. Les lois d'Arrhenius correspondantes sont données dans le tableau à côté de cette figure.

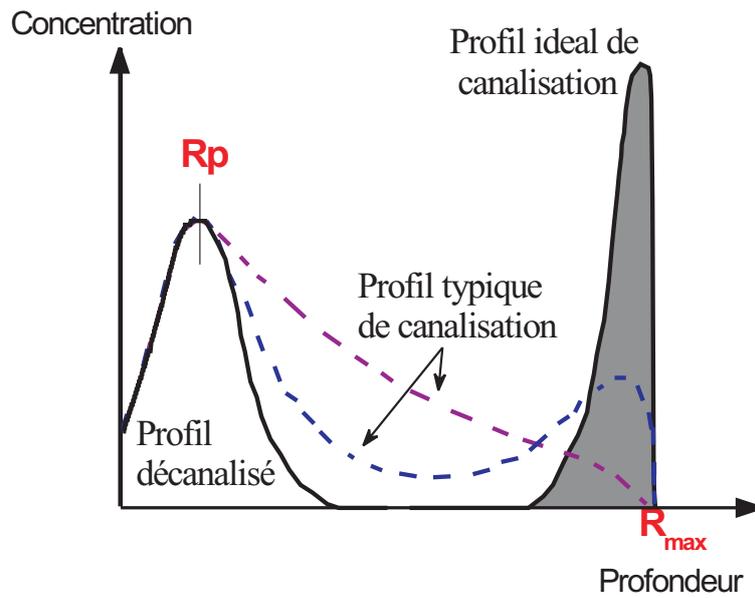


FIG. I.7 – Influence du phénomène de canalisation sur les profils d'implantation ionique [MAYER70].

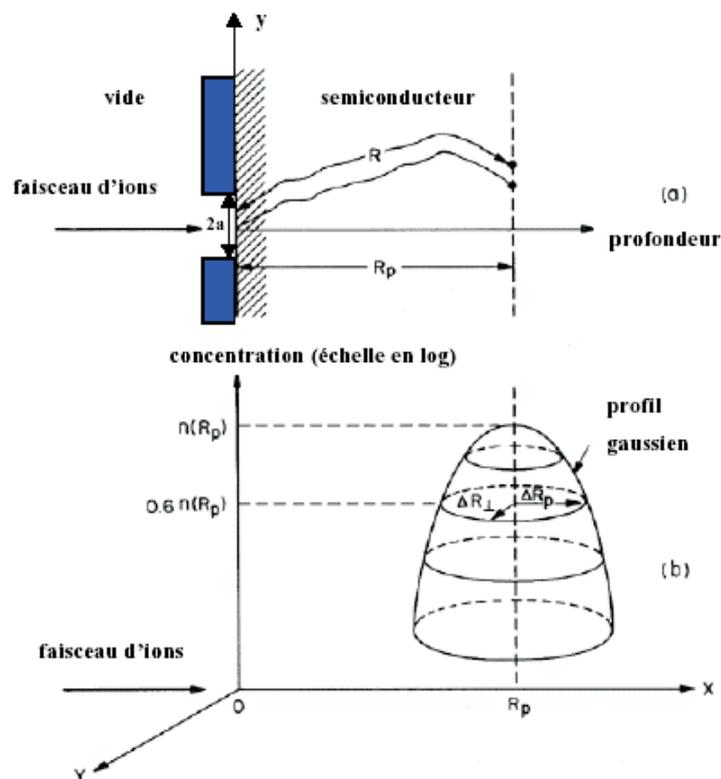
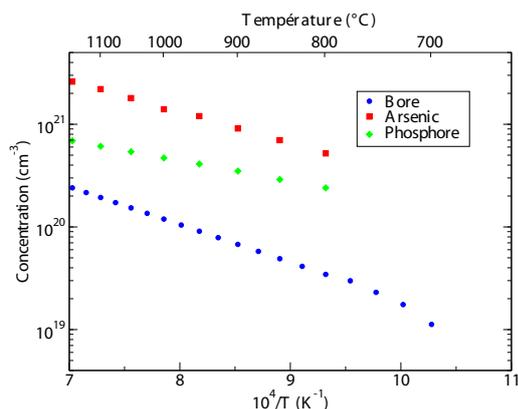


FIG. I.8 – Distribution des ions implantés [WOLF86].



Dopant	C^{sol} (cm^{-3})	Ref.
B	$9.2 \times 10^{23} \cdot \exp\left(-\frac{0.73\text{eV}}{kT}\right)$	[SOLMI91]
As	$1.3 \times 10^{23} \cdot \exp\left(-\frac{0.42\text{eV}}{kT}\right)$	[NOBILI84]
P	$2.5 \times 10^{23} \cdot \exp\left(-\frac{0.62\text{eV}}{kT}\right)$	[SOLMI96]
Sb	$3.8 \times 10^{21} \cdot \exp\left(-\frac{0.56\text{eV}}{kT}\right)$	[NOBILI89]

FIG. I.9 – Solubilité limite des principaux dopants entre 700 et 1100°C .

Cependant les phénomènes de canalisation nuisent à l'obtention de jonctions ultra-minces. Pour comprendre le phénomène de canalisation du bore, il est nécessaire de rappeler quelques caractéristiques du bore et du silicium (tableau I.1)).

	Rayon atomique	Masse atomique	paramètre de maille	Densité atomique
Bore	0,98 Å	10,82 ua	8,73 Å	$1 \cdot 10^{23}$ at/cm ³
Silicium	1,32 Å	28,086 ua	5,43 Å	$5 \cdot 10^{22}$ at/cm ³

TAB. I.1 – Caractéristiques du bore et du silicium.

Le silicium

Le silicium est placé en colonne IV dans le tableau de Mendeleïev. Il possède une structure cristalline de type diamant. Sa maille élémentaire est constituée de deux réseaux cubiques face centrée décalés d'un quart de la diagonale principale l'un par rapport à l'autre (figure I.10). On retrouve cette structure cristalline dans de nombreux semiconducteurs autres que le silicium. Afin de minimiser ces phénomènes de canalisation, dans le cas d'un matériau cristallin, on implante en désorientant les axes, ou les plans à forte densité par rapport au faisceau d'ions incident. La figure I.11 présente le cristal de silicium suivant les directions $\langle 100 \rangle$ et $\langle 110 \rangle$ et $\langle 111 \rangle$. Dans la pratique les plaques de silicium $\langle 100 \rangle$ sont désorientées généralement avec un "tilt" de 7° et un "twist" (inclinaison de la plaque) de 28° par rapport à l'axe du faisceau d'ions. Malgré cela, il n'est pas possible d'empêcher totalement la canalisation des ions. Une canalisation résiduelle a pour effet d'ajouter une "queue d'implantation" de forme quasi exponentielle au profil d'implantation. Cette queue d'implantation se rajoute alors à la distribution de forme gaussienne que l'on obtiendrait dans le cas d'un matériau amorphe (voir figure I.7).

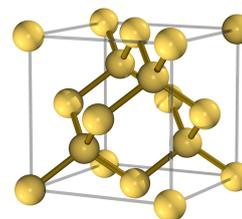


FIG. I.10 – Structure diamant du silicium.

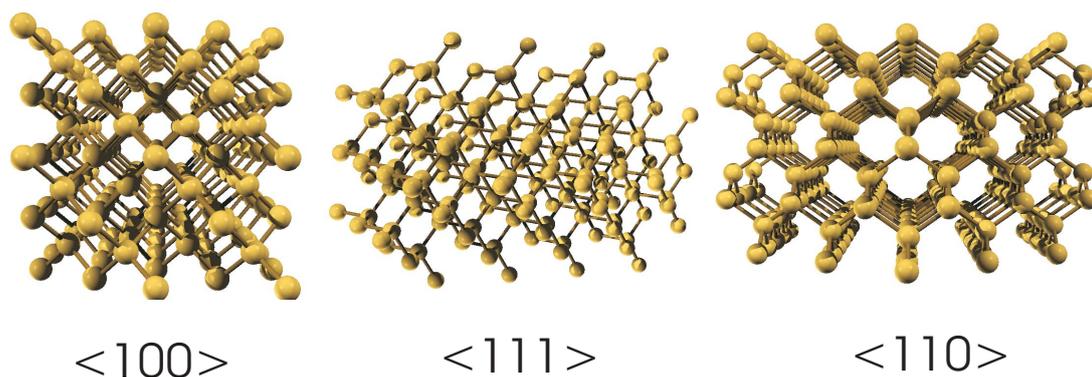


FIG. I.11 – Directions cristallines du silicium.

Sur la figure I.12, le parcours moyen des ions implantés les plus couramment utilisés en microélectronique a été calculé. Ces simulations ont été faites à partir du logiciel Crystal TRIM au LETI pour une implantation ionique dans du silicium cristallin $\langle 100 \rangle$ avec un angle de 7° à travers un oxyde natif.

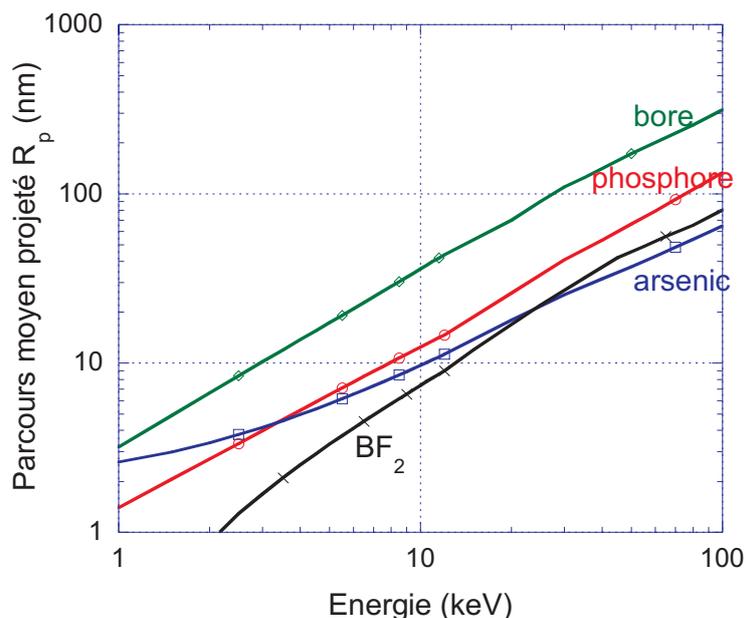


FIG. I.12 – Simulation du parcours moyen projeté des ions implantés couramment utilisés en microélectronique.

L'atome de bore canalise plus facilement que les autres atomes car il est très léger et petit. C'est l'une des raisons pour lesquelles il est difficile d'obtenir des jonctions ultra-minces. En revanche, l'utilisation de l'espèce BF_2^+ peut permettre de réduire considérablement le parcours projeté moyen R_p comme nous le montre la figure I.12.

Une autre solution, pour minimiser ces phénomènes de canalisation (notamment dans le cas du bore), est de rendre amorphe le matériau dans lequel on souhaite implanter les dopants. La technique consiste à désordonner le réseau cristallin en favorisant le nombre de collisions entre atomes. De cette manière on peut obtenir des profils moins profonds. Ce procédé de préamorphisation sera largement utilisé dans le présent travail.

I-B.5 Modification de la structure : défauts et amorphisation

La formation de défauts par implantation a été largement étudiée ces deux dernières décennies [CORBETT81]. Ces phénomènes continuent à être étudiés de nos jours pour modéliser des phénomènes de diffusion des espèces. En effet, une bonne modélisation des phénomènes de diffusion requiert une bonne connaissance des mécanismes de formation des défauts ponctuels.

Le degré d'amorphisation issu des défauts créés par l'implantation a une grande influence sur les paramètres du futur recuit, qui permettra d'activer les dopants. Il est important d'en voir ici succinctement les principes.

I-B.5.a Défauts impliqués

Les différents types de défauts cristallins sont classés dans le tableau suivant [LEVY95] :

Défaut	Type
Ponctuel	intrinsèque : lacune interstitiel extrinsèque : impureté substitutionnelle impureté interstitielle
Linéaire	dislocation : coin boucle vis
Plan	défaut d'empilement macle joint de grain
Volume	précipité cavité

TAB. I.2 – Classement des différents types de défauts cristallins [LEVY95].

Les défauts ponctuels intrinsèques sont les défauts fondamentaux élémentaires qui se forment dans les semiconducteurs lors d'une implantation. Ces défauts sont de l'ordre de l'échelle atomique et affectent très localement le cristal (de l'ordre de quelques distances interatomiques) [GERL97]. La *lacune* apparaît lorsqu'un atome est manquant dans un cristal parfait. A l'inverse, lorsque un atome est intercalé dans le réseau périodique d'un cristal, on parle d'*atome auto-interstitiel* ou plus souvent, par abus de langage d'interstitiel. C'est à partir de ces défauts élémentaires que vont se construire tous les autres défauts complexes, comme les précipités (ou agrégats), les boucles de dislocation ... Ils revêtent une grande importance puisqu'ils sont à l'origine de nombreux phénomènes tels que la diffusion accélérée des dopants lors de recuits thermiques, ainsi que certaines propriétés physico-chimiques et électroniques des composants semiconducteurs.

L'implantation ionique est à l'origine de nombreux phénomènes qui ont pour inconvénient d'engendrer de nombreux défauts en modifiant la structure cristalline d'un cristal, notamment du silicium. On peut distinguer deux cas :

1 - l'implantation ionique endommage le cristal en créant des déplacements interatomiques tout en gardant intact le caractère cristallin du silicium.

2 - l'implantation ionique crée beaucoup de défauts au point de passer un seuil critique et crée une couche dite amorphe.

I-B.5.b Amorphisation

Il n'est pas aisé de définir un seuil d'amorphisation d'un matériau lors d'une implantation ionique. Hobler en a fait un récapitulatif et constate que, selon les auteurs, ce seuil peut varier de 5 à 50% par rapport à la densité atomique du silicium [HOBLE03]. Toutefois, deux valeurs prédominent. Cerva et Hobler fixent une dose critique d'amorphisation au-delà de laquelle une zone amorphe apparaît lorsque la concentration en interstitiels devient supérieure à $1,15 \cdot 10^{22}$ atomes/cm³ [CERVA92]. Par la suite, la valeur de $5 \cdot 10^{21}$ atomes/cm³ a été préconisée. La concentration en interstitiels est alors égale à 10% de la densité du silicium cristallin [LAW02]. Cette dernière valeur est utilisée dans la plupart des logiciels de simulation atomistique de l'implantation, comme par exemple CRYSTAL-TRIM.

Le nombre de défauts et l'épaisseur de la zone amorphe dépendent de nombreux paramètres dont : la masse des ions incidents, leur énergie, la dose implantée, la nature et la température du substrat.

La figure I.13 illustre la répartition des défauts et des dopants implantés dans le cas de l'implantation du phosphore dans du silicium. Dans la figure I.13.a, l'implantation n'induit pas de zone amorphe. En revanche, la seconde (figure I.13.b), avec une dose beaucoup plus importante apparaît une zone amorphe et une bande de défauts de fin de parcours qui correspondent essentiellement à des boucles de dislocations.

Dans le cas du bore, on peut voir apparaître une zone amorphe de quelques nanomètres pour une implantation ionique de 3 keV et une dose de $3 \cdot 10^{15}$ at/cm². Une image par microscopie électronique en transmission (TEM), réalisée au LETI [BOUCARD03], schématise ces différentes zones (figure I.14). On observe sur cette photographie TEM que l'implantation ionique de bore implanté à 3 keV avec une dose de 3×10^{15} cm⁻² a amorphisé le substrat sur une profondeur de 3 nm. Une large zone défectueuse d'une épaisseur de 25 nm apparaît sous la zone amorphe, là où la concentration en bore est la plus forte.

L'amorphisation peut alors apparaître comme un inconvénient, mais cette propriété est couramment utilisée en microélectronique. En effet, on a vu que le bore canalise très profondément dans le silicium. Cependant il est possible pour obtenir des jonctions ultra-minces, de pré-amorphiser le substrat de silicium en implantant une espèce étrangère dans le réseau cristallin du silicium. Cette zone rendue "artificiellement" amorphe permet de diminuer les phénomènes de la canalisation lors de l'implantation ionique. De nombreux candidats peuvent convenir. On peut citer, le silicium lui-même, le germanium, le fluor, le plomb, l'étain... Si on utilise le silicium, par exemple, il est nécessaire d'implanter d'importantes doses et de faire de multiples implantations (dans le cas où l'on souhaite avoir une amorphisation débouchant en surface du silicium). Le fluor a un effet assez dommageable sur le niveau d'activation par rapport à une autre espèce. Le plomb, de par sa masse de 208 ua possède un fort pouvoir amorphisant mais introduit un niveau accepteur dans le silicium. L'étain donne de très bons résultats avec des concentrations de défauts résiduels assez faibles et est électriquement neutre pour le silicium.

Le choix de l'ion utilisé dépend de différents critères :

- l'ion doit être le plus lourd et le plus gros possible ceci afin d'obtenir une couche amorphisante débouchant en surface.

- l'ion implanté ne doit pas interagir électriquement avec le silicium, pour ne pas introduire de contre-dopage.

- l'épaisseur de la couche amorphe doit être supérieure au parcours projeté moyen pour minimiser les phénomènes de canalisation.

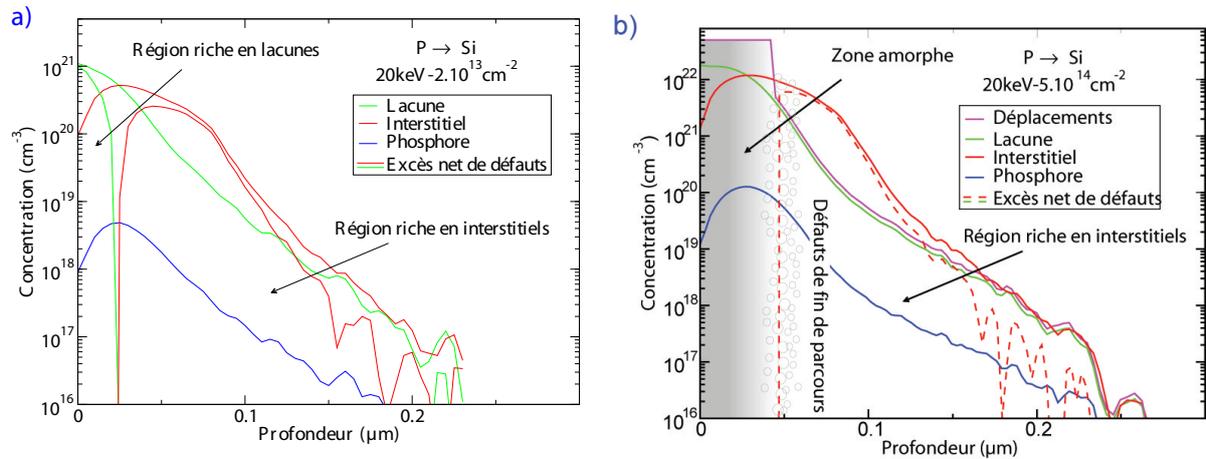


FIG. I.13 – Schéma de principe du calcul de l'excès net de défauts dans le cas a) où l'implantation n'est pas amorphisante et dans le cas b) où l'implantation amorphise le substrat [BOUCARD03].

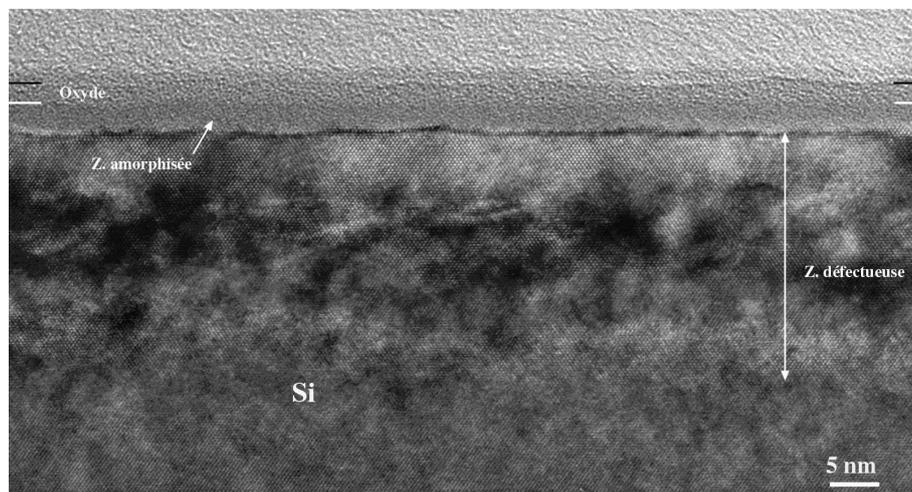


FIG. I.14 – Photographie TEM après une implantation ionique de bore à 3 keV avec une dose de $3 \times 10^{15} \text{cm}^{-2}$. Cette implantation induit une amorphisation du substrat sur une profondeur de 3 nm. Une large zone défectueuse d'une épaisseur de 25 nm apparaît sous la zone amorphe, là où la concentration en bore est la plus forte [BOUCARD03].

L'ion germanium est un bon compromis. Il permet de réaliser des couches uniformes de matériau amorphe dont l'épaisseur varie de quelques nanomètres à plusieurs centaines de nanomètres. Le germanium appartient à la même colonne que le silicium dans le tableau de Mendeleiev : il n'introduit pas de contre-dopage. Il crée moins de défauts structuraux que tous les autres éléments cités plus haut. Il permet donc de réaliser de meilleures jonctions p⁺/n [MINONDO94].

Toutefois, la pré-amorphisation n'est pas toujours nécessaire lorsqu'on souhaite obtenir des jonctions ultra-minces. Foad [FOAD98] montre qu'en dessous de 200 eV, pour une dose de $5 \cdot 10^{14}$ atomes/cm², le profil d'implantation de bore se superpose au profil obtenu avec une pré-amorphisation. Pour les très faibles énergies d'implantation (inférieures à 1 keV), l'angle et le tilt ne jouent plus de rôle sur la canalisation lors de l'implantation [COLLART98].

De nombreux travaux ont évalué la possibilité d'utiliser une couche d'oxyde à la place d'une couche amorphe [DUSCH02]. En effet, l'oxyde de silicium est un matériau amorphe qui permet dans certains cas de minimiser l'effet de canalisation du bore. Il permet, de limiter les défauts et les phénomènes d'évacuation et de rétrodiffusion anormale par la surface des ions implantés. Le profil de bore obtenu en implantant au travers de l'oxyde dépend des conditions d'implantation et de l'épaisseur d'oxyde présente en surface du silicium. Mais la canalisation subsiste toujours, notamment dans le cas de fortes doses.

Nous verrons dans la suite que l'amorphisation présente un autre avantage dans le cas du recuit laser, car le silicium amorphe a une température de fusion de 250°C inférieure à celui du cristal [WEBBER83, DONOVAN83]. Cette propriété permet de confiner la zone fondue lors d'un recuit laser dans la zone préalablement amorphisée et élargit sensiblement la fenêtre de procédés laser.

Pour certains recuits comme la SPER (Solid Phase Epitaxy Regrowth), il faut amorphiser la surface du silicium afin de permettre une réépitaxie en phase solide du silicium amorphe. Excepté pour ces cas particuliers, l'implantation basse énergie permet de réduire les épaisseurs de jonctions et remet en question les bénéfices de la préamorphisation.

I-C Recuits thermiques

L'implantation ionique est une technique couramment employée depuis plus de 30 ans pour introduire des atomes dopants dans le silicium. Cependant, comme nous l'avons vu, ces dopants implantés perturbent le réseau cristallin en engendrant un grand nombre de défauts. Un recuit thermique est indispensable pour réduire la concentration des défauts et activer électriquement les dopants en les plaçant en sites substitutionnels. Ce recuit thermique provoque un phénomène de diffusion des espèces implantées et rend difficile l'obtention de jonctions ultra-minces.

I-C.1 Diffusion

Les lois de diffusion d'espèces sont régies par les équations de Fick. Le flux J de particules diffusantes traversant par unité de temps et par unité de surface est proportionnel à la variation spatiale de leur concentration :

$$J = -D\vec{\nabla}C \quad (\text{I.1})$$

où C représente la concentration de particules et D le coefficient de diffusion.

Le signe négatif traduit le fait que la diffusion des particules se fait vers les zones de plus faible concentration.

En supposant qu'aucune particule n'est créée ni détruite, l'évolution temporelle de la concentration des espèces est égale à la divergence du flux de particules.

$$\frac{\partial C}{\partial t} = -\vec{\nabla}J \quad (\text{I.2})$$

On obtient alors la seconde équation de Fick à une dimension :

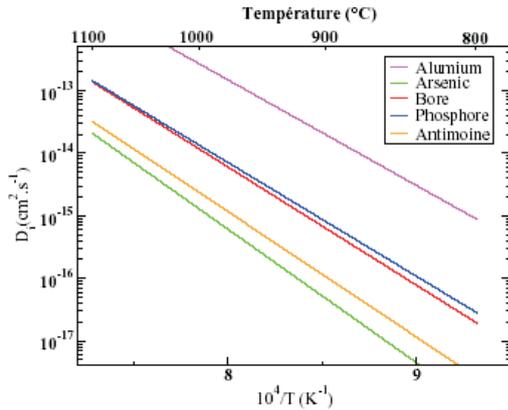
$$\frac{\partial C(x,t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D \frac{\partial C(x,t)}{\partial x} \right) \quad (\text{I.3})$$

La dépendance en température du coefficient de diffusion D s'exprime généralement sous la forme d'une loi d'Arrhenius.

$$D = D_o \cdot \exp\left(-\frac{E_m}{kT}\right) \quad (\text{I.4})$$

D_o est considéré comme une constante et E_m est l'énergie de migration de l'espèce diffusante.

Sur la figure I.15 sont représentés les coefficients de diffusion des principaux dopants utilisés en microélectronique en fonction de la température dans le silicium. Il s'agit des coefficients intrinsèques c'est à dire en l'absence de défauts.



Dopants	D_o ($\text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$)	E_m (eV)	Référence
B	7.87	3.75	[HADDARA00]
As	68.6	4.23	[ARMSTRONG62]
P	2.53	3.61	[HADDARA00]
Sb	12.9	3.98	[FULL56]

FIG. I.15 – Coefficients de diffusion intrinsèque des principaux dopants dans le silicium utilisés en microélectronique.

Dans le cas du bore, lors de l'étape de recuit d'activation, un phénomène supplémentaire s'ajoute aux phénomènes de diffusion classique : la diffusion accélérée et transitoire du bore, appelé dans la littérature "Transient Enhanced Diffusion" (TED).

I-C.2 Diffusion accélérée et transitoire et évolution des défauts

La diffusion accélérée du bore dans le silicium a fait l'objet de nombreux travaux. Il a été constaté que ce dopant présente une diffusion anormale dans le silicium. Ce phénomène est transitoire car son amplitude décroît au cours du temps. L'une des premières études à l'avoir décrit a été publiée en 1987 [MICHEL87]. La figure I.16 montre que le phénomène de TED est très marqué en tout début de recuit puis s'estompe rapidement, lorsque la concentration des défauts s'uniformise. L'auteur de cette étude montre également, qu'à plus haute température, ce phénomène transitoire est présent mais d'une amplitude moins importante. La diffusion accélérée des dopants est attribuée aux interstitiels créés lors de l'implantation ionique. Ce phénomène est crucial et prépondérant pour la réalisation de jonctions ultra-minces. De nombreux travaux ont eu pour but de modéliser ce phénomène afin d'obtenir une meilleure compréhension de la diffusion après un recuit classique [BOUCARD03].

Lors de recuit thermique d'activation, les défauts auto-interstitiels élémentaires évoluent en boucles de dislocation. Ces défauts se situent autour du rayon moyen projeté (R_p). Une partie de ces défauts se regroupent selon un long et fin plateau constitué d'excès d'interstitiels qui prennent la direction $\langle 311 \rangle$. On parle alors de défauts $\{311\}$. Ces défauts sont considérés comme une des sources de la TED [CLAVERIE99] tant qu'ils ne sont pas totalement dissous (environ 1000 °C) lors du recuit [EAGLESHAM94]. Chao montre que la dose implantée n'influe pas sur la taille de ces défauts $\{311\}$ mais uniquement sur leur densité et que plus la dose et l'énergie d'implantation sont importantes et plus la TED est importante [CHAO96]. Puis ces défauts continuent à évoluer successivement en *boucles fauteses* puis en *boucles parfaites* [COWERN99] selon un mécanisme de maturation d'Oswald [LAMPIN99, LAMPIN99a].

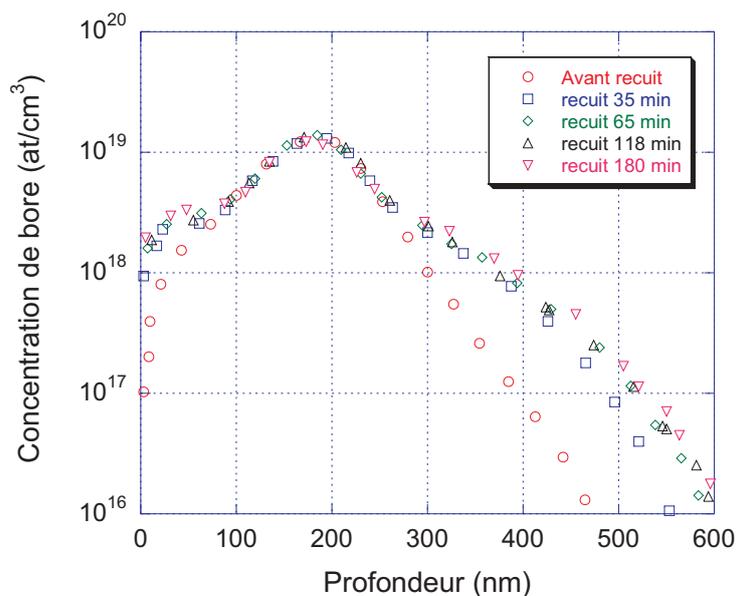


FIG. I.16 – Evolution du profil de concentration du bore implanté dans du silicium pour différentes durées de recuit à 800°C [MICHEL87].

Dans le cas d'une préamorphisation, lors du recuit thermique, les défauts se forment derrière l'interface amorphe/cristal. Ils sont appelés défauts de fin de parcours ou "End Of Range" (EOR) en anglais. Ces défauts, inévitables lors d'une amorphisation [LISTEBARGER93], sont à l'origine de boucles de dislocation à deux dimensions entre deux plans $\{111\}$. Lors d'un recuit, lorsque la recristallisation est imparfaite, des dislocations en forme de V peuvent apparaître lorsque le front de recristallisation a rencontré des zones microcristallines désorientées par rapport au substrat. Ces défauts peuvent évoluer en se propageant de l'interface amorphe/cristal vers le silicium recristallisé (problèmes rencontrés lors de processus de recristallisation en phase solide (SPER)).

On pourra se reporter aux récents travaux sur ce sujet qui ont fait l'objet de travaux de thèse [BOUCARD03, DUSCH02].

Pour minimiser ces phénomènes de diffusion, il faut diminuer les temps de recuits thermiques. C'est pour ces raisons, que les temps de recuits diminuent.

I-C.3 Évolution des recuits

Bien que les traitements thermiques reposent sur des phénomènes simples dans leur principe, la diversité des techniques développées au cours des années pour réaliser les recuits d'activation reflète le caractère complexe et critique de cette étape de fabrication des transistors CMOS. L'évolution de ces techniques est dictée principalement par la diminution des dimensions des transistors CMOS et des contraintes qu'elle induit. Ces techniques permettent d'augmenter la rapidité, la fonctionnalité, la complexité et les performances des composants, mais doit également répondre à des soucis de rentabilité des industriels de la microélectronique.

L'une des étapes les plus critiques utilisant les recuits thermiques concerne la formation des extensions source et drain du transistor. Comme on l'a déjà vu, ces jonctions doivent être de plus en plus minces avec un taux d'activation maximum. Les durées de recuit thermique doivent être réduites afin de minimiser la diffusion des dopants, alors que la

température de recuit a tendance à augmenter afin d'améliorer l'activation. Nous sommes ainsi passés de recuits à des températures typiques de 800 °C et pouvant dépasser une heure, à des recuits "rapides" avoisinant les 1100°C pendant quelques secondes.

I-C.3.a Recuit thermique rapide ou RTP ("Rapid Thermal Processing")

Le recuit thermique rapide, plus souvent désigné par l'acronyme anglais RTP ("Rapid Thermal Processing"), est un traitement thermique qui se différencie des anciens recuits de diffusion car la plaquette de silicium n'atteint jamais l'équilibre thermodynamique.

Jusqu'à 14 compagnies différentes ont proposé des systèmes RTP [LOJEK99] pour accomplir cette étape très importante. Les systèmes actuels utilisent des sources d'énergie par rayonnement fonctionnant dans l'infrarouge, contrôlées en temps réel par un pyromètre pour plus de précision [FIORY02r]. Ces systèmes ne traitent plus qu'une seule plaque à la fois, en raison des fortes contraintes de répartition spatiale de la chaleur.

Les systèmes RTP utilisent des technologies assez flexibles permettant des rampes de montée et de descente en température très rapides (de 20 °C/sec à plus de 400 °C/sec), et atteignant des températures variant de 200 °C à 1300 °C, associées à un contrôle strict de l'atmosphère ambiante. Les fours RTP englobent deux types de systèmes. Le plus courant est constitué d'un four utilisant une source de chaleur fixe dans lequel l'échantillon à recuire est déplacé mécaniquement près de la source rayonnante. Les caractéristiques de recuit sont donc contrôlées mécaniquement. Les autres techniques reposent sur l'irradiation par un banc de lampes électriques de type "tungstène-halogène" ou plus récemment, de lampes à décharge (lampes ARC). Le problème majeur de ces techniques est la non-uniformité spatiale du recuit qui implique la programmation individuelle de chacune des lampes. On agit également souvent sur la rotation de l'échantillon au cours du processus pour ces mêmes raisons. Les meilleurs systèmes permettent d'obtenir une uniformité en température inférieure à 2°C (à 3 σ).

I-C.3.b Recuits "Flash"

Plus récemment, des équipementiers ont mis au point des systèmes permettant d'augmenter considérablement les rampes de montée en température. Ce sont les recuits "flash" (pour "Flash Lamp Annealing"). Dans ce cas, des lampes primaires incandescentes permettent de porter préalablement l'échantillon à des températures pouvant varier de 400 à 700°C. A ce dispositif est couplé un système d'une ou plusieurs lampes à décharge au xénon émettant entre 300 et 800 nm. Lors de la décharge électrique, ces lampes flash vont induire un échauffement impulsionnel du substrat, avec une densité d'énergie supérieure à 100 J/cm² et une durée entre 100 μ s et 500 ms. Les rampes du front de montée en température peuvent atteindre jusqu'à 10⁶ °C/s et les rampes de descente peuvent varier de 50 à 400 °C/s. Les pics en température atteints sont de l'ordre de 1200 °C à 1300 °C. Ces systèmes sont encore dans leur phase d'étude. Bien que la décharge lumineuse des lampes soit très reproductible, c'est l'uniformité du recuit sur l'échantillon qui est pour l'instant le problème majeur de cette technique. Certains fabricants proposent cependant des systèmes pouvant traiter des plaques de 300 mm.

I-C.3.c Influence de la rampe de montée en température

De nombreuses simulations et études expérimentales ont permis de mettre en évidence l'intérêt d'induire des pics de température très élevés pour maximiser l'activation des

dopants implantés, et minimiser les défauts d'implantation résiduels. Toutefois, il faut associer à ces hautes températures des rampes de montée suffisamment "aggressives". Mannino [MANNINO01] montre en effet, en effectuant différents recuits avec des fronts de montées variant de $0.1\text{ }^{\circ}\text{C/s}$ à $100\text{ }^{\circ}\text{C/s}$ sur des réseaux de couches dopées au bore par épitaxie dans du silicium, que l'augmentation de cette pente réduit considérablement la diffusion accélérée et transitoire (TED) des dopants. Le fait d'augmenter par exemple de 1°C/s à 100°C/s la rampe de montée en température, permet de diminuer d'un facteur deux la profondeur de diffusion.

De plus, pour des rampes de montée en température comprises entre 100°C/s et 400°C/s , ces rampes ne jouent plus un rôle majeur sur la profondeur de la jonction [FIORY02] et ne permettent pas d'optimiser l'activation des dopants, pouvant même mener à une résistivité plus élevée (figure I.17). De plus, la longueur de diffusion lors du recuit n'est pas négligeable. Avec des rampes de température trop importantes, et des budgets thermiques aussi importants que ceux du RTP, l'uniformité sur le substrat peut même être dégradée [JAIN02].

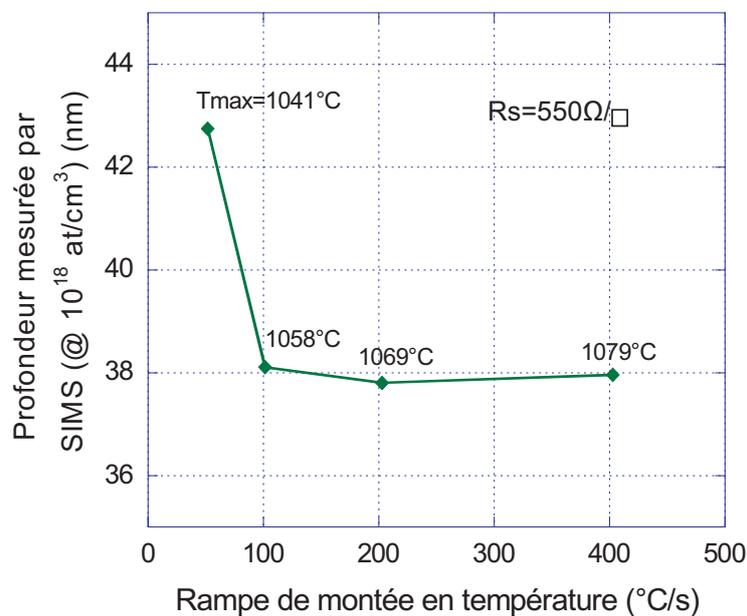


FIG. I.17 – Influence de la rampe de montée en température lors du recuit spike (lampe ARC) sur l'épaisseur de jonction pour une implantation de bore (0.5 keV , $2 \cdot 10^{15}\text{ at/cm}^2$) [FIORY02].

I-C.4 Recuit à basse température : recristallisation en phase solide

Une technique alternative aux recuits à haute température est l'utilisation de recuits à basse température (inférieure à 750°C) pour éviter les phénomènes de diffusion [PAWLAK04, BORLAND02, FARHANE04].

La recristallisation par épitaxie en phase solide, appelée SPER ("Solid Phase Epitaxial Regrowth") a été étudiée dans les années 70 et semble permettre de répondre aux exigences de l'ITRS pour les nœuds technologiques sub-70nm [LINDSAY02]. Cette technique de recuit est basée sur la mise en site substitutionnel des dopants pendant la recristallisation de la zone amorphisée. Cela peut nécessiter une pré-amorphisation par implantation d'ions silicium ou germanium avant la phase d'implantation des dopants. La zone amorphe définit l'épaisseur de la future jonction. L'activation des dopants n'étant pas obtenue par activation thermique, le seuil de solubilité limite pourra être dépassé. De plus, la diffusion sera nulle ou minime et donc cette technique permet d'avoir de très faibles résistivités et des jonctions très minces. Cependant, ce recuit à basse température ne permet pas de dissoudre les défauts de fin de parcours (EOR) qui se forment sous l'interface amorphe/cristal. Ces défauts vont être à l'origine de courants de fuite résiduels important dans les transistors. C'est pour cela que des études associent au recuit SPER, un recuit à haute température, mais celui-ci peut alors poser des problèmes de dé-activation et de diffusion [JIN02, PAWLAK04].

La recristallisation d'une couche amorphe a lieu à des températures de l'ordre de 600°C et des durées relativement courtes, dépendant de la température, et de l'ordre de la minute. On peut estimer la vitesse de recristallisation V_g par la loi d'Arrhenius suivante :

$$V_g = V_{g0} \cdot \exp\left(\frac{E_a}{kT}\right) \quad (\text{I.5})$$

où $V_{g0} = 2,9 \cdot 10^9 \text{ cm/s}$ et $E_a = 2,7 \text{ eV}$ pour un substrat non dopé [ALQUIER98].

Expérimentalement, les vitesses de recristallisation ont été déterminées par des mesures de réflectivité en temps réel et varient de 0,025 à 20 nm/s pour des températures variant de 500 à 650°C [BAUER00].

Cette vitesse de recristallisation dépend de nombreux paramètres. Elle dépend en premier lieu de l'orientation du substrat. Une plaque de direction cristallographique $\langle 100 \rangle$ recristallise plus vite qu'une plaque de type $\langle 111 \rangle$. Le type d'impuretés et la concentration du dopage influent également sur la vitesse de recristallisation. Un substrat dopé au bore par exemple recristallise plus rapidement qu'un dopage au phosphore [DROSD82].

I-D Méthodes alternatives de dopage : dépôt par épitaxie

Les méthodes d'épitaxie par dépôt sont très utilisées, notamment pour la fabrication d'alliages IV-IV (SiGe, SiGeC).

Différentes techniques d'épitaxie existent et sont utilisées pour l'obtention de couches ultra-minces dopées. L'une de ces techniques est l'épitaxie par jet moléculaire plus connue sous l'acronyme MBE ("Molecular Beam Epitaxie"), qui est couramment utilisée pour les composés III-V. Elle repose sur l'utilisation de sources solides qui sont sublimées (phase gazeuse). Cette technique, qui nécessite de travailler sous ultra-vide à des températures de

l'ordre de 600 °C, permet d'obtenir une couche de silicium épitaxiée et dopée à volonté. Elle permet d'atteindre des concentrations de dopants très élevées sur de très faibles épaisseurs (quelques nm) [KUJIRAI95]

Une autre technique repose sur un dépôt chimique en phase vapeur ou CVD ("Chemical Vapor Deposition"). Comme pour la technique précédente le dépôt a lieu dans une enceinte sous vide. Dans ce cas, les espèces sont déposées par pyrolyse de gaz précurseurs introduits dans l'enceinte : c'est donc par un phénomène chimique. Les gaz utilisés pour la réalisation de zones dopées sont en général le diborane (B_2H_6) pour le bore et la phosphine (PH_3) pour le phosphore. Ces gaz sont ajoutés en cours de croissance au silane (SiH_4) pour le silicium et parfois au germane (GeH_4) pour le germanium. Les chlorures de ces gaz sont parfois utilisés.

Les dépôts MBE et CVD permettent d'obtenir des films d'excellente qualité. Ils présentent une très bonne cristallinité, homogène sur toute la couche déposée. Mais ces techniques exigent aussi de lourdes contraintes technologiques, tant du point de vue des équipements que de la préparation souvent très complexes de la surface des substrats.

La diversité des méthodes envisagées pour réaliser des zones dopées, reflète les conditions drastiques imposées aux jonctions source et drain du transistor MOS pour permettre l'évolution des dispositifs CMOS. L'utilisation de lasers pour la réalisation des jonctions ultra-minces se situe dans la continuité de toutes ces techniques puisqu'elle permet d'atteindre des températures très élevées avec des temps de recuit extrêmement brefs. Ce faible budget thermique permet d'atteindre des taux d'activation très élevés avec un contrôle parfait de la diffusion.

I-E Le dopage par laser

Les technologies laser applicables à la microélectronique ont fait leur apparition au début des années 80, tout d'abord aux USA, puis en Europe et en France. L'objectif était d'explorer toutes les possibilités offertes par les différents lasers disponibles, qui fonctionnaient en mode continu ou pulsé, et dans les spectres UV, visible ou IR. En figure I.18, sont représentés les lasers les plus couramment utilisés. Les chercheurs ont entrepris l'étude de toutes sortes de procédés entrant en jeu dans la fabrication des circuits intégrés : recuit thermique, dépôt, gravure, oxydation, nitruration [ALLMEN87, BOYD87, EHRlich89, WOLF86]. Ces études ont permis de mettre en évidence de nombreux phénomènes physiques à l'origine des procédés explorés. Mais les expériences faites à cette époque, dans le milieu de la microélectronique, ont été plutôt décevantes du fait de la méconnaissance et du contrôle insuffisant des processus mis en jeu, et de l'utilisation de lasers mal adaptés et aux performances insuffisantes. Depuis cette période, les lasers à excimère ont fait des progrès considérables en terme de fiabilité, de stabilité, de puissance, et d'homogénéité spatiale. Ainsi, en 1992, la société SOPRA a réalisé, dans le cadre d'un programme Eureka, un laser à excimère XeCl de 1 kW de puissance moyenne. Les expériences ont montré que les lasers à excimère étaient les mieux adaptés pour bon nombre d'applications à la microélectronique. Ces lasers ont été introduits en microélectronique pour la cristallisation du silicium amorphe des écrans plats et pour la lithographie dans l'ultraviolet profond (DUV).

Les progrès faits par les lasers à excimère et les résultats d'expériences récentes, nous a permis d'envisager le dopage laser comme une solution au verrou technologique que constitue la réalisation de jonctions ultra-minces dans le silicium. En effet, le dopage laser s'appuie sur les propriétés du laser à excimère : puissance moyenne suffisamment élevée, émission dans l'ultraviolet au-delà du gap direct du silicium, impulsions courtes à l'échelle de la nanoseconde, faible cohérence limitant les effets néfastes de la diffraction et des interférences. Les profils de faisceau de ces lasers, plutôt "naturellement" plats (on parle de profil "top hat"), peuvent être rendus uniformes en densité d'énergie par le traitement optique approprié.

I-E.1 Principe du dopage par laser

Ce procédé repose sur des principes physiques totalement différents de la technique classique d'implantation ionique. Dans son principe, il s'agit de provoquer à la surface du silicium, grâce à un laser impulsif (généralement dans l'UV), un ou plusieurs cycles de fusion / solidification pendant des temps très courts (≈ 10 à ≈ 100 ns) sur une profondeur de l'ordre de la dizaine de nanomètres. Le procédé est localisé et contrôlé par le faisceau laser.

La technique de dopage par laser existe sous deux variantes principales. La première consiste à amener à la surface de l'échantillon l'espèce dopante que l'on souhaite introduire dans le silicium. On utilise différents procédés expérimentaux. Généralement on a recours à un précurseur gazeux (hydruure, fluorure ou chlorure de bore, phosphore, arsenic) choisi pour être chimisorbé en surface avant l'insolation laser. Pendant l'irradiation laser, le silicium est fondu superficiellement, et une partie des dopants présents sur la surface est désorbée, tandis que l'autre partie diffuse dans le silicium liquide. Après l'impulsion laser, la phase de solidification permet une ré-épitaxie du silicium fondu à partir du silicium cristallin sous-jacent. Les dopants incorporés dans le silicium sont placés en sites substi-

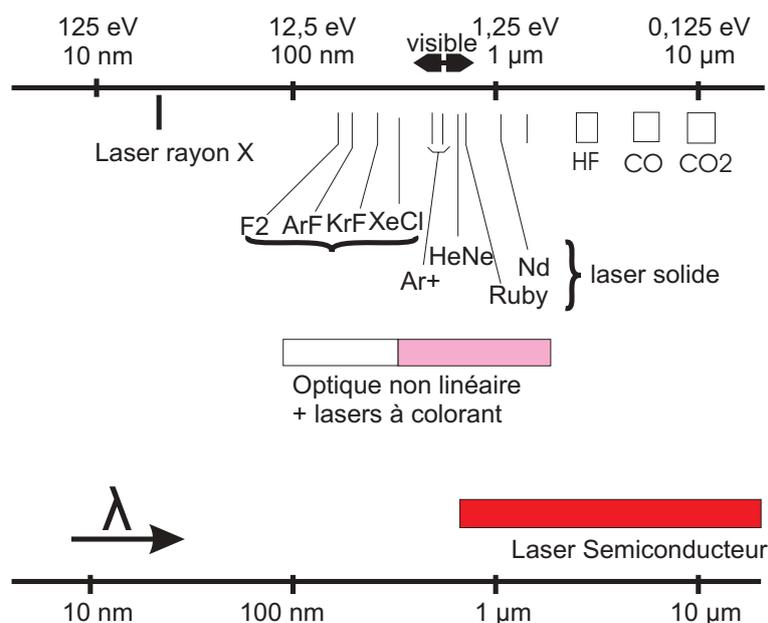


FIG. I.18 – Longueurs d'onde des principaux lasers.

tutionnels, donc électriquement actifs. Ce type de dopage est plus connu sous l'acronyme GILD (Gas Immersion Laser Doping) introduit par une équipe de l'Université de Stanford [CAREY86].

On peut également déposer sur la surface à doper un film solide contenant l'espèce dopante. Ce film solide sert de "réservoir" de dopant. C'est généralement une résine dopée, pour sa facilité d'emploi [COUTANSON04]. On peut également imaginer un bain liquide contenant les dopants à incorporer, dans lequel on plongerait les échantillons [STUCK81].

La seconde variante du dopage laser est le recuit laser appelé LTP (Laser Thermal Processing). Elle est basée sur les mêmes principes que précédemment, mais les dopants sont introduits préalablement dans le silicium par implantation ionique. Le rôle du laser est d'effectuer un recuit extrêmement rapide pour reconstruire le silicium amorphisé par l'implantation tout en activant les dopants. Il existe deux modes de fonctionnement : le recuit en phase solide, qui permet d'atteindre des températures suffisantes pour activer les dopants, le recuit en phase liquide où l'on dépasse la température de fusion. Dans ce dernier cas, la profondeur fondue par l'irradiation laser détermine l'épaisseur de la jonction.

Au cours de ces travaux, nous nous sommes principalement intéressés à la technique LTP, en phase solide et liquide. En effet, cette méthode est la plus apte à être introduite dans l'industrie microélectronique. Cette technique a été étudiée à SOPRA et à l'IEF. Le dopage par GILD se présente comme une continuité du LTP et a été étudié uniquement à l'IEF.

I-E.2 Interaction laser/matière

Lorsqu'un faisceau laser interagit avec la surface du silicium cristallin, plusieurs phénomènes entrent en jeu :

- l'absorption de l'onde électromagnétique par le matériau,
- le transfert de l'énergie laser au réseau cristallin,
- la diffusion de la chaleur dans le matériau,

-le changement de phase : fusion puis solidification.

Ces étapes déterminent complètement la dynamique de fusion. Les propriétés optiques et thermodynamiques du matériau conditionnent l'interaction laser-matière.

Dans le cristal de silicium, les bandes d'énergie de valence et de conduction sont séparées par une bande interdite de largeur E_g , égale à 1,12 eV à 300 K. Le diagramme de bandes de la 1^{ère} zone de Brillouin du silicium est représenté en figure I.19. Le silicium possède un gap indirect à l'énergie E_g et deux gaps directs à plus forte énergie ($E_1 = 3,6 \text{ eV}$ et $E_2 = 4,2 \text{ eV}$) qui influencent particulièrement son indice de réfraction complexe $\tilde{n} = n - ik$,

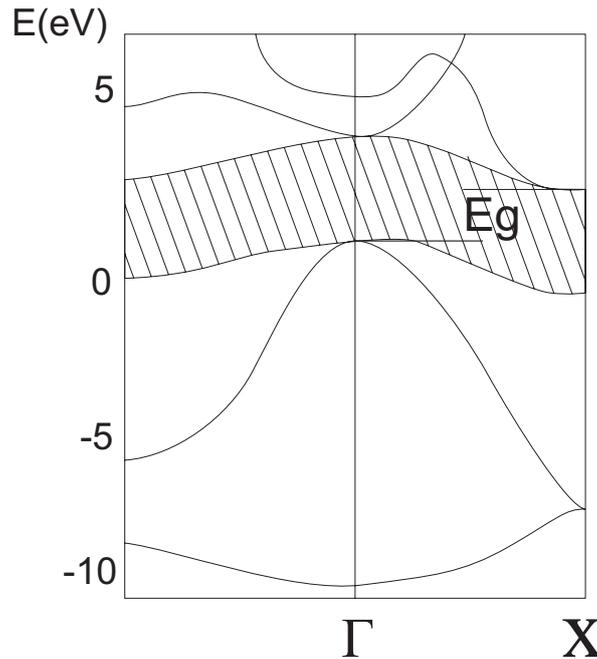


FIG. I.19 – Diagramme des bandes d'énergies du silicium.

La figure I.20 montre les variations, en fonction de la longueur d'onde, de l'indice réel n , du coefficient de réflexion R et de la profondeur d'absorption Z du photon ($Z = 1/\alpha = \lambda/4k\pi$).

La nature du gap joue un rôle fondamental dans l'interaction d'un photon laser avec le silicium. Si l'énergie du photon $h\nu$ est supérieure à $E_1 = 3,6 \text{ eV}$, la transition est directe : l'absorption du photon donne lieu à la création d'une paire électron-trou. Si son énergie est inférieure à E_2 , mais supérieure à E_g , la transition est indirecte : l'absorption d'un photon et la création d'une paire électron-trou nécessitent la création ou l'annihilation de phonons, en raison de la loi de conservation de la quantité de mouvement. Pour une énergie inférieure à E_g , le photon n'est pas absorbé. La figure I.20, montre que la profondeur d'absorption du silicium diminue de plusieurs ordres de grandeur lorsque la longueur d'onde passe de la valeur correspondant au gap indirect à celle du gap direct. La transition directe est la plus efficace et la profondeur de pénétration du laser n'est que de 10 nm. C'est donc pour des longueurs d'onde inférieures à 360 nm que le couplage laser-silicium sera le plus efficace. C'est le cas d'un laser XeCl dont la longueur d'onde est $\lambda = 308 \text{ nm}$, soit une énergie de 4 eV. L'impulsion laser est donc très efficace dans la dynamique de fusion du silicium. On remarque sur cette même figure I.20 les variations importantes de l'indice réel et du coefficient de réflexion au voisinage des gaps directs du silicium.

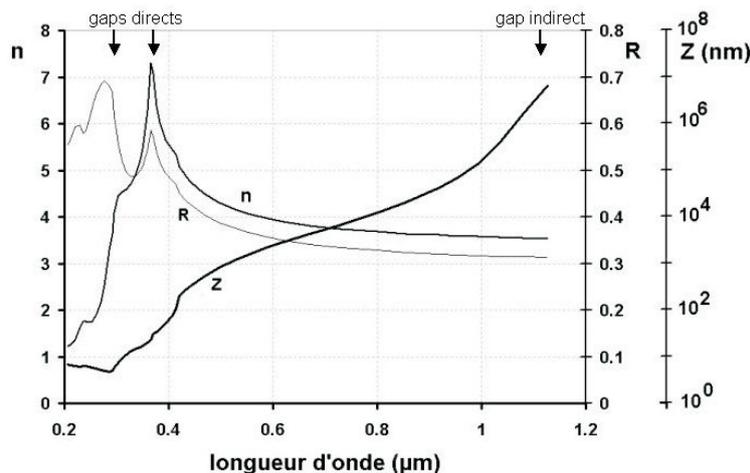


FIG. I.20 – Indice de réfraction n (partie réelle), coefficient de réflexion R selon la normale, et profondeur d'absorption $Z = 1/\alpha(\text{nm})$ du silicium cristallin (100) en fonction de la longueur d'onde [PALIK98].

Les paramètres optiques du silicium à l'état solide ont été mesurés et sont connus, bien que leur dépendance en température sur toute la gamme couverte lors d'un traitement laser soit moins fiable. De plus, le silicium n'existe pas seulement sous forme cristalline : on sait le fabriquer sous les formes polycristallines ou amorphes, dont les propriétés physiques sont différentes de celles du cristallin.

I-E.3 Absorption de l'onde électromagnétique et mécanismes de transfert de la chaleur

A la longueur d'onde du laser XeCl, l'absorption est directe et les photons sont absorbés sur une profondeur de silicium d'environ 7 nm seulement. Le coefficient de réflexion est toutefois élevé : $R \approx 0,6$ à l'état solide. Avec un laser délivrant 1 J/cm^2 , la densité d'énergie absorbée par le silicium est donc :

$$\Theta_{abs} = 0.4 \text{ J/cm}^2 \quad (\text{I.6})$$

ce qui correspond à :

$$\frac{\Theta_{abs}}{h\nu} = 6,2 \cdot 10^{17} \text{ photons/cm}^2 / \text{tir laser} \quad (\text{I.7})$$

Pour la profondeur de pénétration de 7 nm, et compte tenu de la densité atomique du silicium ($5 \cdot 10^{22} \text{ at/cm}^3$), ces photons sont absorbés par :

$$5 \cdot 10^{22} \times 7 \cdot 10^{-7} = 3,5 \cdot 10^{16} \text{ atomes de silicium/cm}^2 \quad (\text{I.8})$$

Ce calcul rapide indique qu'en moyenne chaque atome de silicium serait "photoexcité" ≈ 17 fois à chaque impulsion laser de 1 J/cm^2 . Ce chiffre étonnant n'a de sens que si l'on considère que la durée de vie de cet "atome photoexcité" est bien plus courte que la durée de l'impulsion laser, ce que nous verrons plus loin. Quoi qu'il en soit, chaque impulsion laser est très efficace et crée une très grande densité de paires électron-trou.

La relaxation de l'énergie laser absorbée conduit à une élévation de température du matériau après une série de processus collisionnels qui impliquent essentiellement des photons, des plasmons, des phonons [BOYD87, ALLMEN87, AKHAMANOV89, DRIEL].

La figure I.21 schématise les principaux processus de relaxation de l'énergie des paires électron-trou créées par l'absorption bande à bande de photons d'énergie $h\nu$ ($h\nu = 4 \text{ eV}$ pour notre laser XeCl). Les électrons créés dans la bande de valence ont un excès d'énergie voisin de $(h\nu - E_g)$, soit de $\approx 3 \text{ eV}$ avec le laser XeCl. Cet excès d'énergie est thermalisé par collisions électron-électron avec une constante de temps très courte, de l'ordre de la dizaine de femtosecondes. Le plasma de photoporteurs atteint donc une température très élevée. L'excès de paires électron-trou ne peut se recombiner que par recombinaison Auger. C'est un processus à trois corps qui implique un électron, un trou et un troisième photoporteur qui emporte l'excès d'énergie libéré dans la recombinaison. La recombinaison Auger conduit aussi à la création de porteurs chauds. Le taux de perte de porteurs (de densité N) par recombinaison est donné par :

$$\frac{dN}{dt} = -C N^3 \quad (\text{I.9})$$

Avec un coefficient de recombinaison $C \approx 4.10^{-31} \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$ [AKHAMANOV89], on calcule que l'équilibre photogénération / recombinaison Auger, pour une impulsion laser à 308 nm de 1 J/cm^2 sur une durée de 16 ns, conduit à une densité de porteurs de $7.10^{20} \text{ cm}^{-3}$. Ce calcul simpliste néglige les autres processus de perte, dont la diffusion en volume des porteurs [AKHAMANOV89, DRIEL], mais donne un aperçu des densités de porteurs mises en jeu. Ces densités de porteurs sont d'autant plus importantes que l'impulsion laser est brève.

Finalement, les collisions électron-phonon transfèrent l'énergie du plasma chaud de paires électron-trou au réseau cristallin avec une constante de temps de l'ordre de la picoseconde : il en résulte une élévation de température.

Ces processus de relaxation peuvent être observés directement à l'aide de montage pompe-sonde utilisant des lasers à impulsions de durée de l'ordre de la femtoseconde ou de la picoseconde. Pour une impulsion laser de l'ordre de la nanoseconde, on ne peut observer directement que l'élévation de température du silicium [ALLMEN87].

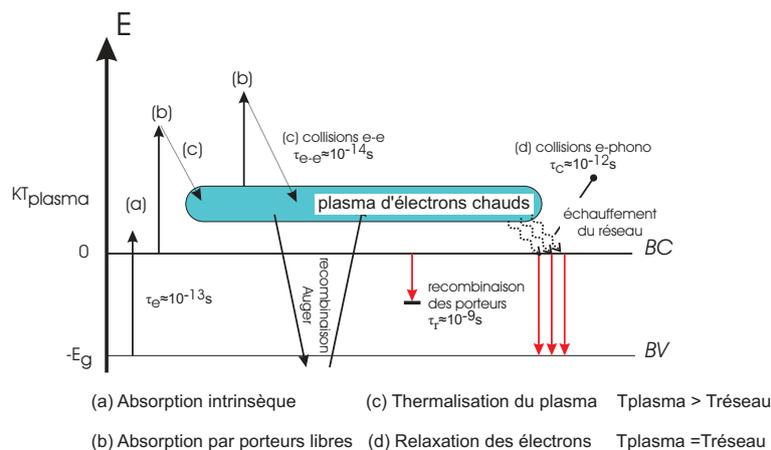


FIG. I.21 – Schéma de principe des phénomènes de relaxation de l'énergie absorbée dans un semiconducteur soumis à une irradiation laser [ALLMEN87].

I-E.4 Redistribution des dopants

L'incorporation et la diffusion des dopants dans le silicium liquéfié à la suite de l'impulsion laser conditionnent l'obtention de jonctions ultra-minces abruptes avec des dopages élevés [WOOD82, CAMPISANO83, AZIZ88, WHELAN03, LAVIRON01].

La redistribution des dopants est décrite par l'équation de diffusion de Fick dans le liquide. Dans un système à une dimension, cette équation s'écrit :

$$\frac{\partial C(x, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left(D_l \frac{\partial C(x, t)}{\partial x} \right) \quad (\text{I.10})$$

où $C(x, T)$ est la concentration en dopants en un point x à l'instant t , et où D_l est le coefficient de diffusion des dopants dans le liquide.

Dans le cas du bore, les valeurs de coefficient de diffusion généralement retenues dans la littérature sont :

$$D_l = 2,4 \cdot 10^{-8} \text{ m}^2/\text{s} \quad (\text{I.11})$$

dans le silicium liquide [WOOD82] et

$$D_s = 10^{-16} \text{ m}^2/\text{s} \quad (\text{I.12})$$

dans le silicium solide à 1300 K [BRACHT98].

On peut estimer la longueur de diffusion δ des dopants pendant une durée τ par :

$$\delta_s \sim (D_s \tau)^{1/2} \quad (\text{I.13})$$

Avec une durée $\tau = 100 \text{ ns}$ (durée caractéristique pour le laser SOPRA), on trouve une longueur de diffusion

$$\delta_s \sim 10^{-12} \text{ m} = 10^{-3} \text{ nm} \quad (\text{I.14})$$

en phase solide, et

$$\delta_l \sim 10^{-8} \text{ m} = 50 \text{ nm} \quad (\text{I.15})$$

en phase liquide.

A l'échelle de temps de l'impulsion laser, la diffusion dans le solide est donc négligeable, alors qu'elle est suffisante, dans le liquide, pour assurer la diffusion des dopants sur l'épaisseur d'une jonction ultra-mince.

A la diffusion des espèces pendant le traitement thermique s'ajoute le phénomène de ségrégation. Ce phénomène entre en jeu pendant la solidification du silicium et traduit la probabilité de transfert du dopant à travers l'interface liquide-solide lorsque celle-ci progresse vers la surface.

La répartition des dopants lors de la solidification est décrite par un coefficient de ségrégation k égal au rapport des concentrations du dopant en phase solide et en phase liquide à l'interface de solidification :

$$k = \left(\frac{C^s}{C^l} \right)_{interface} \quad (\text{I.16})$$

Le coefficient de ségrégation k augmente avec la vitesse du front de solidification dans le matériau, comme le montre la figure I.22 [WOOD86]. Avec les impulsions laser de durées de l'ordre de 10 ou 100 ns, les vitesses de front de solidification sont typiquement de quelques m/s. Avec le dopage laser, les coefficients de ségrégation des principaux dopants

s'approchent donc de 1. A profondeur de fusion égale, les vitesses du front de fusion sont d'autant plus importantes que l'impulsion laser est courte. A cette occasion, il faut souligner que cette vitesse ne doit pas dépasser $\approx 15 \text{ m/s}$ au risque de reconstruire un matériau amorphe plutôt que cristallin [THOMPSON83]. C'est pourquoi le dopage laser utilise des lasers de durées supérieures à la nanoseconde.

Cependant, les vitesses de fusion et solidification peuvent être contrôlées en modifiant la température du substrat lors du recuit par laser [WOOD81v].

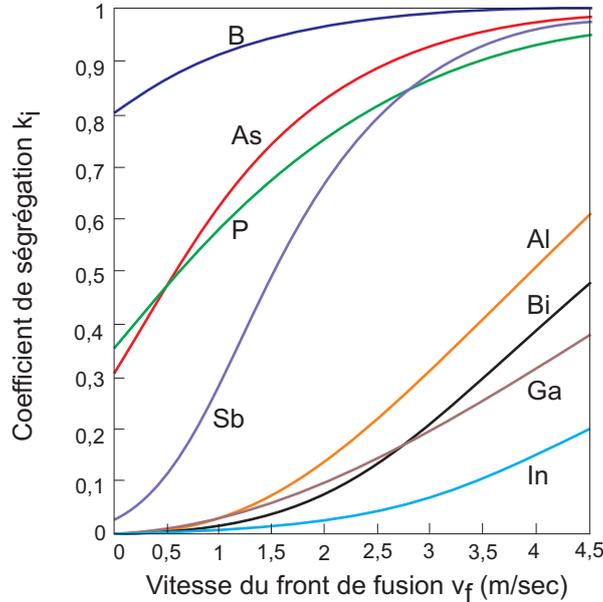


FIG. I.22 – Coefficient de ségrégation k en fonction de la vitesse du front de solidification dans le silicium [WOOD86].

Lorsque k est voisin de 1, il n'y a pas ségrégation. Le profil de concentration en dopants en phase liquide est conservé. Si ce profil était uniforme, en raison de l'efficacité de la diffusion en phase liquide, le profil final, dans le silicium solide, serait carré.

Par contre, lorsque k est inférieur à 1, c'est à dire pour de faibles vitesses de solidification, les dopants sont "repoussés" vers la surface par le front de solidification, ce qui conduit à des profils de concentration piqués au voisinage de la surface. Notons d'ailleurs que cet effet de ségrégation a été mis à profit pour purifier le silicium avec un processus de fusion / solidification beaucoup plus lent que ce qui est considéré ici [LEROY86].

La redistribution des dopants peut être calculée en résolvant l'équation de Fick à laquelle on ajoute la condition de bilan de soluté à l'interface liquide/solide :

$$D_l \frac{C_l}{\partial x} = V(C_s - C_l) = V(k - 1)C_l \quad (\text{I.17})$$

où V est la vitesse du front de solidification. La présence de la surface est traduite en posant la condition limite :

$$\left. \frac{\partial C_l}{\partial x} \right|_{x=0} = 0 \quad (\text{I.18})$$

Cette équation admet alors une solution analytique dans le cas à une dimension (selon x) d'un milieu semi-infini avec une vitesse de front de solidification constante v_o

[CAMPISANO83] :

$$C_s = \frac{1}{2}C_o [1 + \operatorname{erf}\xi^{1/2} - (1 - 2k)\exp[-4k(1 - k)\xi] \{1 + \operatorname{erf}[(1 - 2k_o)\xi^{1/2}]\}] \quad (\text{I.19})$$

où C_o est la concentration initiale, $\xi = vx/4D_l$, k_o est le coefficient de ségrégation à l'équilibre, et $\operatorname{erf}(x)$ est la fonction erreur.

La figure I.23 présente une simulation qui illustre bien l'influence de la valeur du coefficient de ségrégation sur les profils de concentration qu'on peut attendre après solidification [WOOD81]. Elle confirme qu'on peut obtenir un profil de dopage carré pour des coefficients de ségrégation proches de 1, donc pour une vitesse de front de solidification suffisamment élevée. C'est un des grands intérêts du dopage laser.

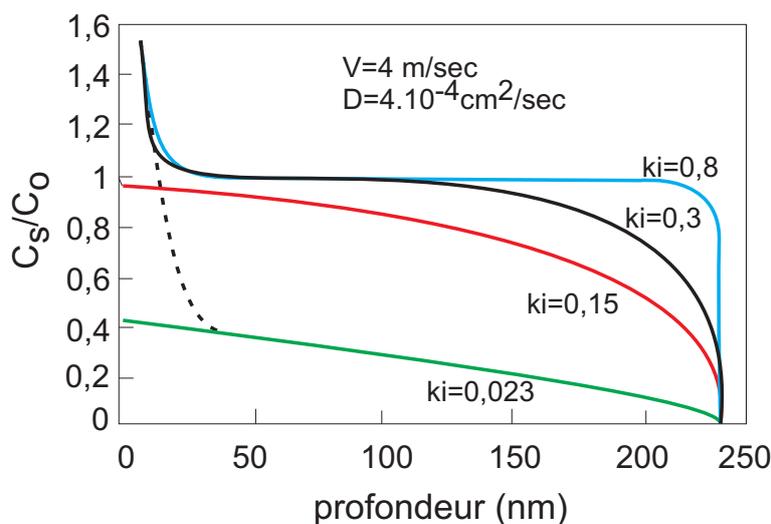


FIG. I.23 – Simulation du profil de concentration obtenu après solidification pour différentes valeurs du coefficient de ségrégation k [WOOD86].

I-E.5 Prédiction de l'utilisation des équipements de recuits dans l'industrie de la microélectronique.

Nous avons représenté en figure I.24 les évolutions et perspectives dans le temps des équipements de recuit rapide dans les usines de fabrication de semiconducteurs tel que décrit par l'ITRS aujourd'hui [ITRS2003] et telles qu'employés depuis les années 1990 chez les différents fabricants de composants microélectroniques.

Une première observation de cette figure permet d'apprécier l'extension du temps de vie d'une technologie de recuit dans le temps. Elle est particulièrement longue par rapport aux vitesses de miniaturisation des nœuds technologiques. Le RTP est en effet aujourd'hui toujours dans les usines en 2005. D'autre part on remarque aussi qu'il y a co-existence de plusieurs générations d'outils de recuit dans une même usine. Ainsi une nouvelle génération d'outil ne remplace pas la génération précédente immédiatement. Il faut d'ailleurs noter que les différents fabricants qui utilisent ces équipements ne font pas tous les mêmes choix d'équipements ou ne les font pas tous au même moment. On peut donc légitimement penser que le recuit ultra-rapide proposé par les lasers à excimères, dont nous traitons ici, sera utilisé dans les usines de demain.

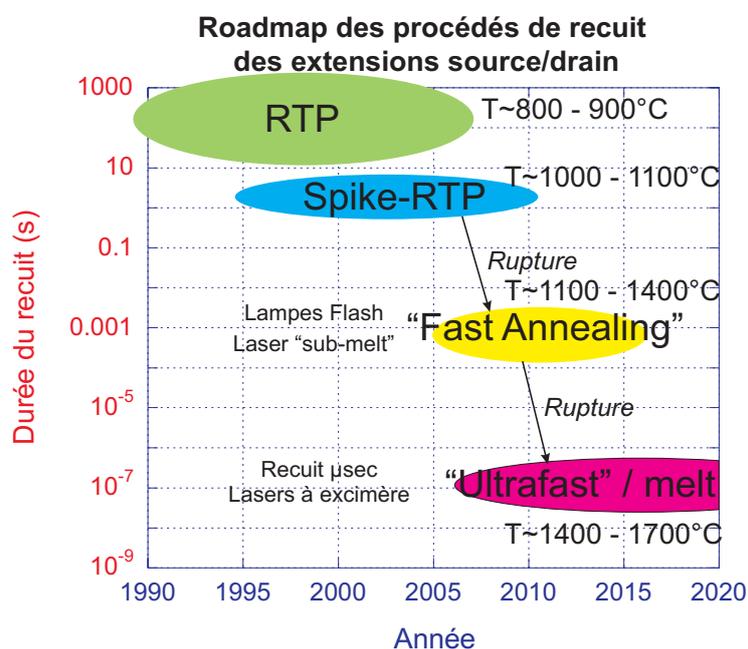


FIG. I.24 – Feuille de route de l'utilisation des équipements de recuits dans l'industrie de la microélectronique élaborée à partir de l'ITRS [ITRS2003].



Chapitre II

Dispositifs expérimentaux

II-A Les lasers à excimère

Les lasers généralement utilisés pour procéder aux recuits thermiques sont des lasers à excimère, ou, par abus de langage, lasers excimer. Ces lasers pulsés émettent dans le domaine ultraviolet, principalement à 157 nm (F_2), 193 nm (ArF), 248 nm (KrF), 308 nm (XeCl) et 350 nm (XeF).

Les lasers à excimère sont apparus en 1975. Le terme "excimer" est la contraction de "excited dimer", qui désigne une molécule formée de deux atomes identiques qui n'existe que dans l'état excité, comme par exemple Xe_2 . Par extension, ce terme s'applique aussi aux molécules diatomiques composées exciplexes ("excited complex") formées de l'association d'un atome de gaz rare et d'un atome d'halogène, comme XeCl.

Une molécule diatomique est un système complexe puisqu'il faut prendre en compte les excitations électroniques, vibrationnelles et rotationnelles. Un état électronique d'une molécule diatomique peut se décrire par sa courbe de potentiel qui représente l'énergie potentielle de l'ensemble en fonction de la distance interatomique (figure II.1). Si cette

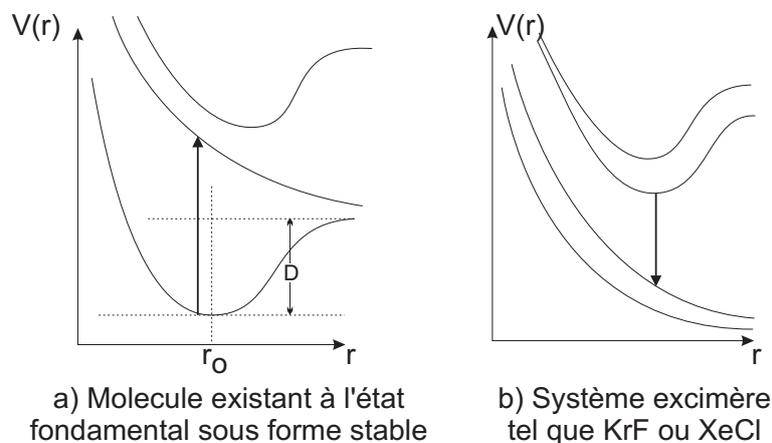


FIG. II.1 – Diagramme d'énergie potentielle V en fonction de la distance inter-nucléaire r pour divers états électroniques d'une molécule diatomique [HERZBERG50].

courbe de potentiel présente un minimum, il s'agit d'un état lié caractérisé par des états discrets d'énergie de vibration et de rotation. Lorsqu'il n'existe pas de minimum, la courbe de potentiel est répulsive : c'est un état dissociatif. Chaque fois que la molécule atteint un tel état d'énergie, l'édifice moléculaire est dissocié en un temps très court ($\simeq 1$ ps).

On appelle excimère un édifice moléculaire qui n'existe que dans un état excité et dont l'état électronique d'énergie fondamentale est dissociatif. Il n'y a donc pas d'état stable pour une telle molécule. C'est le cas des molécules ArF, KrF, XeCl, qui se prêtent bien à la réalisation d'un laser.

Les états moléculaires liés excités ($XeCl^*$, par exemple) sont formés dans un plasma créé par une décharge électrique pulsée dans un mélange composé du gaz rare ($< 10\%$) et de l'halogène ($\simeq 0,2\%$) qui sont à l'origine de l'excimère et d'un gaz tampon ($\simeq 90\%$). La transition laser correspond à la désexcitation de ces états liés par émission de photons, vers l'état fondamental dissociatif de durée de vie extrêmement brève.

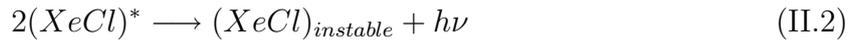
L'intérêt essentiel de ces lasers à excimère est l'énergie considérable par impulsion qu'ils peuvent fournir dans l'ultraviolet, typiquement de 0,1 à 1 J par impulsion, exceptionnellement près de 20 J par impulsion, à des puissances moyennes pouvant atteindre le kW [GODARD94]. C'est pourquoi de nombreuses applications utilisent ces lasers.

La population des molécules excimères résulte d'un grand nombre de processus de formation et de destruction. Pour décrire la cinétique d'un laser XeCl, on peut être amené à prendre en compte près de 200 réactions [BRANLY99]. Les principales étapes mises en jeu sont les suivantes :

Les atomes excités Xe^* et Cl^* sont créés par la décharge électrique (tension de l'ordre de la dizaine de kV, durée de quelques ns) :



A la suite de collisions, ils forment la molécule excitée : $(XeCl)^*$ qui se désexcite vers son état fondamental instable en émettant un photon de façon spontanée ou induite :



L'état fondamental de la molécule ($XeCl$) est dissociatif : dès qu'il est formé, les atomes se séparent.



L'état fondamental est donc dépeuplé très efficacement. On a ainsi inversion de population.

Les pressions partielles de chlorure d'hydrogène et de xénon sont limitées à une dizaine et une centaine de millibars, respectivement. Le gaz tampon, hélium ou néon, a pour rôle de favoriser la réaction. Le mélange gazeux est à une pression de l'ordre de quelques bar. Le taux de production de l'état excité doit être plus rapide que la durée de vie de ce même état. C'est de la pression du mélange et du courant de décharge par cm^2 que dépend la vitesse de la réaction.

Pour que le plasma de décharge soit stable et homogène, il est nécessaire de préioniser le gaz compris entre les deux électrodes. La préionisation consiste à créer, préalablement à la décharge, une densité d'électrons suffisante et homogène qui favorise l'initiation de la décharge et permet d'éviter la formation éventuelle d'arcs électriques. En effet, une décharge électrique puissante dans un milieu actif sous pression élevée peut créer de très

fortes instabilités néfastes pour l'homogénéité et la stabilité du faisceau laser, ainsi que pour la durée de vie du laser lui-même.

Dans la plupart des lasers, la pré-ionisation est produite par le rayonnement ultraviolet d'une décharge annexe. Pour certains lasers, comme le VEL 15 de SOPRA, la pré-ionisation est produite par des rayons X. La pré-ionisation par ultraviolet convient bien aux lasers de taille réduite et nécessite une installation relativement simple. Par contre, l'inconvénient majeur est l'absorption très forte des photons de pré-ionisation par le milieu actif. C'est pourquoi la pré-ionisation par rayons X s'impose pour des lasers de grand volume, comme les lasers SOPRA avec lesquels nous avons travaillé, car les rayons X pénètrent plus efficacement dans le volume et permettent une pré-ionisation complète du volume.

L'émission des lasers à excimère est multimode. Le faisceau laser a une faible cohérence temporelle (c'est-à-dire peu de corrélation en phase dans l'axe de propagation) et spatiale. Les raies d'émission sont larges : on observe des largeurs de raie allant jusqu'à 1000 GHz, soit 0,3 nm à 308 nm. Cette faible cohérence permet de réduire considérablement les effets diffractifs et interférentiels qui peuvent nuire à un traitement laser souhaité uniforme. Enfin les profils en énergie des faisceaux laser ne sont pas du tout gaussiens mais plutôt rectangulaires et se prêtent bien à une mise en forme par un dispositif optique d'homogénéisation pour réaliser des insulations uniformes.

II-B Caractéristiques des lasers employés à SOPRA et à l'IEF

Les caractéristiques essentielles d'un laser sont :

- sa longueur d'onde λ dont dépend le couplage au matériau irradié,
- la distribution temporelle de l'intensité du laser $I_o(t)$, et sa durée d'impulsion τ définie comme la largeur à mi-hauteur de $I_o(t)$,
- sa cohérence spatiale et temporelle,
- la divergence du faisceau et la distribution spatiale de l'intensité à l'instant t .

Les procédés de dopage par laser et les différentes études menées ici ont été testés avec trois lasers fonctionnant à la même longueur d'onde (XeCl, $\lambda = 308$ nm), mais avec des caractéristiques différentes résumées dans le tableau suivant :

	Lambda Physik Compex 102	SOPRA VEL 15 VEL1510
Type de laser	Excimère XeCl	
Longueur d'onde λ (en nm)	308	
Energie par impulsion (en J)	0.2	15
Durée d'impulsion (à mi-hauteur) (en ns)	28	200 \pm 20
Fréquence de tir (en Hz)	25	0,16 20
Dimension du faisceau (en mm^2)	10x25	70x100
Surface traitée	quelques mm^2	quelques cm^2

TAB. II.1 – *Caractéristiques des lasers utilisés*

Le laser utilisé à l'IEF est un LAMBDA PHYSIK de type COMPLEX 102 fonctionnant à

une cadence maximale de 25 Hz. Il permet d'employer différents mélanges gazeux associés à différentes longueurs d'ondes (XeCl, KrF, ArF). Les lasers développés par la société SOPRA, gamme VEL ("Very large Excimer Laser"), utilisent un mélange de gaz de type XeCl, pour lequel le rendement est optimum. Le laser VEL est prévu pour un usage en milieu industriel. Il peut fonctionner de 0,16 Hz (VEL 15) jusqu'à 20 Hz (VEL 1510).

Les lasers de la gamme SOPRA et le laser installé à l'IEF diffèrent sur deux points essentiels :

-Leur énergie : les lasers VEL peuvent délivrer une très forte énergie à chaque tir et permettent ainsi de traiter une zone de plusieurs cm^2 , soit une puce entière, en un seul tir laser. Le laser Lambda Physik utilisé à l'IEF peut traiter, quant à lui, des surfaces de quelques mm^2 , ce qui permet de balayer de nombreuses conditions expérimentales de traitement laser sur un échantillon d'une dizaine de cm^2 .

-Leur durée d'impulsion : la figure II.2 compare les formes temporelles des lasers de type VEL et Lambda Physik. La durée d'impulsion a des conséquences importantes sur le traitement laser. Toute la dynamique thermique de l'irradiation laser, telle que les profondeurs de diffusion thermique, les taux de montée et descente en température, les vitesses de fusion et de solidification des fronts de fusion, dépend de ce paramètre. Il induit également des différences importantes sur les densités d'énergie nécessaires à la réalisation du procédé de dopage.

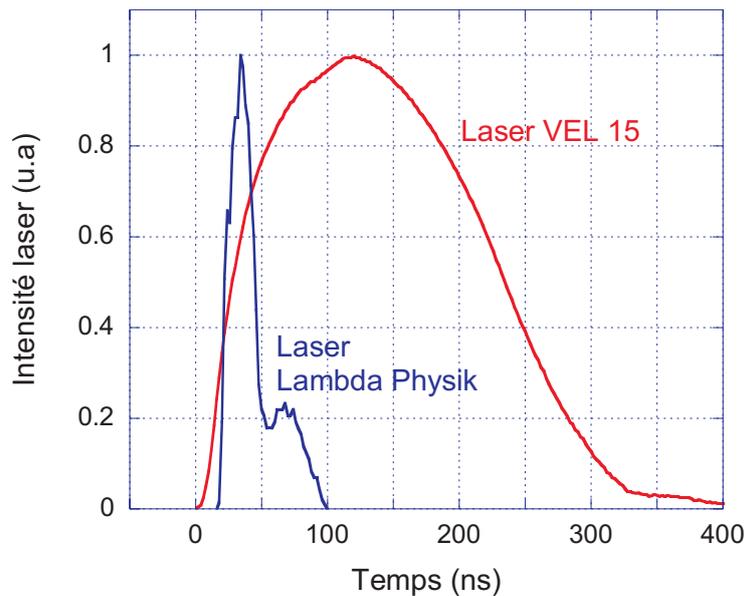


FIG. II.2 – Caractéristiques temporelles typiques des impulsions des lasers de type VEL et Lambda Physik.

La densité d'énergie laser E , à la surface de l'échantillon traité, est l'intégrale de l'intensité laser $I_o(t)$ sur la durée de l'impulsion laser

$$E = \int_0^{\infty} I_o(t) dt \quad (\text{II.4})$$

E est généralement exprimé en J/cm^2 .

La densité d'énergie laser est obtenue expérimentalement en mesurant l'énergie laser totale délivrée à la surface de l'échantillon, à l'aide d'un calorimètre ou d'un joulemètre,

et la surface S de la zone traitée. Cette méthode suppose que la densité d'énergie est bien homogène.

II-B.1 Le laser SOPRA

La société SOPRA développe et produit des lasers depuis plus de 25 ans. Fort de leur savoir-faire et de leurs compétences dans le milieu optique et mécanique, les ingénieurs de SOPRA conçoivent et développent des systèmes lasers en fonction des applications et des demandes. En 1992, dans le cadre du projet EUREKA, ils développent un laser à excimère dépassant 1 kW de puissance moyenne [GODARD94], ce qui constituait une première mondiale. C'est aujourd'hui la seule société qui commercialise des lasers à excimère à très grande énergie impulsionnelle avec de longues durées d'impulsion.

Le laser VEL est constitué de quatre sous-ensembles :

- un canon de pré-ionisation par rayons X
- un système de décharge électrique
- une cavité optique
- une boucle de circulation des gaz

Les rayons X sont produits par un canon à émission d'électrons secondaires, indépendant du laser, comme le montre la figure II.3.

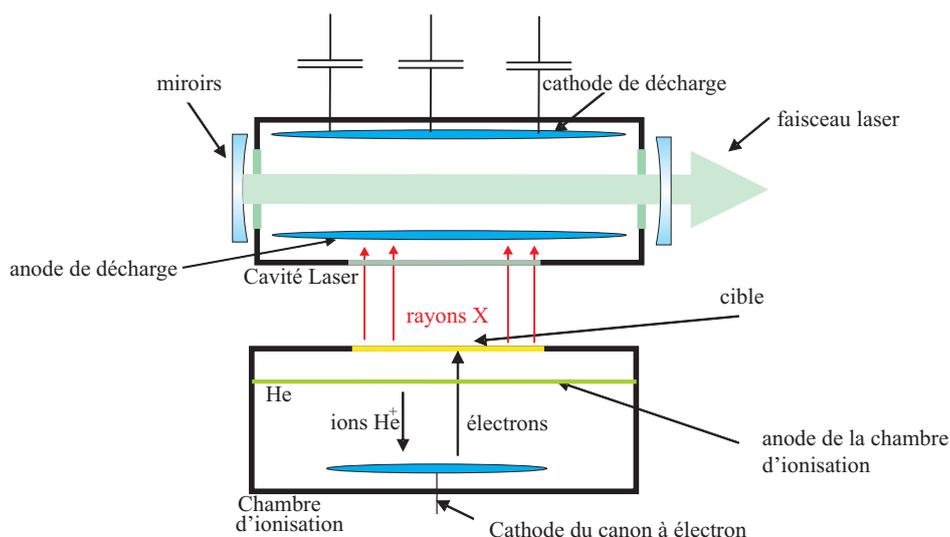


FIG. II.3 – Principe de la pré-ionisation par rayonnement X dans le laser VEL.

Un plasma d'hélium est créé dans une chambre d'ionisation, sous faible pression par une impulsion haute tension de quelques dizaines de kV appliquée à l'anode. Les ions He^+ sont accélérés par le champ électrique vers la cathode qui, sous l'impact de ces ions, émet des électrons secondaires. Ces électrons sont fortement accélérés en sens inverse et traversent la chambre d'ionisation sans interagir avec les atomes de gaz car la section efficace de collision est négligeable à cette énergie élevée et la pression de gaz très faible. Ils heurtent alors une cible et provoquent l'émission d'un rayonnement X par effet Bremsstrahlung. Ce rayonnement X ionise le gaz présent entre les électrodes du laser et facilite la décharge dans la cavité laser.

Le système de décharge électrique est synchronisé à la pré-ionisation X. Ce système est constitué de huit bancs montés en parallèle comprenant chacun des condensateurs montés en série et chargés avant chaque impulsion laser. Chaque banc de décharge est commandé par un thyatron. Le courant de décharge est de plusieurs dizaines de kilo-ampères.

La cavité laser a une longueur de 130 cm et une largeur d'environ 30 cm. La distance inter-électrodes est d'une dizaine de centimètres. Le volume actif est de plus de 5 litres.

A chaque tir laser, on dépose dans le gaz une quantité de chaleur considérable. Il est donc important de pouvoir renouveler entièrement le gaz inter-électrodes entre deux tirs. On utilise pour cela une boucle de circulation de gaz. Le gaz est refroidi, purifié et homogénéisé après chaque tir laser à l'aide d'un système annexe extérieur. Puis le gaz est réintroduit dans la cavité à travers un système d'ouïes latérales régulièrement espacées de façon à minimiser les turbulences néfastes à l'homogénéité de la décharge.

Sur la figure II.4 on peut voir l'intérieur de la cavité laser, avec l'électrode supérieure de la cavité laser ainsi que la sortie de la chambre de pré-ionisation par rayons X. Sur les côtés, on peut observer les ouïes latérales par lesquelles pénètrent le gaz homogénéisé.

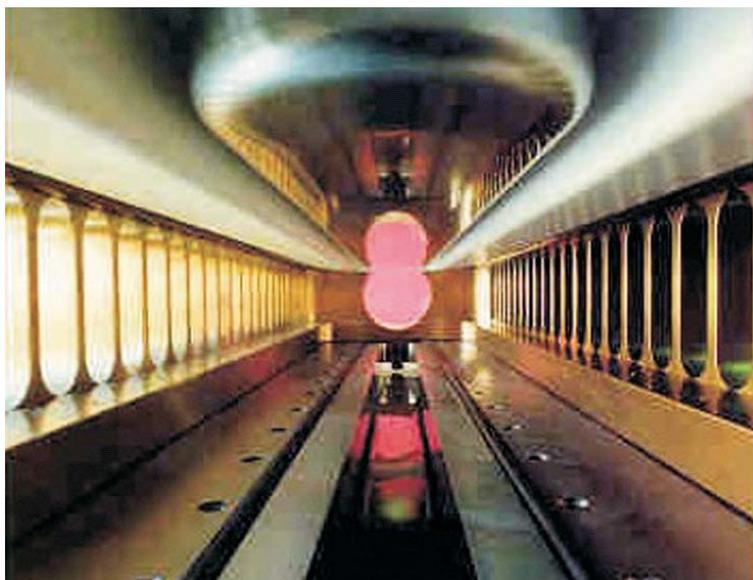


FIG. II.4 – Vue de la cavité du laser VEL.

II-C Dispositifs expérimentaux à l'IEF et à SOPRA

Les expériences de dopage laser ont été réalisées à l'aide du laser VEL 15 de SOPRA, installé dans leurs locaux, et du laser Lambda Physik Compex 102, à l'IEF. Nous disposons sur chaque site d'un bâti expérimental constitué des éléments suivants :

- la source laser
- une lame atténuatrice (pour régler la densité d'énergie laser de recuit)
- un système optique d'homogénéisation du faisceau
- la chambre de traitement laser
- les dispositifs de déplacement mécanique de l'échantillon à traiter
- le système de mesure in situ de la réflectivité transitoire
- les systèmes d'analyse et de caractérisation du faisceau laser

Le laser délivre un faisceau ayant un profil relativement plat. Ce faisceau est traité optiquement afin de réaliser une irradiation laser de l'échantillon aussi uniforme que possible, sur des dimensions adaptées à la gamme de densité d'énergie recherchée.

Avec le laser SOPRA, on a choisi une surface d'irradiation carrée de dimension $2 \times 2 \text{ cm}^2$ qui permet d'irradier des puces entières (pour les expériences présentées ici, les puces fournies par le LETI ont des dimensions de $18 \times 18 \text{ mm}^2$ ou de $20 \times 16 \text{ mm}^2$). Dans le cas du dispositif de l'IEF, la surface est rectangulaire, typiquement de $2 \times 3 \text{ mm}^2$.

Le système optique de SOPRA est réalisé sur la base de simulations prenant en compte la diffraction, l'absorption, les aberrations et les réflexions parasites qui pourraient endommager les optiques. Un soin tout particulier est apporté aux tolérances de fabrication et aux traitements réfléchissants et anti-reflet des miroirs et lentilles composant l'optique du faisceau laser.

II-C.1 Homogénéiseur de faisceau

Le système d'homogénéisation du faisceau laser est la partie la plus sensible du dispositif. Il est critique et une attention toute particulière doit y être dédiée. Nous avons utilisé successivement un homogénéiseur de faisceau à simple et à double matrice de micro-lentilles. Dans son principe, il s'agit de découper en sous-faisceaux le faisceau incident à l'aide de micro-lentilles et de moyenner l'ensemble de ces sous-faisceaux en les superposant dans le même plan image à l'aide d'une lentille collectrice. L'homogénéisation résulte alors de la superposition des sous-faisceaux issus de chaque micro-lentille. Le schéma de principe du système d'homogénéisation de faisceau à simple matrice de micro-lentilles est représenté sur la figure II.5.

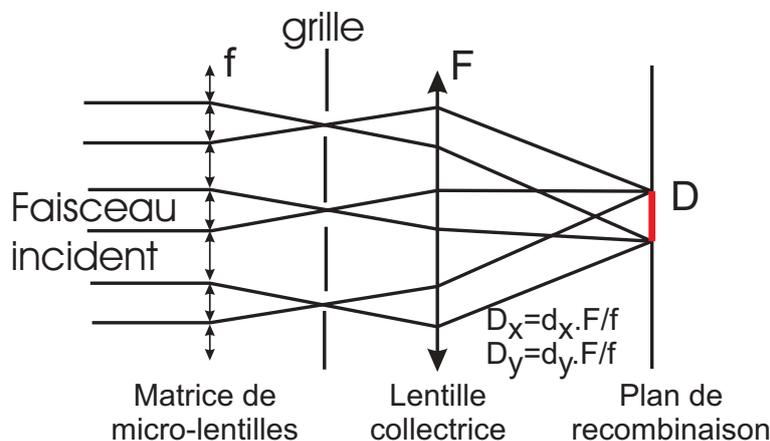


FIG. II.5 – Principe de l'homogénéiseur de faisceau à simple matrice de micro-lentilles.

Le plan de recombinaison est situé à la focale de la lentille collectrice. Les dimensions D_x et D_y de la zone irradiée, dans le plan de recombinaison, dépendent des distances focales de la lentille collectrice (F) et des micro-lentilles (f), ainsi que des dimensions géométriques d_x et d_y de ces micro-lentilles. Elles sont données par :

$$\frac{D_x}{d_x} = \frac{D_y}{d_y} = F/f \quad (\text{II.5})$$

Les premières expériences de dopage laser, chez SOPRA, ont été menées avec ce type d'homogénéiseur. On atteignait alors une uniformité moyenne mesurée d'environ $\pm 4\%$ avec une tache laser de $1,5 \times 1,5 \text{ cm}^2$. Pour mieux s'adapter aux exigences du procédé de dopage laser, nous avons finalement opté pour un homogénéiseur de faisceau à double matrice de micro-lentilles. Chacune de ces matrices est constituée de 80 micro-lentilles. Ce système, avec lequel a été fait l'ensemble des tests de dopage laser sur dispositif réel, permet d'obtenir une homogénéité proche de $\pm 1\%$ sur une surface de $2 \times 2 \text{ cm}^2$, si l'on exclut une largeur de $500 \mu\text{m}$ en bordure de faisceau.

Le montage expérimental installé à l'IEF est schématisé en figure II.6. Dans ce montage, c'est également un système à double matrice de micro-lentilles qui a été choisi. Chaque matrice est constituée de trois colonnes de cinq micro-lentilles. Le plan de recombinaison des 15 sous-faisceaux est imagé dans le plan de l'échantillon par deux lentilles plan-convexes calculées pour réduire les aberrations. Ainsi la taille de la zone irradiée par le laser est réglée en choisissant le grandissement de ce dernier dispositif. En général, les dimensions du spot laser sur l'échantillon sont typiquement de $2 \times 3 \text{ mm}^2$, et l'inhomogénéité d'environ $\pm 5\%$.

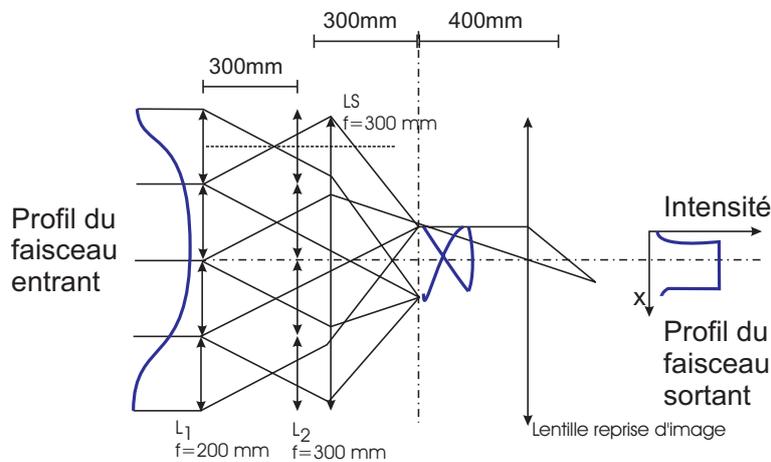


FIG. II.6 – Principe de l'homogénéiseur de faisceau à double matrice de micro-lentilles et du dispositif optique utilisé à l'IEF.

En principe, plus le nombre de micro-lentilles est important, meilleure est l'homogénéité. Les rayons de courbure des différentes lentilles doivent être aussi faibles que possible afin de minimiser les phénomènes d'aberration. De plus, la qualité de la décharge électrique du laser conditionne l'uniformité du faisceau émis. L'uniformité finale d'irradiation du silicium dépend donc de nombreux paramètres. Compte tenu de tous ces paramètres et des tolérances de fabrication, la meilleure homogénéité possible, d'après des simulations faites avec le logiciel de calcul optique "Zemax", est de 1%, avec un laser de type VEL.

II-C.2 Caractérisation in situ en temps réel par réflectivité transitoire

Afin de mieux comprendre et contrôler un processus, il est indispensable de disposer d'un moyen permettant de suivre et de caractériser des phénomènes physiques utilisés en temps réel. Dans le cas du dopage par laser, les phénomènes mis en jeu ont des temps caractéristiques de l'ordre de la nanoseconde. La caractérisation du processus à l'aide de la mesure de réflectivité transitoire est bien adaptée à nos expériences.

Ce principe est couramment utilisé pour contrôler la qualité et les épaisseurs des dépôts de couches minces, en optique ou en microélectronique par exemple, mais, avec des échelles de temps beaucoup plus longues. On mesure l'évolution du coefficient de réflexion de la zone irradiée de l'échantillon en cours de traitement. La réflectivité renseigne sur le changement de phase du matériau, et les modifications d'indice des différentes couches de l'échantillon en fonction, notamment, de la température ou du dopage.

L'intérêt dans notre cas est le suivi du processus de fusion induit par le laser.

La figure II.7 montre l'évolution simulée de la réflectivité du silicium, à 632,5 nm et selon sa normale, lorsque l'épaisseur de silicium liquide augmente. La réflectivité est multipliée par deux lorsque l'épaisseur liquide atteint environ 20 nm. La réflectivité dépend bien sûr des paramètres optiques pris pour les calculs [PALIK98].

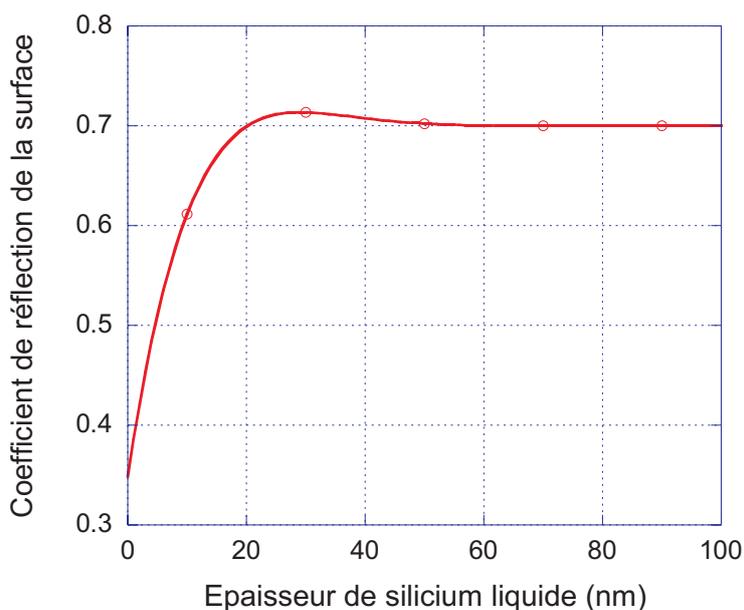


FIG. II.7 – Évolution calculée de la réflectivité du silicium en fonction de l'épaisseur du film de silicium liquide.

La mesure de réflectivité transitoire permet d'abord de déterminer expérimentalement, de manière très précise, le seuil de fusion du silicium. Ce seuil constitue, pour le traitement laser, une référence absolue, c'est-à-dire indépendante des incertitudes de mesure de la densité d'énergie laser, pour l'ensemble des expériences réalisées aussi bien à SOPRA qu'à l'IEF. C'est une donnée cruciale car l'objectif est de réaliser des jonctions d'épaisseurs déterminées par la profondeur de fusion, de l'ordre de 10 nm, ce qui exige de travailler avec des densités d'énergie laser voisines du seuil de fusion.

Mais la mesure de réflectivité transitoire permet également de connaître la durée de

fusion du silicium, et donne accès à la profondeur de fusion, pourvu que celle-ci ne dépasse pas 20 nm. G. Kerrien [KERRIEN02, KERRIEN04] a montré que, moyennant une simulation et des calibrations expérimentales, la durée de fusion permet d'estimer la profondeur fondue. Enfin, cette mesure permet aussi d'évaluer la densité de dopants activés au cours du traitement laser, du moins pour les concentrations en dopants suffisamment élevées.

La technique de réflectivité transitoire, déjà en place à l'IEF, a été installée à SOPRA. A l'IEF, on utilise une diode laser à $\lambda = 675 \text{ nm}$ d'une puissance de 50 mW, et à SOPRA, un laser He-Ne ($\lambda = 632,5 \text{ nm}$) d'une puissance de 30 mW. L'intensité du faisceau laser rouge réfléchi par la surface est mesurée par une photodiode rapide (temps de réponse inférieur à la nanoseconde). Une seconde photodiode rapide mesure la forme temporelle de l'impulsion laser en même temps que les différentes mesures faites sur le faisceau laser ultraviolet. A chaque tir laser, les signaux des photodiodes sont enregistrés sur un oscilloscope numérique puis transférés à un ordinateur pour traitement. Pour éliminer les parasites électriques générés lors des tirs laser, nous avons utilisé à SOPRA des fibres optiques pour éloigner les photodiodes rapides et l'oscilloscope du laser, et, à l'IEF, des câbles coaxiaux doublement blindés.

Ce dispositif de réflectivité transitoire in situ s'avère être très utile pour comparer les expériences réalisées sur chacun des deux sites, et pour comparer les résultats expérimentaux aux résultats des simulations thermiques

II-C.3 Dispositif à SOPRA

Dans leur principe les dispositifs optiques mis en place à SOPRA et à l'IEF sont similaires. La figure II.8 représente le schéma du dispositif utilisé à SOPRA.

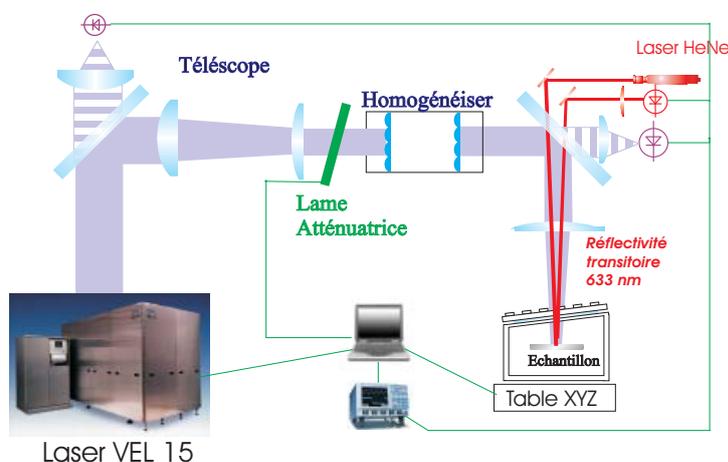


FIG. II.8 – Dispositif expérimental installé à SOPRA.

Le faisceau du laser VEL est d'abord dévié par plusieurs miroirs afin d'aligner le faisceau sur le dispositif optique proprement dit. Un télescope, constitué de deux lentilles, ajuste les dimensions du faisceau laser à l'homogénéiseur. Une lame atténuatrice permet de contrôler, par rotation, la densité d'énergie laser. La figure II.9 représente l'atténuation de cette lame en fonction de l'angle de rotation vis à vis du faisceau laser à 308 nm.

L'énergie du laser VEL peut également être contrôlée en modifiant la tension de décharge. Cependant, cette technique, bien que précise, présente l'inconvénient de modifier légèrement la forme temporelle de l'impulsion laser. Comme nous le verrons plus

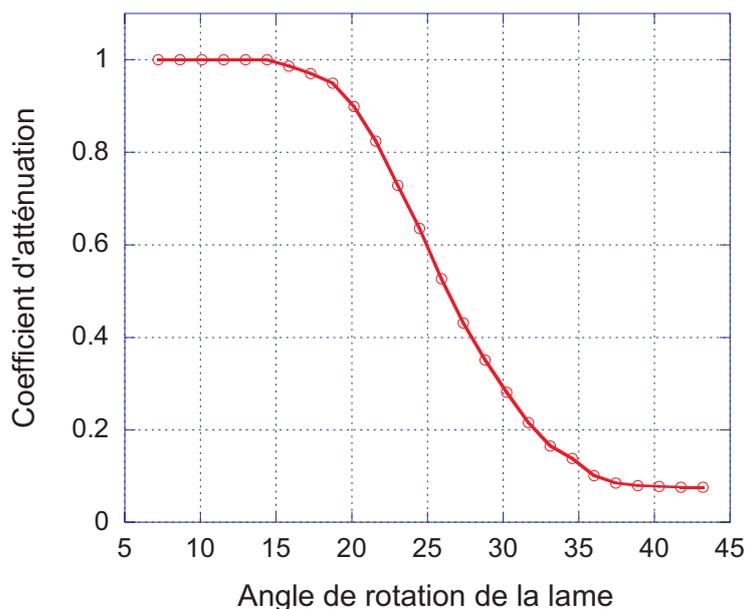


FIG. II.9 – Coefficient d'atténuation de la lame en fonction de l'angle d'incidence du faisceau laser à 308 nm.

tard dans nos simulations, la forme et la durée de l'impulsion laser jouent un rôle sur le seuil et la dynamique de fusion du matériau. Nous avons donc préféré utiliser la lame atténuatrice qui permet de travailler à tension de décharge fixe. Cette lame est couplée à un moteur pas à pas qui permet une rotation par incréments de $0,072^\circ$.

Après atténuation, le faisceau laser traverse l'homogénéiseur de faisceau et une lentille collectrice qui permet de projeter l'ensemble des sous-faisceaux associés à chacune des micro-lentilles, sur la surface de l'échantillon.

La chambre de traitement, munie d'un hublot de silice traité antireflet, permet d'accueillir des wafers de 20 cm de diamètre maximum. Cette chambre est évacuée par une pompe sèche avec un vide limite de 0,07 mbar, ce qui permet de minimiser les problèmes de pollution liés, par exemple, aux remontées d'hydrocarbures. Les traitements laser peuvent être faits soit sous vide primaire, soit sous atmosphère contrôlée avec une pression limitée à 2 bars. Les expériences ont été faites à pression atmosphérique sous flux continu de gaz neutres tels que l'azote ou l'argon. Sur ce bâti, on peut également utiliser tout autre type de gaz non corrosif. Les expériences de GILD nécessitent l'utilisation de gaz dangereux et corrosifs. C'est pourquoi ces expériences n'ont pas pu être faites à SOPRA car nous ne disposons pas des architectures nécessaires pour traiter en toute sécurité ce type de gaz.

La figure II.10 montre la chambre à vide optimisée pour les expériences de LTP par SOPRA représentée en position de chargement et en position fermée. Cette chambre est placée sur une table de translation (X,Y,Z) motorisée et commandée avec le même ordinateur que le moteur de la lame atténuatrice. On peut ainsi traiter de 40 à 60 zones rectangulaires de 2 à 4 cm^2 permettant ainsi de couvrir une très large gamme de conditions expérimentales.

La densité d'énergie déposée lors du processus de dopage laser est contrôlée à l'aide de deux photodiodes situées respectivement derrière le premier et le second miroir de renvoi. Ces photodiodes sont éloignées du dispositif expérimental à l'aide de fibres optiques afin de minimiser les perturbations électromagnétiques lors des tirs laser. Chaque photodiode

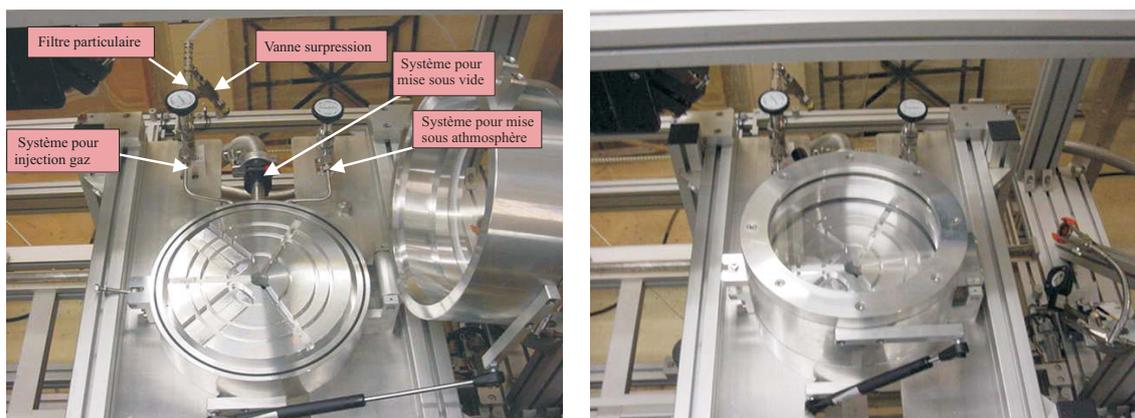


FIG. II.10 – Chambre de traitement utilisée à SOPRA pour les expériences de LTP. La photo de gauche montre la cellule ouverte, pour le chargement de l'échantillon. A droite, la chambre est en position fermée ; on y remarque le hublot en silice permettant l'insolation de l'échantillon.

est préalablement calibrée à l'aide d'un calorimètre installé à la place de l'échantillon. Une fois cette calibration faite, il est aisé de déduire la densité d'énergie sur l'échantillon par la mesure du signal mesuré sur par chaque photodiode. Ces calibrations, ainsi que celle de la lame atténuatrice, sont faites avant tout cycle d'expériences de dopage laser.

II-C.4 Dispositif à l'IEF

Le dispositif installé à l'IEF est très similaire à celui de SOPRA et repose sur les mêmes principes. Il a été mis au point par G. Kerrien au cours de sa thèse [KERRIEN04]. Il dispose de davantage de caractérisations optiques.

Le schéma de principe du dispositif installé à l'IEF est représenté sur la figure II.11. Le faisceau du laser Lambda Physik est redirigé à l'aide de deux miroirs puis traverse une lame atténuatrice, semblable à celle de SOPRA, et un système d'homogénéisation à double matrice de micro-lentilles. L'ensemble des sous-faisceaux sortant de l'homogénéiseur est projeté à l'aide d'une lentille collectrice dans le plan d'un diaphragme qui permet de définir la géométrie de zone irradiée de l'échantillon. Ce diaphragme sert également aux étapes d'alignement des différents systèmes optiques. Son plan est imagé à l'aide de deux lentilles plan-convexes sur la surface de l'échantillon à traiter, dans la chambre de traitement sous vide. Deux caméras CCD, placées dans des plans optiquement conjugués de l'échantillon, sur les faisceaux laser incident et réfléchi, permettent de régler et de suivre au cours des expériences l'homogénéité du faisceau et l'alignement optique. Une troisième caméra permet de visualiser, dans le visible, l'échantillon et les zones à traiter. Deux photodiodes rapides permettent d'enregistrer, à chaque tir, l'impulsion laser incidente et réfléchi par l'échantillon. On dispose également d'un joulemètre qui permet de mesurer, en valeur relative l'énergie laser incidente. Comme pour le dispositif installé à SOPRA, la calibration en énergie est faite avant chaque cycle d'expériences grâce à un calorimètre mis à la place de l'échantillon.

Les expériences de LTP et de GILD sont faites dans une chambre en inox sous vide. Cette chambre est pompée par un groupe de pompage classique (pompe à palettes et pompe à diffusion) avec un vide limite de quelques 10^{-7} à 10^{-6} mbar. Lors des expériences de GILD, faites exclusivement à l'IEF, le précurseur gazeux (habituellement le chlorure

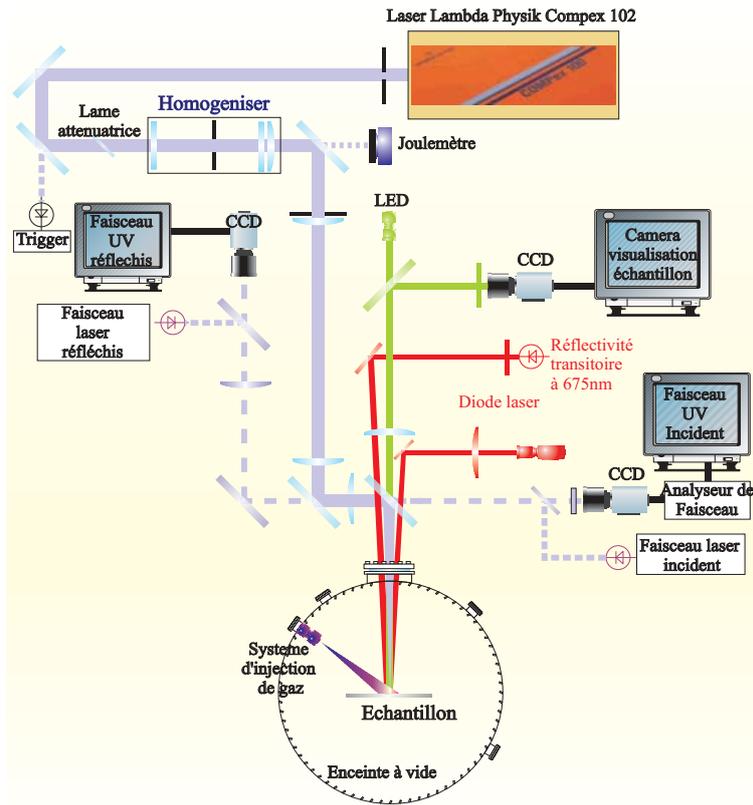
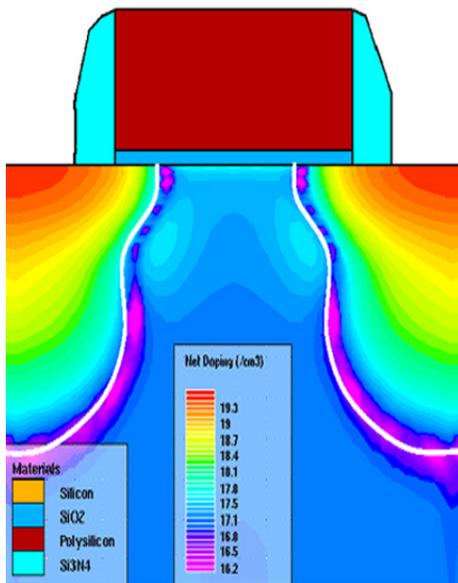


FIG. II.11 – Dispositif expérimental installé à l'IEF.

de bore) est injecté avant chaque tir laser sur la surface à traiter par un jet moléculaire pulsé. Pendant ces expériences, le pompage est maintenu en permanence et la pression de gaz dopant dans la chambre ne dépasse pas 10^{-4} mbar.

Les échantillons à traiter ont une dimension de 5 à 10 cm^2 et sont fixés sur un manipulateur sous vide qui permet de le déplacer et de réaliser une vingtaine de traitements laser différents sur des zones de $\simeq 6 mm^2$ chacune.

Un nouveau bâti expérimental réalisé à l'IEF, permettra d'accueillir des substrats de diamètres de 20 cm.



Chapitre III

Simulations numériques

III-A Simulations thermodynamiques

Les simulations numériques sont indispensables pour prédire le comportement des systèmes physiques étudiés, pour mieux interpréter et analyser les résultats expérimentaux obtenus et pour optimiser un procédé de fabrication.

Le recuit laser a été étudié dès les années 80. De nombreux auteurs ont simulé la fusion induite par laser du silicium [BAERI79, WOOD81a, THOMPSON83, UNAMUNO89], mais se sont limités au cas, déjà difficile, d'un modèle à une dimension ne prenant en compte qu'un seul matériau. De plus, malgré les nombreux travaux théoriques, les modèles de transfert d'énergie des porteurs de charge au réseau restent controversés.

Le couplage de l'énergie fournie par le laser peut être décrit soit par un modèle thermique macroscopique, soit par un modèle microscopique. Un modèle microscopique doit prendre en considération les processus de relaxation de l'énergie déposée par le laser par création de paires électron-trou. Ces processus ont été évoqués au chapitre I-E (voir figure I.21). Leurs constantes de temps sont du domaine de la picoseconde, voire moins. Un modèle de type microscopique est donc indispensable dès que la durée de l'impulsion laser est de l'ordre de la femtoseconde ou de la picoseconde. Dans ce cas, les processus de relaxation de la densité et de l'énergie des électrons libres photogénérés dominent largement et sont effectivement observables [DRIEL, EHRLICH89]. L'échauffement du matériau apparaît avec un retard, dû aux constantes de temps des processus de relaxation de l'énergie électronique, mesurable par rapport à la durée de l'impulsion laser. Ces impulsions laser ultra-courtes sont donc réservées aux situations où l'on cherche à privilégier les processus électroniques au détriment des processus thermiques.

Pour les applications au dopage laser, il est indispensable que l'impulsion laser puisse induire une fusion bien contrôlée d'une couche superficielle du silicium et que la solidification qui suit donne lieu à une épitaxie en phase liquide de cette couche fondue. Or on sait que cette épitaxie n'est réalisable que si la vitesse du front de solidification ne dépasse pas une limite estimée à 15 m/s [THOMPSON83]. Au-delà de cette vitesse, le matériau est amorphisé : il n'y a donc aucun espoir de créer une couche dopée électriquement active. La vitesse de propagation du front de solidification est directement liée à la durée de l'impulsion laser : pour maintenir une vitesse de front de solidification inférieure à 10

m/s, il est impératif d'utiliser un laser dont la durée d'impulsion est d'au moins quelques nanosecondes.

C'est pourquoi les impulsions des lasers utilisés dans les expériences dont il est question ici, ont des durées de l'ordre de 10 ou 100 ns. L'expérience montre que les vitesses de propagation des fronts de fusion et de solidification sont alors de l'ordre du m/s.

Avec des impulsions de ≈ 10 ou ≈ 100 ns, les processus observés sont bien décrits par un modèle macroscopique thermique. Ce modèle suppose que les phénomènes entrant en jeu dans la relaxation de la densité et de l'énergie des porteurs créés par l'impulsion laser sont quasi instantanés, à l'échelle de temps considérée, et les phénomènes importants sont bien décrits par l'équation de la chaleur et le changement de phase du silicium.

III-A.1 Modèle thermique macroscopique

Ce modèle repose sur la résolution de l'équation fondamentale de la chaleur à laquelle on incorpore un terme source S qui tient compte de l'énergie apportée par l'irradiation laser. Considérons le cas de l'interaction d'un faisceau laser de densité d'énergie uniforme avec un matériau homogène et semi-infini (cas à une dimension). Cette situation correspond au cas où les dimensions de la zone traitée par le laser sont bien plus grandes que l'épaisseur de matériau effectivement concernée. La figure III.1 schématise l'interaction laser-matière dans son principe. Le faisceau laser, supposé uniforme, se propage selon l'axe z perpendiculaire à la surface du matériau qui définit le plan (x,y) .

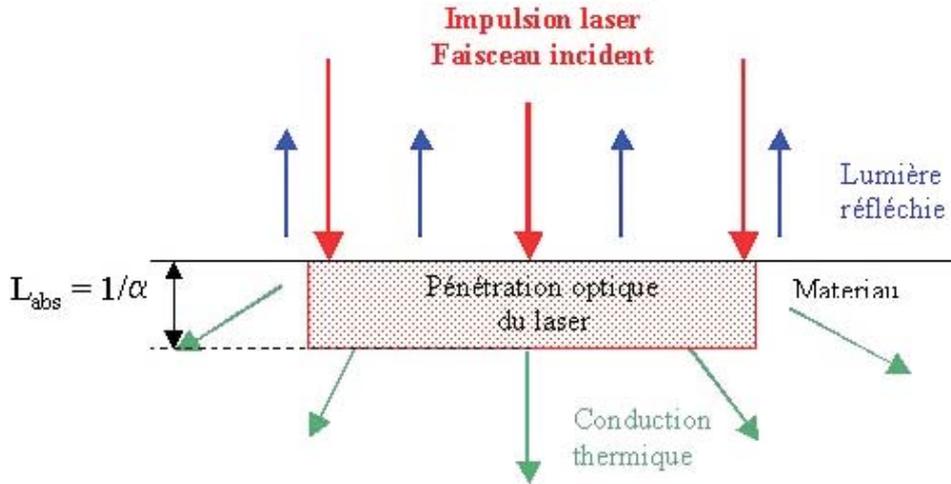


FIG. III.1 – Représentation schématique de l'interaction laser-matériau.

La diffusion de la chaleur est régie par l'équation suivante :

$$\frac{\partial T(x, y, z, t)}{\partial t} = \nabla(D\nabla T(x, y, z, t)) + \frac{S_{laser}(x, y, z, t)}{C_p(T)} \quad (\text{III.1})$$

où T est la température en un point (x, y, z) , à un instant t , $D = k/C_p$ est la diffusivité thermique du matériau (en m^2s^{-1}), C_p sa capacité calorifique (en $J.K^{-1}m^{-3}$), k sa conductivité thermique (en $W.K^{-1}m^{-1}$). $S_{laser}(x, y, z, t)$ est le terme de source de chaleur induite par l'interaction laser-matière, définie par :

$$S_{laser}(x, y, z, t) = I_o(x, y, t)(1 - R)f(z) \quad (\text{III.2})$$

où $I_o(x, y)$ est l'intensité laser à la surface du matériau ($z=0$), R le coefficient de réflexion du matériau à la longueur d'onde donnée, et α le coefficient d'absorption du matériau (en m^{-1}). La fonction $f(z)$ décrit la variation de l'intensité laser dans le matériau en tenant compte de son absorption selon z [ALLMEN87] :

$$f(z) = \alpha e^{-\alpha z} \quad (\text{III.3})$$

L'équation de diffusion de la chaleur n'admet de solution analytique que dans certains cas particuliers et si l'on peut faire les hypothèses simplificatrices suivantes :

- le matériau est plan, uniforme et homogène,
- les paramètres physiques (diffusivité thermique, chaleur spécifique et densité) et optiques (réflectivité de la surface et coefficient d'absorption) du matériau sont indépendants de la température,
- le changement de phase n'est pas pris en compte.

Dans la pratique, les paramètres physiques et optiques dépendent fortement de la température, notamment dans le cas du silicium, et, pour le dopage laser, la fusion du matériau doit être considérée. Quoiqu'il en soit, un calcul analytique simple permet d'évaluer les importances relatives des différents paramètres et les ordres de grandeur des effets attendus.

III-A.2 Longueurs caractéristiques de l'interaction laser

Deux longueurs fondamentales caractérisent le phénomène d'échauffement induit par l'irradiation laser :

- la longueur de pénétration optique (ou encore longueur d'absorption optique) : $l_{abs} = 1/\alpha$
- et la longueur de diffusion thermique de la chaleur : $l_{diff} = \sqrt{2D\tau}$

où τ est la durée de l'impulsion laser.

La longueur de pénétration optique l_{abs} dépend fortement de la longueur d'onde du laser, comme on peut le voir sur la figure I.20. La longueur de diffusion thermique l_{diff} dépend des propriétés thermiques du matériau et augmente avec la durée de l'impulsion laser. En prenant la diffusivité thermique du silicium à 1500 K ($D = 0,08 \text{ cm}^2/\text{s}$), on trouve :

- $l_{diff} \simeq 700 \text{ nm}$ pour $\tau \simeq 28 \text{ ns}$ (cas du laser Lambda Physik)
- $l_{diff} \simeq 1,8 \text{ }\mu\text{m}$ pour $\tau \simeq 200 \text{ ns}$ (cas du laser SOPRA)

Ces longueurs caractéristiques jouent donc un rôle essentiel dans le couplage laser-matière et l'élévation de la température du matériau. En effet, c'est la plus longue des deux longueurs caractéristiques l_{diff} et l_{abs} qui détermine, au premier ordre, l'épaisseur de matériau dans laquelle l'élévation de température induite par le laser est importante.

On peut distinguer deux régimes de traitement laser : un régime de forte absorption, lorsque $l_{abs} \ll l_{diff}$, et un régime de faible absorption, lorsque $l_{abs} \gg l_{diff}$

Ces régimes sont mis en évidence sur la figure III.2 où sont reportées la longueur de diffusion thermique du silicium à 1500 K et les longueurs d'absorption optiques aux longueurs d'ondes des principaux lasers en fonction de la durée de l'impulsion laser mise en jeu. L'un ou l'autre de ces régimes va dominer en fonction de la longueur d'onde du laser et de la durée de son impulsion. On remarque qu'avec un laser UV d'impulsions de ≈ 10 ou 100 ns , comme c'est le cas dans ce travail, on se trouve assurément dans le cas du régime de forte absorption : $l_{abs} \simeq 10 \text{ nm}$ alors que $l_{diff} \simeq 1000 \text{ nm}$. La situation serait inversée avec un laser d'impulsion de $\simeq 10 \text{ ns}$ travaillant dans le rouge ou l'infrarouge,

comme un laser NdYag à $1,06 \mu\text{m}$, ou avec un laser dont la durée d'impulsion serait de l'ordre de la picoseconde ou moins.

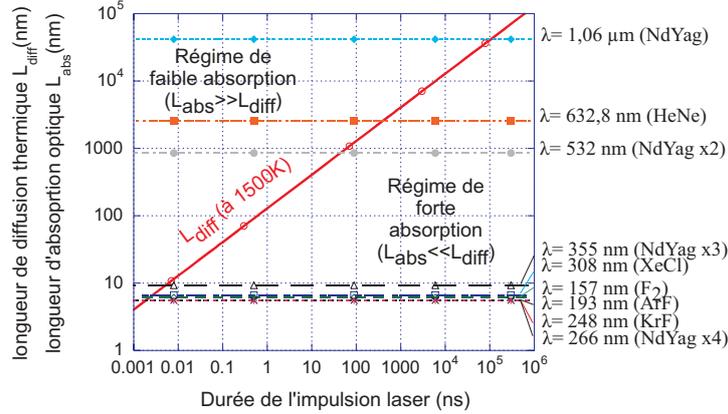


FIG. III.2 – Comparaison de la longueur de diffusion thermique et de la longueur d'absorption optique du laser utilisé en fonction de la durée de l'impulsion laser.

A ces deux longueurs caractéristiques, il faut en ajouter une troisième : la dimension caractéristique 2ω de la zone traitée par le laser. Si la tache laser est circulaire, par exemple, ω est le rayon de cette tache.

Dans le cas d'un faisceau laser uniforme et d'un matériau homogène, on peut considérer qu'un modèle thermique unidimensionnel suffit à décrire le processus d'échauffement induit par laser, pourvu que 2ω soit largement plus grand que l_{diff} et l_{abs} : la diffusion de la chaleur se fait essentiellement selon la normale à la surface du matériau. Dans le cas où l_{diff} ou l_{abs} est de l'ordre de ou supérieur à 2ω , un modèle à 2 ou 3 dimensions s'impose puisque la diffusion de la chaleur se fait dans toutes les directions : c'est le cas d'un "point chaud" provoqué, par exemple, par la focalisation d'un faisceau laser. Nous verrons que la dimension 2ω est toujours très supérieure aux longueurs l_{diff} et l_{abs} à la longueur d'onde de 308 nm.

Plaçons nous dans le cas simple d'un matériau plan, homogène, dont les caractéristiques physiques et optiques sont indépendantes de la température, et dans des conditions d'irradiation laser telles qu'un modèle 1D suffise. Nous allons chercher à évaluer la densité d'énergie laser nécessaire pour atteindre la température de fusion du silicium, appelée seuil de fusion E_s (en J/cm^2). La valeur de ce seuil de fusion est capitale pour le contrôle du processus de dopage par laser.

III-A.2.a Régime de forte absorption

Dans le cas où $l_{abs} \ll l_{diff}$, la source de chaleur $S(z, t)$ devient une source surfacique de chaleur. Le chauffage du matériau se fait alors essentiellement par diffusion thermique : c'est le régime de forte absorption ou de diffusion élevée. En supposant que les paramètres thermiques et optiques entrant en jeu lors de l'irradiation laser sont fixes, et que le matériau irradié est infini, une résolution analytique de l'équation de la chaleur est possible dans le cas à une dimension.

La température vérifie alors l'équation de la chaleur à une dimension suivant z tel que :

$$\frac{\partial T}{\partial t} = D \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} + \frac{S_{laser}(z, t)}{C_p(T)} \quad (\text{III.4})$$

Cette équation admet des solutions du type :

$$f(z, t) = f_o + \frac{A}{\sqrt{Dt}} e^{-\frac{z^2}{4Dt}} \quad (\text{III.5})$$

Dans notre cas, l'élévation de la température pour $t < \tau$ sera donnée pour une source de chaleur uniforme tel que $S=(1-R)I_o$ en surface et dans un solide semi-infini par [ALLMEN87] :

$$T(z, t) = T_o + (1 - R) \left(2I_o \frac{\sqrt{Dt}}{k} \right) ierfc \left(\frac{z}{2\sqrt{Dt}} \right) \quad (\text{III.6})$$

avec T_o la température initiale de la surface et $ierfc(x)$ définie par rapport à la fonction erreur comme :

$$ierfc(x) = \int_x^\infty erfc(x) dx = \int_x^\infty (1 - erf(x)) dx \quad (\text{III.7})$$

Pour $t < \tau$, on obtient l'élévation de la température de surface ($z=0$) :

$$T(0, t) = T_o + (1 - R) \left(\frac{2I_o}{k} \right) \sqrt{\frac{Dt}{\pi}} \quad (\text{III.8})$$

L'élévation de température à la surface, suite à une impulsion laser carrée de durée τ est d'intensité I_o est donc

$$\Delta T(z = 0) = (1 - R) \frac{2I_o}{k} \sqrt{\frac{D\tau}{\pi}} \quad (\text{III.9})$$

la densité d'énergie de cette impulsion carrée est :

$$E = I_o \tau \quad (\text{III.10})$$

En introduisant la longueur de diffusion l_{diff} , on trouve

$$\Delta T(z = 0) = (1 - R) E \cdot 2 \sqrt{\frac{2}{\pi}} \frac{1}{C_p l_{diff}} \quad (\text{III.11})$$

On peut évaluer cette élévation de température très approximativement en calculant l'élévation de température d'une couche de silicium d'épaisseur l_{diff} par absorption de la densité d'énergie $E(1-R)$.

On trouve alors

$$\Delta T = (1 - R) E \frac{1}{C_p l_{diff}} \quad (\text{III.12})$$

L'énergie nécessaire pour atteindre, par exemple, la température de fusion du silicium est donc proportionnelle à la racine carrée de la durée d'impulsion.

Le tableau III.1 illustre cette dépendance. On y a porté, pour des durées d'impulsions allant de 10 ns à 100 μ s ($\lambda=308$ nm), les longueurs de diffusion l_{diff} et la densité d'énergie nécessaire pour atteindre la température de fusion du silicium, en partant de l'équation III.12 (longueur d'onde 308 nm, paramètre du tableau III.2 à $T=1500$ K).

On observe qu'en effet le "seuil de fusion" ainsi calculé augmente avec la durée de l'impulsion, ce qui a une importance cruciale pour nos expériences puisque nous travaillons

avec des impulsions de $\simeq 20$ ou de $\simeq 200$ ns.

En fait, pour fondre une épaisseur donnée de silicium, il faut ajouter l'énergie correspondant à la chaleur latente de fusion qui vaut 4169 J/cm^3 . A titre d'exemple, la fusion d'une épaisseur de 100 nm de silicium requiert une densité d'énergie de 42 mJ/cm^2 .

τ ns	$l_{diff} = \sqrt{2D\tau}$ (cm)	éq.III.12 E(dT=1420 K) (J/cm ²)
20	$6,3 \cdot 10^{-5}$	0,59
200	$2 \cdot 10^{-4}$	1,86
1000	$4,5 \cdot 10^{-4}$	4,16
10000	$1,4 \cdot 10^{-3}$	13,17
100000	$4,5 \cdot 10^{-3}$	41,63

TAB. III.1 – Evaluation, en fonction de la durée d'impulsion laser, de la longueur de diffusion l_{diff} et de la densité d'énergie nécessaire pour atteindre la température de fusion du silicium (impulsion "carrée", laser 308 nm , paramètres du tableau III.2 avec $T=1500 \text{ K}$). La densité d'énergie est calculée à partir de l'éq. III.12.

III-A.2.b Régime de faible absorption

A l'inverse, le régime de faible absorption se manifeste lorsque $l_{abs} \gg l_{diff}$. Dans ce cas, la diffusion thermique est un phénomène négligeable. L'élévation de température de la cible a lieu uniquement sur la profondeur d'absorption l_{abs} . Pour le régime de faible absorption, la vitesse d'échauffement $\delta T(z)/\tau$ est indépendante de la durée de l'impulsion lumineuse et décroît exponentiellement avec la profondeur. Ce régime d'absorption faible est plutôt rencontré pour des irradiations fonctionnant dans le rouge ou le proche l'infrarouge, comme par exemple les lasers Nd :YAG $1,06 \mu\text{m}$ sur des matériaux cristallins pour lesquels le coefficient d'absorption optique est relativement faible.

En réalité, la plupart des paramètres caractérisant le silicium dépendent de la température. De plus, ces équations ne tiennent pas compte de la forme de l'impulsion laser qui influence également la température. C'est pourquoi ces équations ne sont valables qu'au premier ordre et dans des cas très simples. Elles permettent néanmoins de comprendre et d'envisager les tendances susceptibles d'être obtenues dans la réalité. Nous avons donc utilisé pour cela le logiciel FIDAP (Fluid Dynamic Analyse Package) édité par la firme américaine FLUENT INC. FIDAP est un logiciel de simulation numérique industriel basé sur la méthode des éléments finis. FIDAP résout les équations de la conservation du moment et de la conservation de la masse pour les fluides visqueux compressibles et incompressibles et l'équation de conservation de l'énergie pour la température. Le programme peut aussi être utilisé pour étudier les problèmes d'écoulement des fluides monophasiques ou biphasiques. Les modèles à deux dimensions, axi-symétriques ou à trois dimensions peuvent être simulés et l'écoulement peut être stationnaire ou non. Il prend également en compte les effets thermiques dus à la convection, la conduction, aux radiations, aux réactions thermiques et aux frottements. Nous avons dû toutefois adapter ce logiciel au cas de l'irradiation laser car celui-ci n'est pas pris en compte par défaut.

III-A.3 Importance relative des différents modes de transferts thermiques

Les transferts thermiques peuvent se faire par conduction, rayonnement, ou convection. La conduction est, bien entendu, le mode de transfert thermique principal pour les expériences de dopage laser, d'autant plus que le silicium est un très bon conducteur de la chaleur. La question est de savoir si les processus de transfert thermique par convection ou par rayonnement peuvent avoir une contribution notable dans l'évolution de la température et des processus de fusion et de solidification consécutifs à une impulsion laser de durée de l'ordre de 10 ou 100 ns.

III-A.3.a Rayonnement à la surface

Les pertes de chaleur par rayonnement à partir de la zone de silicium portée à une température T à la suite de l'impulsion laser sont données par la loi de Stefan :

$$\phi = \varepsilon \sigma S T^4 \quad (\text{III.13})$$

où ε est l'émissivité du corps considéré. ($\varepsilon = 1$ pour un corps noir, $\varepsilon = 0.6$ pour le silicium à l'état solide et 0.3 à l'état liquide) [RAVINDRA03, ANSELL98]. σ est la constante de Stefan,

$\sigma = 5,67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$, S est la surface du corps portée à la température T . En prenant l'émissivité du silicium à l'état liquide, les pertes par rayonnement à $T=2000$ K pour une surface unité sont :

$$\phi = 2,72 \cdot 10^5 \text{ W/m}^2 \quad (\text{III.14})$$

Il faut comparer ces pertes à la puissance laser absorbée par unité de surface lors de l'irradiation laser. Pour une énergie laser absorbée par le silicium de 1 J/cm^2 et une durée d'impulsion de 100 ns, la puissance laser absorbée par unité de surface est :

$$\phi_{laser} = 10^{11} \text{ W/m}^2 \quad (\text{III.15})$$

Les pertes par rayonnement pourront donc être considérées comme négligeables dans tout ce qui suit.

III-A.3.b Convection dans le liquide

On cherche à évaluer si des mouvements convectifs du liquide sont susceptibles de contribuer au transport de la chaleur (et/ou du soluté).

Dans le cas présent, en l'absence de forces motrices de convection forcée, le liquide ne peut être soumis qu'à une convection libre (ou naturelle) résultant :

- soit de différences de densité en présence du champ de pesanteur (convection naturelle en volume)
- soit d'une non-uniformité de la tension de surface (convection de surface ou Marangoni)

S'agissant de silicium presque pur, de telles variations ne peuvent résulter que des différences de températures imposées (convection thermique).

Dans l'hypothèse d'un régime d'écoulement visqueux (très bien justifiée ici du fait des très faibles épaisseurs de liquide), et compte tenu du facteur de forme allongé de la couche liquide, les vitesses de convection stationnaires résultant d'un gradient de température horizontal (parallèle à la surface) peuvent être estimées simplement à l'aide de la solution analytique de Birich [BIRIKH66] pour une couche plane infinie :

$$u = u_{surface} + u_{bulk} = \frac{Re_M}{4} - \frac{Gr_T}{48} \quad (\text{III.16})$$

avec :

$Gr_T = \beta \cdot g \cdot \Delta T \cdot H^3 / \nu^2$ (nombre de Grashof caractérisant la convection de volume)

$Re_M = \sigma' \cdot \Delta T \cdot H / \rho \cdot \nu^2$ (nombre de Reynolds-Marangoni associé à la convection de surface)

ν viscosité cinématique du silicium liquide ($\nu = 3,5 \cdot 10^{-7} \text{m}^2/\text{s}$),

β coefficient de dilatation thermique du liquide,

σ' coefficient de température de la tension de surface,

ρ densité,

H épaisseur de la couche,

g champ de pesanteur,

$\Delta T = G \cdot H$, où G est le gradient de température le long de la surface, supposé uniforme dans le modèle.

Le temps nécessaire à l'établissement de l'écoulement peut être estimé par :

$$\tau = H^2 / \nu \quad (\text{III.17})$$

En prenant les valeurs des propriétés physiques répertoriées par Müller et Ostrogorsky [MULLER94] et en supposant $H=10$ nm, on trouve :

$$\tau = \frac{10^{-16}}{3,5 \cdot 10^{-7}} = 3 \cdot 10^{-10} \text{ s} \quad (\text{III.18})$$

Ce temps est inférieur au temps caractéristique des impulsions laser, de l'ordre de la nanoseconde. La vitesse de convection peut donc être estimée à partir de III.16. En prenant pour ΔT l'écart de température typique le long de la surface obtenu dans les simulations, soit $\Delta T=10^\circ\text{C}$, on obtient respectivement pour les deux contributions convectives :

$$Gr_T = 10^{-12}, \quad Re_M = 0,04, \quad V_{vol} = 10^{-14} \text{ m/s} \text{ et } V_{surf} = 3,5 \text{ m/s} \quad (\text{III.19})$$

On vérifie que la contribution du premier terme est totalement négligeable de sorte que la convection est d'origine capillaire (comme c'est la règle générale dès que les épaisseurs de liquide deviennent inférieures à quelques mm).

Pour ce type de convection, le nombre sans dimension contrôlant le transport de chaleur est le nombre de Marangoni $Ma = Re_M \cdot Pr$ (avec $Pr = \alpha / \nu = 10^{-2}$), équivalent du nombre de Rayleigh pour la convection en volume. Ce nombre restant largement inférieur à l'unité dans notre cas, le transport convectif de chaleur est totalement négligeable.

Une telle convection pourrait par contre contribuer à l'homogénéisation de la concentration en soluté dans le liquide dans l'étape de fusion. Toutefois, il faut remarquer que cette convection ne pourra se produire si le film superficiel d'oxyde nécessairement présent à l'état initial, n'est pas dissocié lors du chauffage, ce qui est très probable en présence d'une atmosphère gazeuse contenant de l'oxygène, même à faible teneur.

III-A.4 Paramètres thermiques et optiques du silicium

La modélisation de l'interaction laser-silicium fait intervenir de nombreux paramètres optiques et thermiques tels que les coefficients de réflexion et d'absorption du silicium (R et α), sa densité, sa chaleur spécifique C_p , la température de fusion T_f , et les chaleurs latentes de fusion et de solidification L_f et L_s , lorsque l'irradiation laser induit un changement de phase. Il faut alors ajouter les paramètres optiques et thermiques du silicium liquide. Les paramètres thermiques du silicium cristallin sont relativement bien connus à température ambiante, mais, dans nos expériences, les températures dépassent le plus souvent 1400 à 1500 K. Or la plupart de ces paramètres dépendent fortement de la température, et ces dépendances sont d'autant moins bien connues qu'on s'éloigne de la température ambiante. De plus, nous n'aurons pas à traiter uniquement le cas du silicium monocristallin intrinsèque. Le silicium pourra être plus ou moins amorphe, notamment à la suite d'une implantation ionique, polycristallin (grille de transistor) ou, évidemment, dopé, et les paramètres, et leur variation en température, à introduire dans le modèle en dépendront aussi. Là encore, la connaissance de ces paramètres n'est pas parfaite.

Dans le tableau suivant, nous avons résumé les paramètres thermiques et optiques que nous avons trouvés dans la littérature et pris en compte dans nos simulations thermiques. Ces paramètres ont été résumés par de nombreux auteurs, notamment Fogarassy ou plus récemment La Magna et habituellement repris lors de simulations [FOGARASSY89, MAGNA04].

Paramètres	Silicium cristallin	Silicium amorphe	Silicium liquide
Densité (g/cm^3)	2.32	2.20	2.52
Température de fusion T_f (K)	1683	1420	
Chaleur latente de fusion L_f (J/g)	1797	1317	
Chaleur spécifique C_p (J/g.K)	$T < 300K :$ $0,18e^{4,5.10^{-3}T}$ $T \geq 300K :$ $0,694e^{2,375.10^{-4}T}$	$0,184e^{0,45.10^{-2}T}$ $-0,79.10^{-2}$ $+1,016.10^{-4}T$	1,045
Conductivité thermique k (W/cm.K)	$T < 1200K : 1521T^{-1,226}$ $T \geq 1200K : 8,99T^{-0,502}$	0,018	$0,5 + 29,3.10^{-5}(T - T_f)$
Réflexivité de la surface R (à 308 nm)	$0,59 + 4.10^{-5}T$	0,55	0,691
Coefficient d'absorption α (cm^{-1}) à 308 nm	$T < 1000K :$ $1,44.10^6 e^{2,1.10^{-4}T}$ $T \geq 1000K : 1,8.10^6$	$1,5.10^6$	$1,46.10^6$

TAB. III.2 – Paramètres thermiques et optiques du silicium cristallin, amorphe et liquide pris en compte dans nos simulations [FOGARASSY89].

III-A.4.a Changement de phase

Afin de tenir compte du changement de phase dans le modèle thermique, on introduit une discontinuité dans les paramètres thermiques correspondant aux passages solide/liquide et liquide/solide. Sur les figures III.3.a et III.3.b, les courbes de variation de

la conductivité thermique et de la chaleur spécifique sont données, telles qu'elles sont introduites dans le programme d'exécution du logiciel. On note la présence de l'intervalle de température $[T_1 ; T_2]$ appelé dans la littérature "mushy zone" qui permet de s'affranchir de problèmes purement numériques liés à la discontinuité de ces fonctions à l'interface solide-liquide. De plus, on a supposé que pour toutes les simulations, les températures de fusion et de solidification étaient identiques et égales. Dans le cas du silicium cristallin, on prendra la valeur $T^* = T_f = 1683K$.

Nous avons testé diverses valeurs pour la différence de température $T_2 - T_1$. Comme l'a montré Duhanyan dans sa thèse [DUHANYAN98], cet intervalle de température doit être rigoureusement le même pour tous les paramètres physiques. Au-delà de quelques degrés (typiquement 2 ou 3 K), les résultats des calculs numériques s'écartent de manière importante de la réalité physique du problème. En revanche, ils restent invariants pour des valeurs de $T_2 - T_1$ inférieures ou égales à 1 K. Par conséquent on a choisi de prendre $T_2 - T_1 = 1K$.

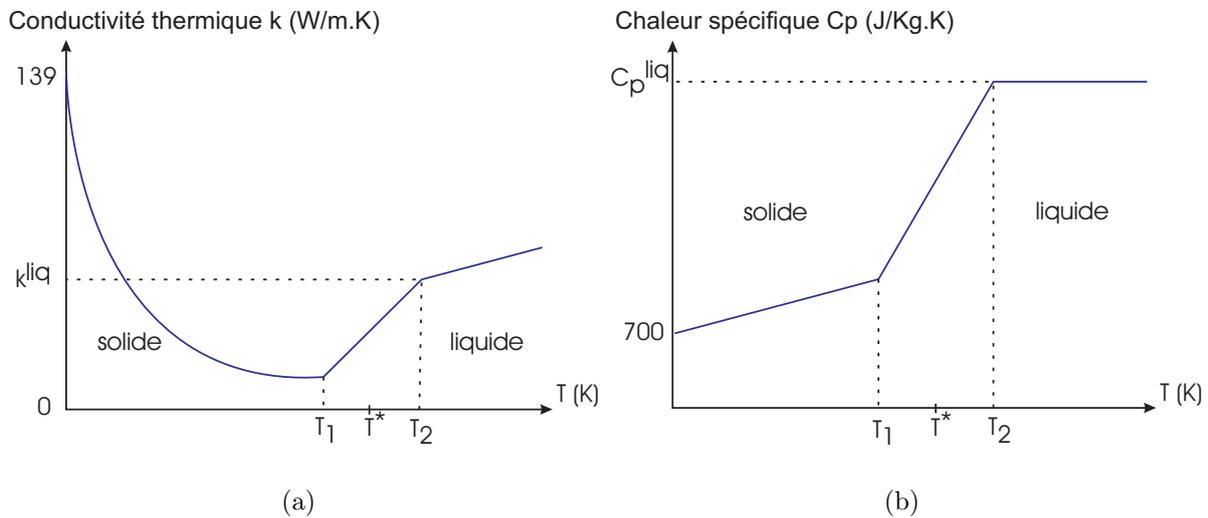


FIG. III.3 – Évolution de la conductivité thermique (figure a) et de la chaleur spécifique (figure b) telle qu'elle est introduite dans notre modèle. L'intervalle délimité par les températures T_1 et T_2 définit une zone transitoire autour de la température de fusion/solidification. En pratique, la valeur de $(T_2 - T_1)$ a été prise égale à 1 K.

La conductivité thermique du silicium monocristallin dans sa phase solide décroît fortement avec la température, comme nous le montre la figure III.3.a. En phase liquide, elle augmente linéairement.

La chaleur spécifique du silicium cristallin augmente linéairement avec la température (figure III.3.b). Pour le silicium en phase liquide, elle est supposée constante.

III-A.4.b Modèle enthalpique

Pour introduire le changement de phase, on emploie un modèle enthalpique. Il tient compte, lors de la résolution des équations de la chaleur, de la nécessité de fournir une chaleur latente de fusion lors du passage de l'état solide à l'état liquide, ainsi que, lors de la solidification, de la nécessité de dégager la chaleur latente de fusion avant le changement

de phase. La méthode suppose que ces deux chaleurs latentes de fusion et de solidification soient identiques.

Cette technique consiste à résoudre une équation de chaleur transformée, dans laquelle la variable à déterminer est l'enthalpie échangée par le système et non plus la température. On ne donnera pas ici le jeu d'équations fondamentales qui revêt alors une forme particulièrement compliquée. Ces équations sont prédéfinies dans le logiciel FIDAP [FIDAP-DOC]. Le rôle de l'utilisateur se réduit uniquement à fournir la courbe qui définit le changement de variable température/enthalpie. On pourra toutefois se reporter à l'article [CAO89] dans lequel sont développés tous les aspects de cette méthode enthalpique.

Le changement de variable température/enthalpie est défini par la courbe III.3.b. Il est déterminé suivant les considérations thermodynamiques exposées ci-dessous.

La variation élémentaire d'enthalpie dans un matériau de masse unité vaut :

$$dH = mC_p dT = C_p dT \quad (\text{III.20})$$

On lui fait alors subir trois transformations thermodynamiques décrites ci-dessous :

		$T \nearrow$		T_{fusion}		$T \nearrow$	
	A	→	B	→	C	→	D
Température :	$T_A = T_{ref} < T^*$		$T_B = T^*$		$T_C = T^*$		$T_D = T^*$
Phase :	solide		solide		liquide		liquide
masse :	m		m		m		m

La variation d'enthalpie du système par unité de masse, entre les différentes étapes de la transformation thermodynamique décrite ci-dessus, est donnée par :

$$H_{A \rightarrow B} = \int_A^B C_p dT = C_p^{solide} (T_B - T_A) = C_p^s (T^* - T_{ref}) \quad (\text{III.21})$$

$$H_{B \rightarrow C} = Q_{B \rightarrow C} = L_{fusion}(T^*) = L_f(T^*) \quad (\text{III.22})$$

$$H_{C \rightarrow D} = \int_C^D C_p dT = C_p^{liquide} (T_D - T_C) = C_p^l (T - T^*) \quad (\text{III.23})$$

$$\Rightarrow H_{A \rightarrow D} = H_{A \rightarrow B} + H_{B \rightarrow C} + H_{C \rightarrow D} = C_p^s (T^* - T_{ref}) + L_f(T^*) + C_p^l (T - T^*) \quad (\text{III.24})$$

où $H_{A \rightarrow D}$ est l'enthalpie totale par unité de masse (en J/Kg) du silicium mise en jeu entre les instants t_{ref} et t_D , $Q_{B \rightarrow C}$, la chaleur latente de fusion (en J/Kg) à la température T^* .

Localement, la variation d'enthalpie par unité de masse du système thermodynamique étudié, entre les instants t_{ref} (à la température T_{ref}) et t (à la température T) va être décrite comme ci-dessous :

$$\Delta H_{locale} = C_p^s (T - T_{ref}) \quad si \quad T < T^* \quad (\text{III.25})$$

$$\Delta H_{locale} = C_p^s(T - T_{ref}) + L_f(T^*) \quad si \quad T = T^* \quad (III.26)$$

$$\Delta H_{locale} = C_p^s(T^* - T_{ref}) + L_f(T^*) + C_p^l \quad si \quad T > T^* \quad (III.27)$$

Avec $T_{ref} < T^*$ et $L_f(T^*) > 0$

Tout comme pour les paramètres physiques du problème, il faut à présent envisager un intervalle de température ("mushy zone") autour de la température de solidification, ceci afin, comme précédemment, de s'affranchir des problèmes d'ordre purement thermodynamique, au niveau de l'interface solide-liquide (figure III.4).

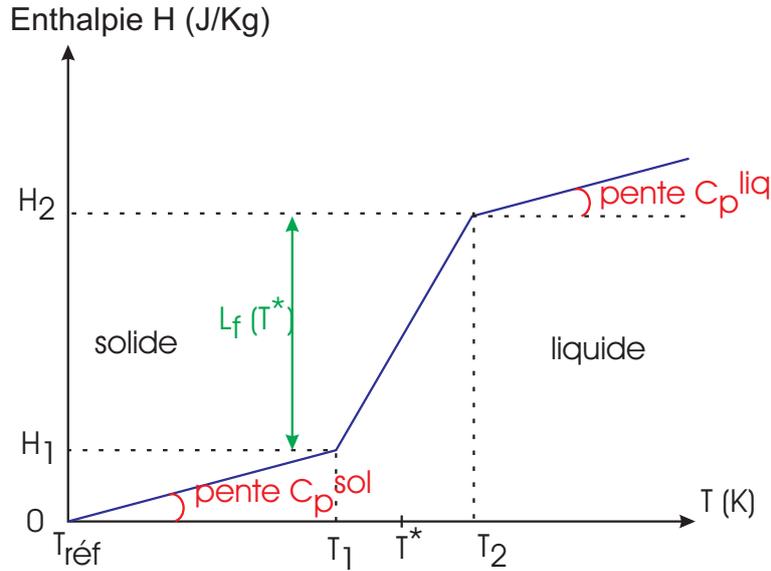


FIG. III.4 – Évolution de l'enthalpie dans le modèle de changement de phase.

La discontinuité de l'enthalpie en fonction de la température autour de la température T^* , est alors supprimée. La courbe (approchée) qui permet de transformer l'équation de la chaleur en une équation dont la variable est l'enthalpie mise en jeu au cours de la transformation thermodynamique, est définie comme suit :

$$H = C_p^s(T - T_{ref}) \quad si \quad T \leq T_1 \quad (III.28)$$

$$H = H_1 + \frac{H_2 - H_1}{T_2 - T_1}(T - T_1) \quad si \quad T_1 \leq T \leq T_2 \quad (III.29)$$

avec $H_1 = C_p^s(T_1 - T_{ref})$ et $H_2 = H_1 + L_f(T^*)$

$$H = H_2 + C_p^l(T - T_2) \quad si \quad T \geq T_2 \quad (III.30)$$

avec $T_{ref} = 0 < T_1$, $L_f(T^*) > 0$ et $T^* = \frac{T_1 + T_2}{2}$

Le choix de T_{ref} n'a pas de fondement physique mais plutôt un fondement pratique pour la programmation de la courbe qui permet d'effectuer le changement de variable température/enthalpie.

L'incorporation du modèle enthalpique dans nos simulations se manifeste clairement dans l'évolution de la température et donc sur la position du front de fusion. La figure III.5 donne l'évolution de la température en surface du silicium pour le laser de l'IEF. Ces différences se manifestent lors du changement de phase.

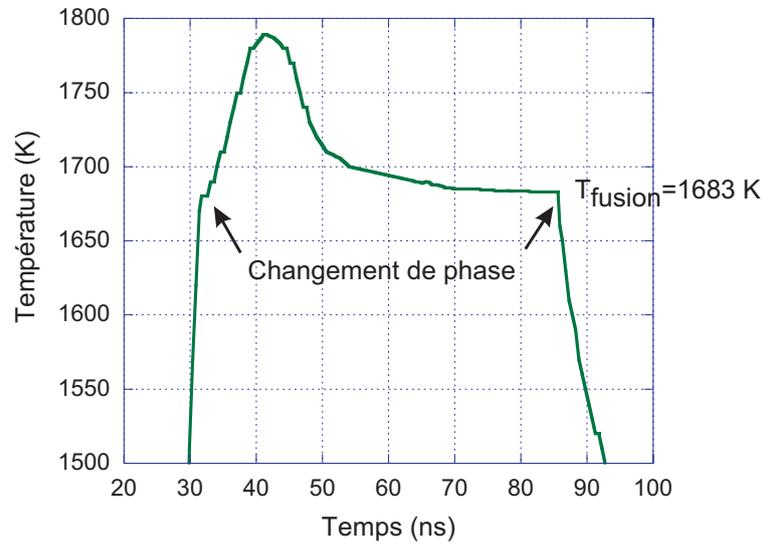


FIG. III.5 – Évolution de la température de la surface montrant les changements de phase lors d'une simulation de recuit avec le laser de l'IEF à la densité de $1,1 \text{ J/cm}^2$.

III-B Modélisations à une dimension

Les premières modélisations ont été faites à une dimension, ce qui a permis de se familiariser avec le logiciel FIDAP, de vérifier la validité du modèle et des paramètres utilisés. De plus, ces simulations correspondent à la situation réelle de nombreuses expériences qui ont été faites sur des échantillons "pleine plaque", c'est-à-dire sans structure, qui nous ont permis de caractériser en détail les procédés de dopage laser LTP et GILD.

III-B.1 Validation du modèle dans le cas à une dimension

L'équation de la chaleur ne peut être résolue analytiquement que dans des cas très simples et pour lesquels les paramètres thermodynamiques et optiques restent constants. Afin de valider notre logiciel, nous nous sommes placés dans une situation simple pour laquelle on peut résoudre analytiquement l'équation de la chaleur.

Supposons que le laser est homogène et perpendiculaire à la surface d'un matériau semi-infini et délivre des impulsions carrées de durée τ . La surface du matériau absorbe une puissance par unité de surface maintenue constante pendant la durée de l'impulsion laser. Dans ce cas, la température T , à l'instant t et à la profondeur z , a pour solution analytique [ALLMEN87] :

$$T = T_o + \left(\frac{(1-R)I_o}{k} \sqrt{4Dt} \operatorname{ierfc} \left(\frac{z}{\sqrt{4Dt}} \right) - \{ \text{si } t > \tau \} \left(\sqrt{D(t-\tau)} \operatorname{ierfc} \left(\frac{z}{\sqrt{4D(t-\tau)}} \right) \right) \right), \quad (\text{III.31})$$

avec T_o température initiale de la surface.

On reconnaît l'équation III.6 décrivant l'élévation de la température à laquelle on a ajouté le terme décrivant la période de refroidissement, après l'impulsion laser.

Sur la figure III.6, on compare les évolutions de la température à différentes profondeurs z , obtenues à partir de la formule analytique précédente, et par calcul numérique en utilisant le logiciel FIDAP. Nous constatons un parfait accord entre calcul analytique et calcul numérique (les paramètres thermiques pris en compte sont ceux du silicium cristallin à la température ambiante (cf. § III-A.4)).

III-B.2 Description du modèle thermique

Nous avons procédé par étapes. Nous avons tout d'abord imposé les hypothèses simplificatrices suivantes :

1-La source de chaleur, due à l'absorption du faisceau laser, tient compte de l'évolution temporelle de l'impulsion laser, mais est supposée uniforme sur le volume défini par la longueur d'absorption optique l_{abs} à température ambiante. Rappelons que $l_{abs} = \frac{1}{\alpha} = 7 \text{ nm}$ à 308 nm, dans le cas du silicium cristallin (cf paragraphe I-E).

2-les paramètres thermiques sont ceux du silicium cristallin à température ambiante. Ils sont donc supposés indépendants de la température.

Avec ces hypothèses, nous avons simulé l'évolution de la température au cours du temps pendant l'irradiation laser dans le cas du laser SOPRA et du laser IEF, en utilisant les formes temporelles mesurées des impulsions laser, représentées sur la figure II.2.

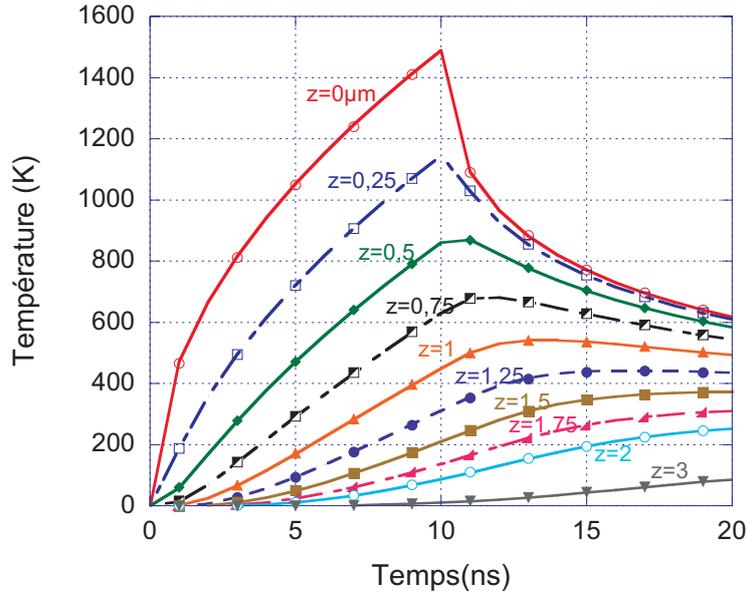


FIG. III.6 – Comparaison de l'évolution de la température à différentes profondeurs z (variant de $z = 0$ en surface, à $z = 3\mu m$) calculée par simulation FIDAP (points) et à partir du calcul analytique (lignes) (cf. §III-A.2.a pour une impulsion carrée de 10 ns, et une densité d'énergie de 500 mJ/cm^2 (paramètres thermiques à $T=1500 \text{ K}$)).

La figure III.7 montre l'évolution de la profondeur maximale de l'isotherme à 1683 K (température de fusion du silicium) en fonction de la densité d'énergie laser, dans le cas du laser SOPRA et du laser de l'IEF. Nous y avons également porté, pour comparaison, les résultats de calculs à une dimension réalisés antérieurement au laboratoire PHASE par l'équipe de E. Fogarassy [UNAMUNO89, FOGARASSY89]. Nous pouvons ainsi voir que le seuil de fusion déterminé par FIDAP est voisin de celui déterminé par le modèle du laboratoire PHASE, mais que l'évolution de la profondeur en fonction de l'énergie en diffère notablement.

Cet écart est dû en fait à l'absence de prise en compte de la forte dépendance en température des paramètres thermiques dans nos hypothèses (cf. III-A.4). De plus, la chaleur latente de fusion doit être prise en compte puisqu'il y a changement de phase (fusion puis solidification). La figure III.8 montre qu'en tenant compte de ces deux points dans le modèle, l'évolution de la profondeur fondue, en fonction de la densité d'énergie est tout à fait en accord avec le modèle à une dimension développé antérieurement au laboratoire PHASE.

Pour être plus réaliste, le modèle doit aussi considérer les processus optiques. Les paramètres optiques, comme les paramètres thermiques (voir tableau III.2) varient eux aussi avec la température, que ce soit la réflectivité ou l'absorption optique. De plus, l'intensité lumineuse absorbée dans le matériau décroît exponentiellement avec la profondeur, comme le montre l'équation III.3. Ces deux points ont été également pris en compte dans le modèle. Pour introduire la décroissance exponentielle de la puissance absorbée par le matériau, nous avons développé un sous programme spécifique, en Fortran, qui permet d'intégrer, au code source du logiciel FIDAP, les modifications nécessaires au traitement correct du problème du recuit laser.

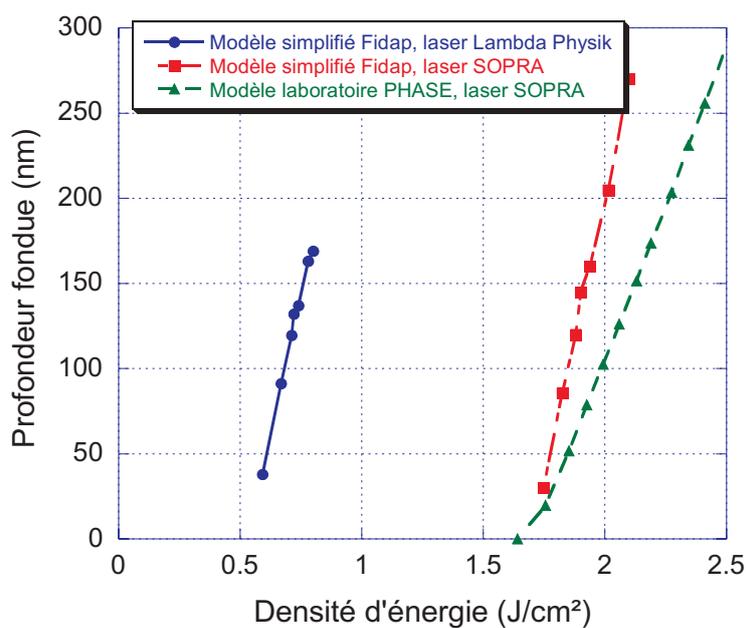


FIG. III.7 – Comparaison de l'évolution de la profondeur fondue maximale à différentes densités d'énergie avec les lasers SOPRA et Lambda Physik calculée avec des paramètres thermiques fixes.

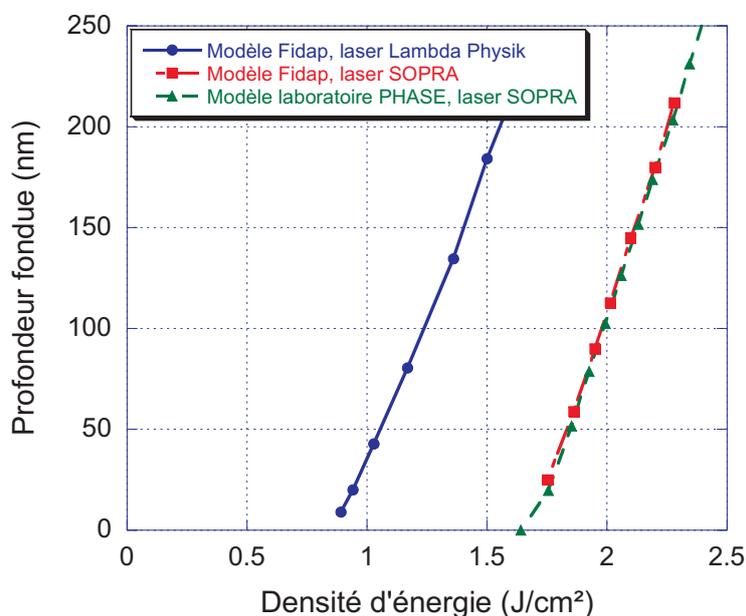


FIG. III.8 – Évolution de la profondeur fondue avec la densité d'énergie, calculée avec des paramètres thermiques dépendant de la température et en tenant compte de la chaleur latente de fusion pour les lasers SOPRA et Lambda Physik.

La meilleure prise en compte de ces processus optiques dans le modèle conduit à une modification notable des résultats. C'est ce que montrent les figures III.9, et III.10 qui synthétisent les résultats des calculs de la profondeur fondue et de la durée de fusion, à densité d'énergie variable, avec les lasers de SOPRA et de l'IEF. La figure III.11 montre l'influence de l'introduction de paramètres optiques variables dans un diagramme profondeur fondue / durée de fusion qui exprime la dynamique du processus de fusion.

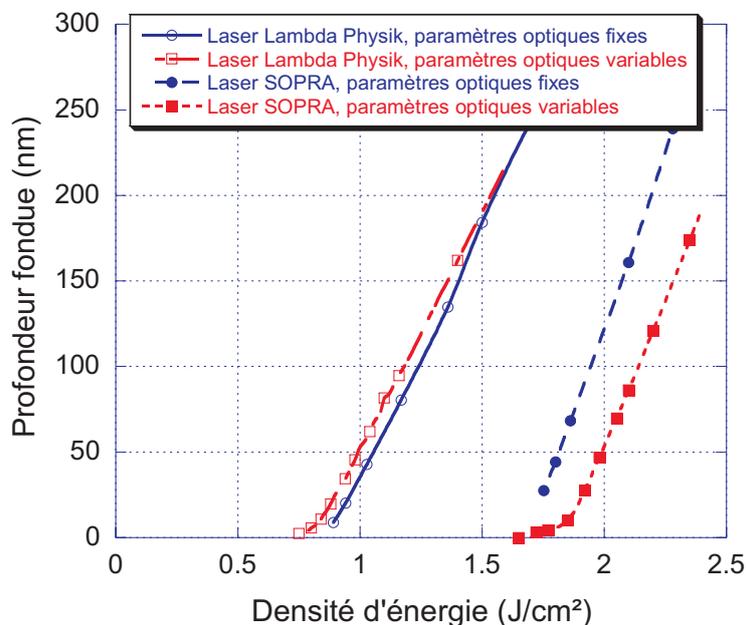


FIG. III.9 – Évolution de la profondeur fondue avec la densité d'énergie, pour les lasers SOPRA et Lambda Physik avec des paramètres thermiques dépendant de la température : influence de la prise en compte de la dépendance en température des paramètres optiques et de l'absorption exponentielle du flux laser.

Ces simulations montrent l'influence sur les calculs thermiques de la prise en compte des propriétés optiques du silicium avec la température. C'est dans cette dernière configuration que le modèle a été utilisé pour simuler les expériences réalisées à l'IEF et à SOPRA. De nombreuses expériences de LTP et de GILD ont été faites sur des échantillons non structurés afin de caractériser au mieux ces deux procédés de dopage. Le modèle à une dimension est donc bien adapté à cette situation expérimentale.

III-B.3 Tests de sensibilité du modèle aux paramètres thermiques

La prise en compte dans les simulations de paramètres optiques et thermiques dépendant de la température modifie notablement les résultats obtenus. Ces paramètres relevés dans la littérature ont été déterminés grâce à des expériences complexes, dont la fiabilité peut être mise en cause pour des évolutions de températures aussi importantes que lors du traitement laser, et lorsque le changement de phase est atteint. Il est donc important d'effectuer une étude de sensibilité des résultats du modèle vis-à-vis des paramètres pris en compte.

Jusqu'à présent, nos simulations ont concerné le silicium monocristallin qui a fait l'objet de nombreuses études, en raison de son intérêt pour la microélectronique. Lors de

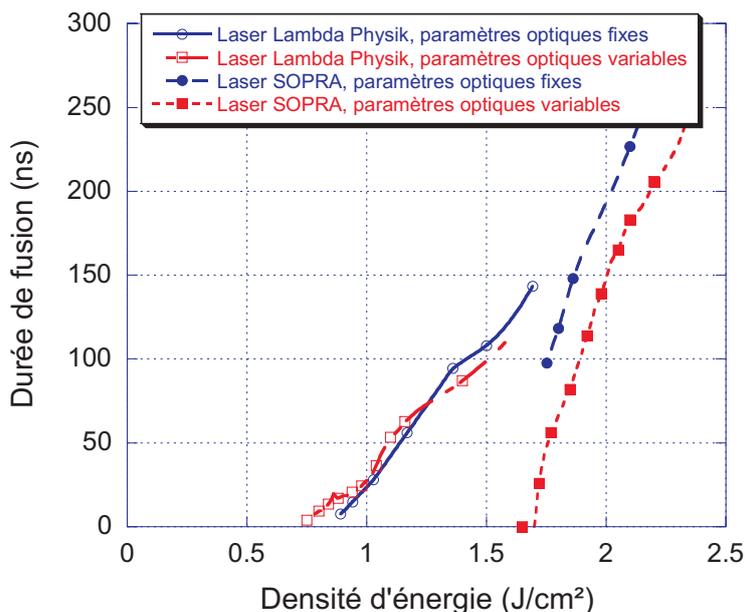


FIG. III.10 – Évolution de la durée de fusion avec la densité d'énergie, pour les lasers SOPRA et Lambda Physik avec des paramètres thermiques dépendant de la température : influence de la prise en compte de la dépendance en température des paramètres optiques et de l'absorption exponentielle du flux laser.

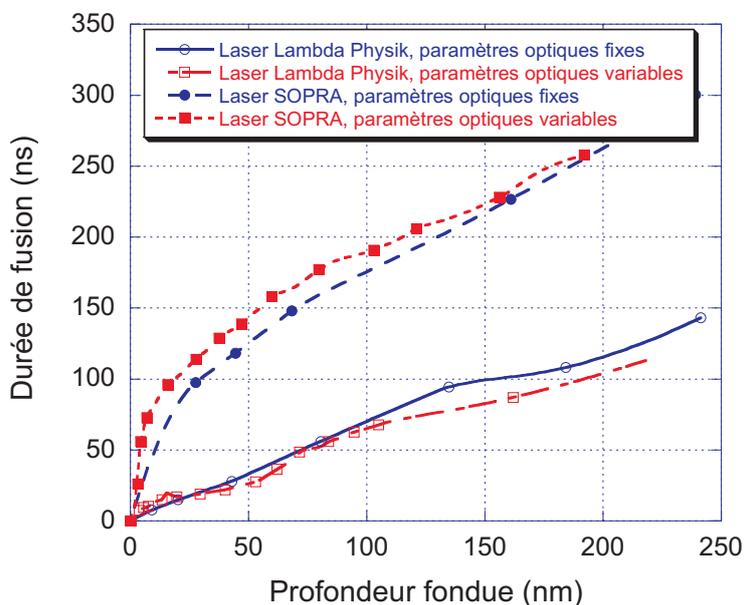


FIG. III.11 – Évolution de la durée de fusion en fonction de la profondeur fondue pour les lasers SOPRA et Lambda Physik avec des paramètres thermiques dépendant de la température : influence de la prise en compte de la dépendance en température des paramètres optiques et de l'absorption exponentielle du flux laser. Ce diagramme exprime la dynamique du processus de fusion.

nos expériences, nous devons traiter non seulement du silicium cristallin, mais aussi des couches de silicium implanté, de polysilicium, implanté ou non, de silicium amorphe, ou d'oxyde de silicium ... Dans le cas des matériaux dopés, la concentration en dopant peut atteindre $\approx 1\%$ et nous verrons qu'elle peut jouer un rôle dans l'évolution de la dynamique de fusion lors de ces expériences. En ce qui concerne les matériaux tels que le polysilicium ou le silicium amorphe, les propriétés thermiques et optiques dépendent très fortement de la nature du matériau et de leur méthode de fabrication (taille de grain par exemple) [UMA00, CONNELL01].

Afin de vérifier l'influence des paramètres thermiques sur la dynamique du recuit, nous avons fait varier la conductivité thermique et la chaleur spécifique du silicium cristallin de $\pm 10\%$. Les figures III.12 et III.13 montrent que lorsque la conductivité thermique ou la capacité calorifique augmente de 10%, le seuil de fusion augmente de façon similaire. Ceci s'explique simplement en reprenant l'équation III.32 qui définit le seuil de fusion dans le cadre d'un modèle très simplifié :

$$E_s = \frac{T_f - T_i}{1 - R} \sqrt{2kC_p\tau} \quad (\text{III.32})$$

En effet, au premier ordre, le seuil de fusion dépend de la même façon de la conductivité thermique k et de la chaleur spécifique C_p .

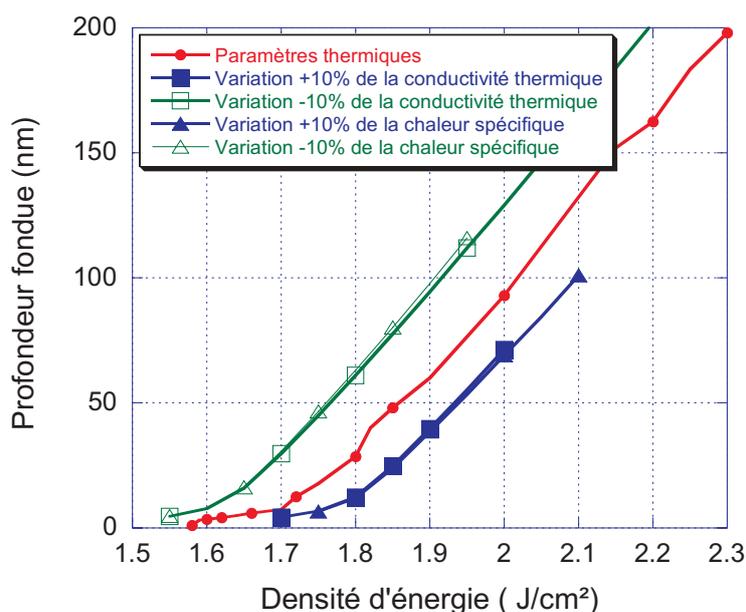


FIG. III.12 – Influence d'une variation de 10% de la conductivité thermique et de la chaleur spécifique sur la profondeur fondue en fonction de la densité d'énergie pour le laser SOPRA.

On remarque également qu'une petite variation (10%) des paramètres thermiques a une très grande influence sur le seuil de fusion, mais en a peu sur les pentes des évolutions de la profondeur fondue et de la durée de fusion, c'est-à-dire sur la dynamique elle-même de la fusion. Ce point peut être vérifié en comparant l'évolution de la durée de fusion en fonction de la profondeur fondue sur la figure III.14.

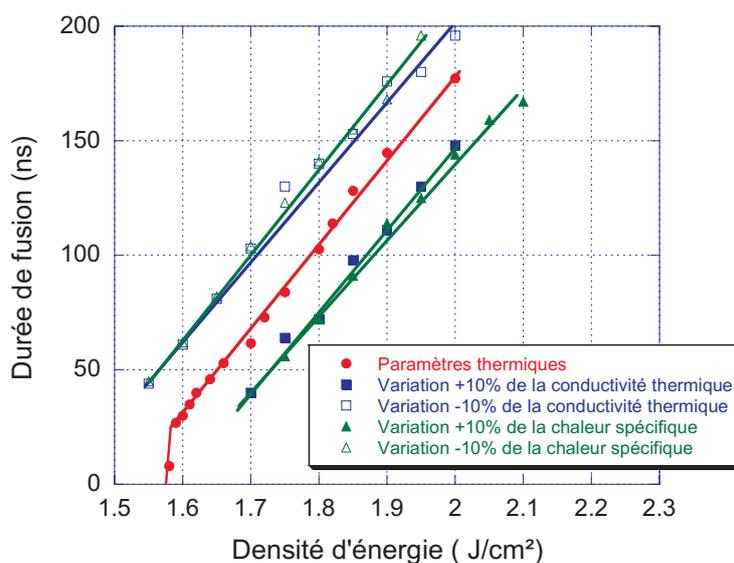


FIG. III.13 – Influence d’une variation de 10% de la conductivité thermique et de la chaleur spécifique sur la durée de fusion en fonction de la densité d’énergie pour le laser SOPRA.

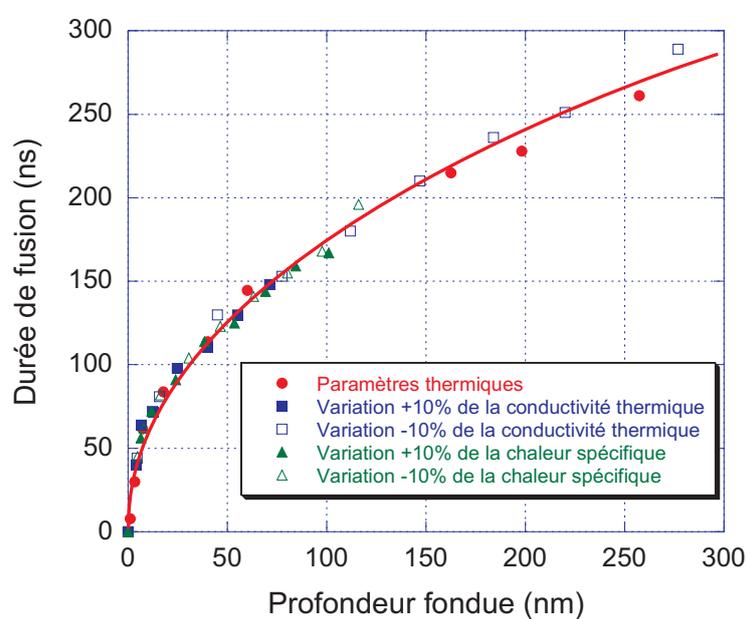


FIG. III.14 – Évolution de la profondeur fondue en fonction de la durée de fusion du silicium pour le laser SOPRA : Influence d’une variation de 10% de la conductivité thermique et de la chaleur spécifique.

Ce résultat est important puisque la représentation de l'évolution de la durée de fusion en fonction de la profondeur fondue permet de s'affranchir de la détermination précise du seuil de fusion, qui dépend très fortement des paramètres thermiques, comme nous venons de le voir. De plus, dans la pratique, la mesure de la densité d'énergie laser est difficile à effectuer en temps réel, notamment pour le laser de SOPRA qui délivre une très forte puissance par tir laser.

Pour les expériences qui seront décrites plus loin, on se référera plutôt à la mesure in situ de la réflectivité transitoire, qui nous donne, entre autre, une excellente précision sur la position du seuil de fusion.

III-B.4 Évolution de la température et du front de fusion pour les lasers de l'IEF et de SOPRA

La mesure de la température du milieu en cours de recuit est extrêmement difficile, d'autant plus que la durée de fusion est brève (≈ 10 à 100 ns). C'est pourquoi la simulation numérique de l'évolution de la température est importante. Les simulations thermiques permettent également d'évaluer l'influence de la durée de l'impulsion laser sur les propriétés des couches obtenues. En effet, comme nous l'avons montré sur la figure II.2, la durée d'impulsion du laser Lambda Physik de l'IEF est presque d'un ordre de grandeur inférieure à celle du laser SOPRA. On peut donc s'attendre à des différences notables sur la dynamique de fusion et de solidification, donc sur le procédé laser lui-même. Les figures III.15 et III.16 illustrent la variation temporelle de la température à la surface de l'échantillon traité simulée avec le logiciel FIDAP dans le cas du laser IEF et du laser SOPRA, pour différentes densités d'énergie laser. Ces simulations ont été faites en tenant compte de la variation avec la température des paramètres thermiques et optiques ainsi que de la chaleur latente à fournir lors du changement de phase et de la décroissance exponentielle de la source de chaleur dans le matériau [HERNANDEZ02, VENTURINI03a].

Avec le laser de l'IEF (figure III.15), la variation de température est très rapide. Le traitement thermique est très bref : pour les densités d'énergie utilisées en dopage laser, la surface retrouve la température ambiante en des temps très courts, ne dépassant pas 500 ns. De plus, l'effet de la seconde "bosse", présente dans le profil laser de l'IEF, due à la décharge dans la cavité laser et au mélange de gaz utilisé, joue un rôle très notable aux plus fortes énergies pour lesquelles elle contribue à allonger la durée de fusion.

Les évolutions de température obtenues dans le cas du laser SOPRA (figure III.16), sont très différentes de celles du laser de l'IEF en raison de la durée plus longue de l'impulsion laser. La montée et la descente en température sont notablement plus lentes que dans le cas du laser de l'IEF, et la durée de fusion est nettement plus longue. Le retour à la température ambiante, après le traitement laser, se fait en un temps de l'ordre de la microseconde.

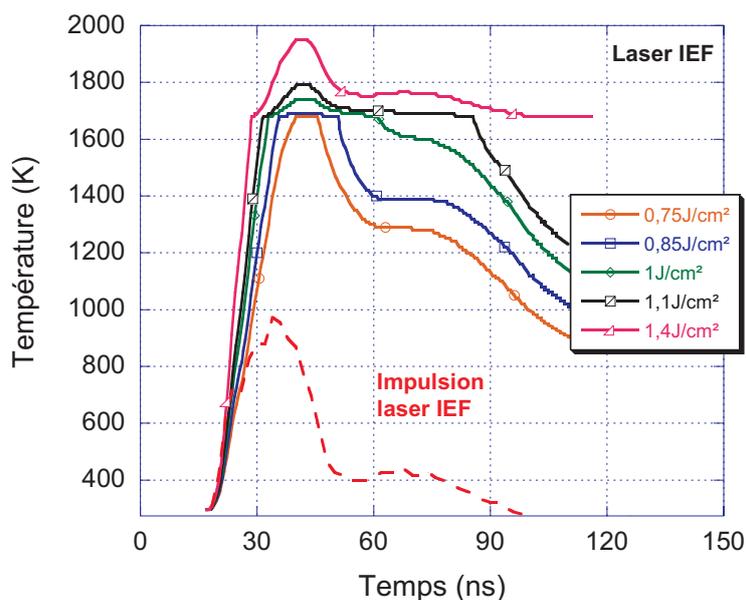


FIG. III.15 – Évolution simulée de la température en surface d'un échantillon de silicium cristallin lors d'une irradiation laser avec le laser Lambda Physik de l'IEF pour différentes densités d'énergie.

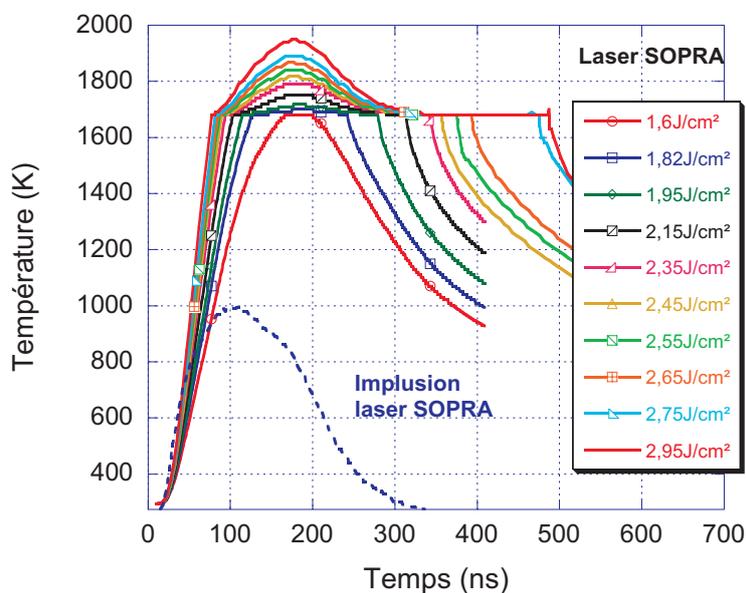


FIG. III.16 – Évolution simulée de la température en surface d'un échantillon de silicium cristallin lors d'une irradiation laser avec le laser SOPRA pour différentes densités d'énergie.

Ces différences s'observent également en portant l'évolution calculée de la profondeur fondue en fonction du temps pour le laser IEF (figure III.17) et pour le laser SOPRA (figure III.18). On notera que, pour atteindre une profondeur fondue de 100 nm, il faut, selon ces résultats, $\simeq 1,2 \text{ J/cm}^2$ avec le laser de l'IEF et $\simeq 2 \text{ J/cm}^2$ avec le laser SOPRA.

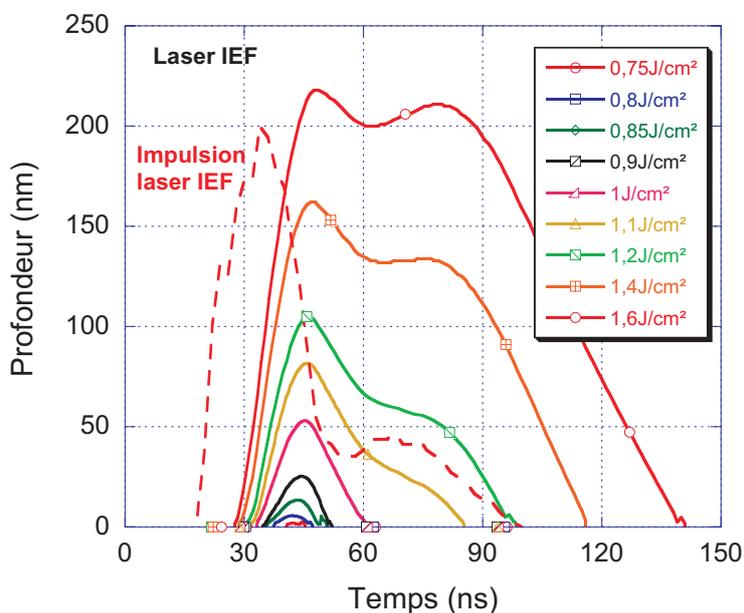


FIG. III.17 – Simulation de l'évolution de la profondeur fondue en fonction du temps lors d'une irradiation avec le laser Lambda Physik de l'IEF pour différentes densités d'énergie.

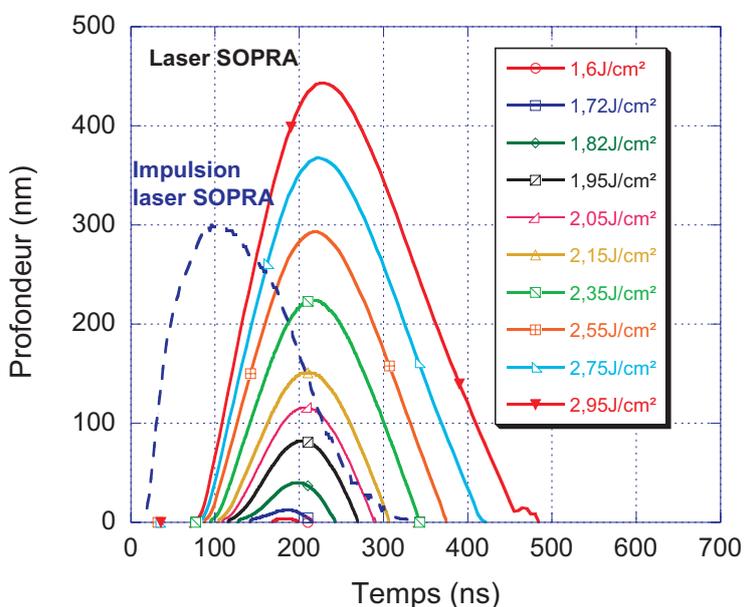


FIG. III.18 – Simulation de l'évolution de la profondeur fondue en fonction du temps lors d'une irradiation avec le laser SOPRA pour différentes densités d'énergie.

De ces simulations de température et de profondeur fondue, on peut déduire la rampe de température appliquée au matériau et la vitesse de propagation du front de fusion (voir figures III.19 et III.20).

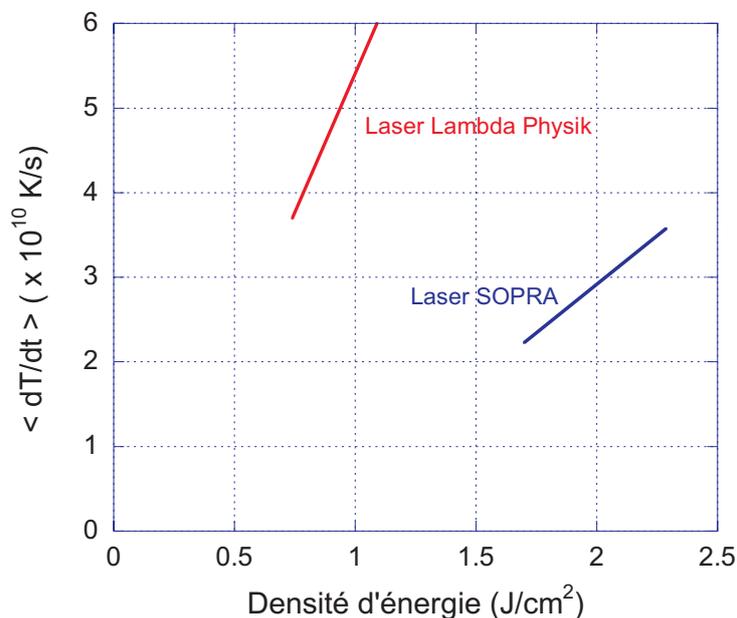


FIG. III.19 – Taux moyen de montée de la température superficielle, de la température ambiante à la température de fusion, en fonction de la densité d'énergie laser pour les lasers SOPRA et Lambda Physik.

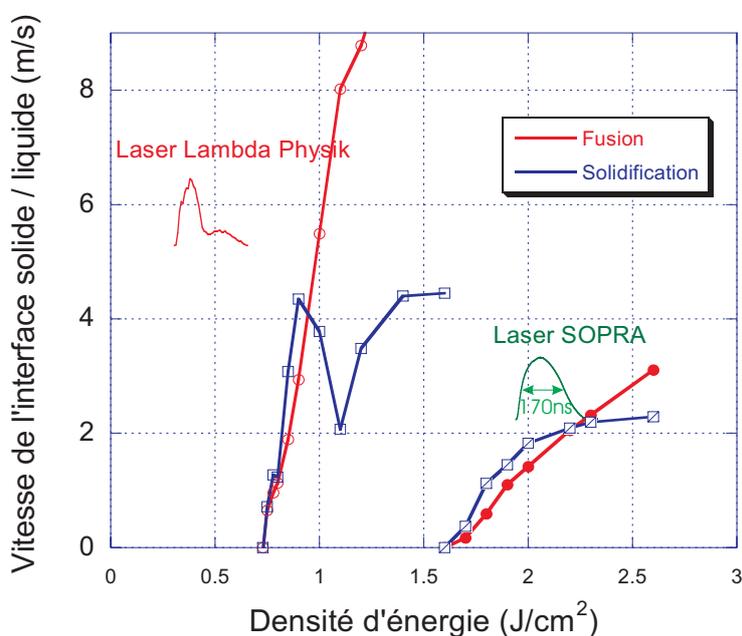


FIG. III.20 – Vitesses de propagation de l'interface solide - liquide pendant les phases de fusion et de solidification, en fonction de la densité d'énergie.

La figure III.19 montre que le taux moyen de montée en température en surface, de la température ambiante à la température de fusion, est dans la gamme des 10^{10} K/s.

En comparaison avec les procédés classiques de recuit post-implantation de quelques secondes, ce temps est extrêmement rapide. La figure III.20 montre que les vitesses de propagation de l'interface solide - liquide sont dans la gamme du m/s. A de telles vitesses de solidification, les effets de ségrégation deviennent très faibles, ce qui favorise la formation de profils de dopant carrés (cf. §I-E.4). Si l'on compare les effets des deux lasers, on constate que l'impulsion plus courte du laser de l'IEF provoque des rampes de montée en température et des vitesses d'interface solide-liquide nettement plus rapides que dans le cas du laser SOPRA. On remarque aussi l'influence de la seconde "bosse" du profil temporel de l'impulsion de ce laser (voir figure II.2) sur la vitesse de solidification. Cette bosse joue un rôle mineur aux densités d'énergie inférieures à $0,9 J/cm^2$, c'est-à-dire dans les conditions expérimentales nécessaires à la réalisation de jonctions ultra-minces. Par contre, à plus forte énergie, cette bosse a pour effet de ralentir considérablement le processus de solidification. L'influence de cette seconde bosse est également très visible sur la figure III.17. Les différences entre les vitesses de fusion et de solidification imposées par les lasers SOPRA et IEF, peuvent jouer un rôle important sur les processus physiques induits, notamment sur la ré-épitaxie du matériau, l'activation des dopants, et la tenue au flux laser des structures MOS.

III-B.5 Influence du profil temporel de l'impulsion laser

Tout comme les propriétés thermiques et optiques prises en compte dans les simulations, le profil temporel de l'impulsion laser est très important, au même titre que la durée de l'impulsion. En effet, dans le cas des simulations thermiques transitoires, le profil temporel du laser définit l'apport des photons au cours du temps dans le matériau, c'est-à-dire la chaleur déposée à la surface du matériau. Nous avons vu dans les figures précédentes, l'influence de la seconde bosse du profil du laser Lambda Physik. Dans le cas du laser SOPRA, il est possible de changer la durée de l'impulsion en modifiant la tension de décharge dans la cavité. La forme temporelle, quand à elle, ne change quasiment pas.

La figure III.21 représente l'évolution de la durée de fusion du silicium en fonction de la profondeur fondue maximale pour des densités d'énergie laser croissantes. Sur cette figure, on peut voir que la "seconde bosse" présente dans le profil temporel du laser Lambda Physik influence la dynamique de fusion uniquement lorsque la profondeur fondue dépasse 60 nm environ. Cette seconde bosse a pour effet de ralentir la resolidification, ce qui se traduit par une augmentation de la durée de fusion. Dans le cas du laser SOPRA, lorsque la durée du profil laser passe de 170 ns à 200 ns, soit une augmentation de 15%, toute la "dynamique" de la fusion change notablement.

De plus, l'augmentation de la durée de l'impulsion laser modifie le seuil de fusion de la surface irradiée (figure III.22). Comme nous avons pu le voir sur l'équation III.32, le seuil de fusion est proportionnel à la racine carrée de la durée de l'impulsion laser. Ceci est vérifié par le comportement linéaire de l'équation III.32 qui résulte de simulation thermiques réalisées avec le logiciel FIDAP et reporté sur la figure III.22 pour différentes simulations de profils gaussiens de durée à mi-hauteur variable. Dans cette simulation faite avec le logiciel FIDAP pour un laser à 308 nm, on a pris en compte la variation en température des paramètres thermiques et optiques du silicium, ainsi que du changement de phase.

Ces simulations à une dimension ont permis de comprendre l'influence des profils temporels laser lors du recuit laser et de les comparer avec la première partie expérimentale réalisée sur des échantillons non structurés.

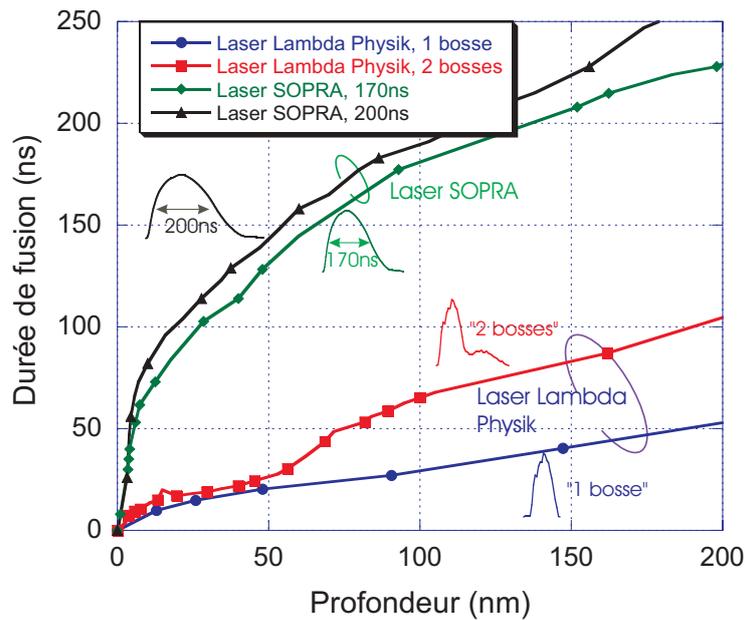


FIG. III.21 – Simulation de l'influence de la forme et la durée des impulsions laser sur la durée de fusion en fonction de la profondeur fondue pour les lasers SOPRA et Lambda Physik.

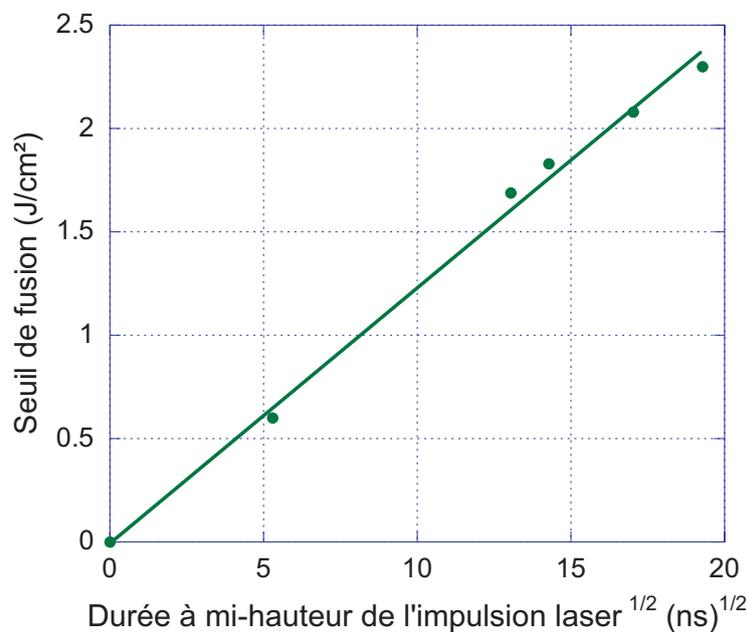


FIG. III.22 – Influence de la durée de l'impulsion laser sur le seuil de fusion de la surface du silicium cristallin pour une impulsion gaussienne à 308 nm : le seuil de fusion augmente comme la racine carrée de la durée de l'impulsion décrite par l'équation III.32.

Dans le prochain chapitre, nous comparerons nos simulations à nos expériences. Le cadre dans lequel se placent ces travaux est la réalisation de jonctions ultra-minces pour les extensions source et drain du transistor. Il est donc indispensable de passer à des simulations à deux dimensions. Ces premières simulations thermiques à une dimension ont permis de valider notre modèle dans des cas relativement simples et pour lesquels de nombreuses caractérisations à une dimension permettent de corroborer ces simulations, après quoi nous avons pu aborder les modèles à deux dimensions.

III-C Modélisations à deux dimensions

La figure III.23 représente schématiquement la coupe d'un MOSFET. Dans le schéma de dopage laser généralement admis, le traitement laser a lieu après réalisation de la structure de grille. Celle-ci sert de "masque" au cours du traitement laser et protège le canal du transistor. Il est donc fondamental que le dopage par laser n'engendre pas de diffusion latérale des dopants sous la grille. Il ne faut donc pas que la zone fondue se propage latéralement sous la grille, au point de perturber le bon fonctionnement du transistor. C'est une des raisons pour lesquelles il est nécessaire d'introduire la structure du transistor dans le modèle. Le rapport longueur (direction normale à la figure III.23) sur largeur (plan de la figure III.23) du transistor MOS étant très élevé, il est légitime de ramener ce modèle à un problème à deux dimensions (2D).

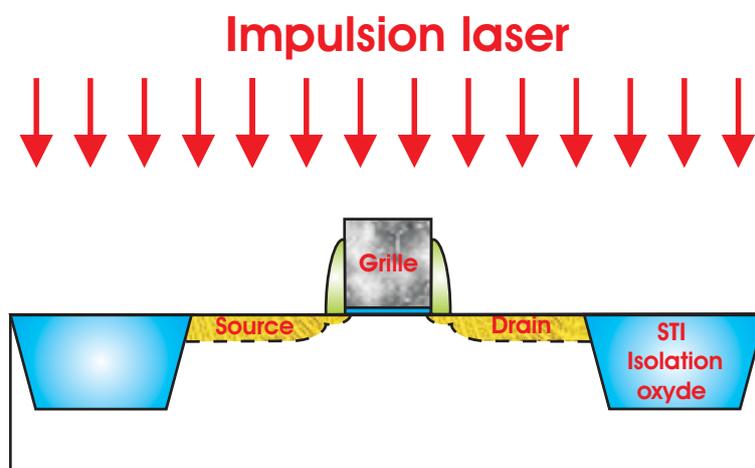


FIG. III.23 – Représentation schématique d'un MOSFET lors d'une expérience de LTP.

Pour ces simulations, on suppose que le faisceau laser chauffe simultanément, comme schématisé en figure III.23, la source, le drain et la grille, cette dernière devant protéger thermiquement le canal du transistor. La structure est symétrique. On n'effectuera donc la simulation que sur un "demi-transistor" afin de diminuer les temps de calcul. Le logiciel FIDAP prend également en compte le gaz ambiant en contact avec la surface. Dans notre cas, nous avons supposé qu'il s'agissait d'argon à la pression atmosphérique, ce qui est représentatif des conditions d'expériences de SOPRA. Quoi qu'il en soit, nous avons vérifié que la nature ou la présence de ce gaz n'avait pas d'impact notable sur le résultat de la modélisation. FIDAP permet de calculer l'évolution de la température en chacun des nœuds du maillage au cours de l'irradiation laser. Nous avons choisi un maillage progressif très serré en surface et dans la grille du transistor MOS. On obtient alors un ensemble de figures représentant la carte des températures, à un instant donné, sur la coupe du transistor.

Pour cette première série de simulations à deux dimensions, nous avons tenu compte uniquement de la dépendance en température des propriétés thermiques du matériau. Nous avons négligé l'absorption exponentielle du flux laser et la dépendance en température des paramètres optiques du silicium.

III-C.1 Simulation thermique d'un spot infiniment long et de largeur $1 \mu\text{m}$.

Considérons, dans un premier temps, le cas d'un faisceau laser de largeur $1 \mu\text{m}$, de longueur infinie, irradiant une surface uniforme de silicium cristallin. La figure III.24 donne la cartographie de température obtenue dans le cas du laser SOPRA à $3 \text{ J}/\text{cm}^2$ à un instant correspondant à la fin de l'impulsion laser ($t=193 \text{ ns}$). La ligne verte représente l'isotherme à 1683 K , c'est-à-dire le front de fusion du silicium à cet instant. Les figures III.25 et III.26 montrent l'évolution du front de fusion à différents instants suivant l'impulsion laser ($t=0$ correspond au début de l'impulsion), pendant les phases de fusion (figure III.25) et de solidification (figure III.26). On remarque que le processus de fusion-solidification n'est pas homogène à cette échelle de dimensions en raison du processus de diffusion de la chaleur : les durées et profondeurs de fusion sont d'autant plus faibles qu'on s'éloigne de l'axe de symétrie de la zone irradiée par le laser.

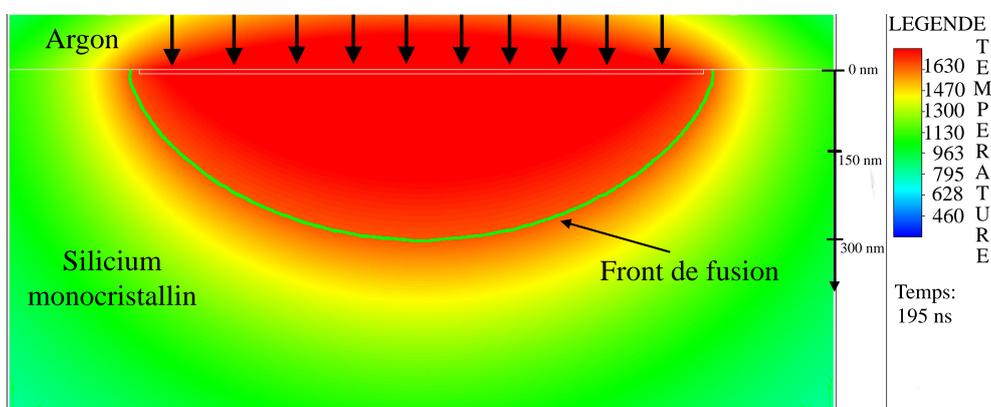


FIG. III.24 – Évolution de la température dans le matériau pour un recuit de $3 \text{ J}/\text{cm}^2$ pour le laser SOPRA à 200 ns . La ligne verte représente l'isotherme 1683 K correspondant à la température de fusion du silicium cristallin.

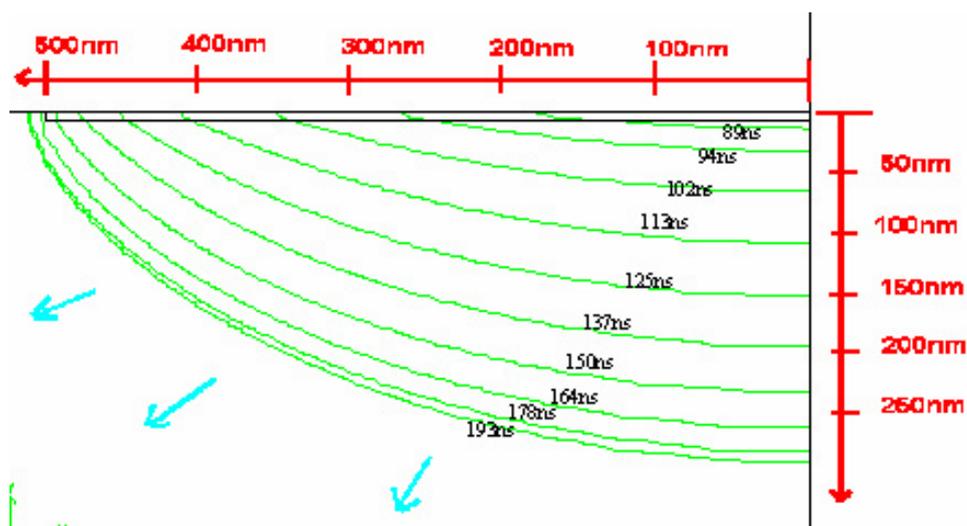


FIG. III.25 – : Évolution du front de fusion lors de l'irradiation de silicium cristallin par le laser SOPRA de $3 \text{ J}/\text{cm}^2$ à différents instants.

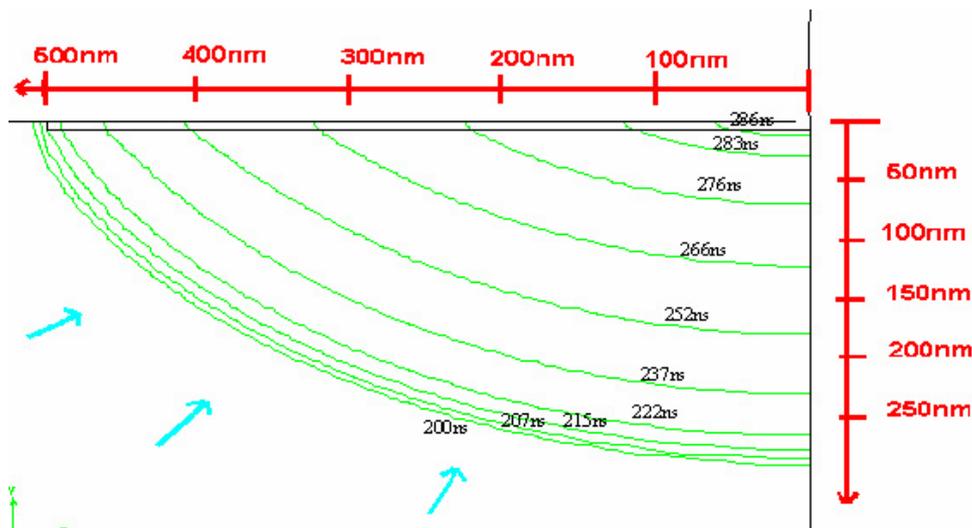


FIG. III.26 – : Évolution du front de solidification lors de l'irradiation de silicium cristallin par le laser SOPRA de 3 J/cm^2 à différents instants.

III-C.2 Modélisation de structure de type transistors

Les figures III.27.a, b, c, d, montrent les cartographies de température simulées avec une structure MOSFET semblable à celle du schéma de la figures III.23. Cette structure comporte une grille de polysilicium (hauteur=120 nm, largeur=100 nm) et un oxyde de grille d'épaisseur 2 nm, sur un substrat de silicium mono-cristallin. Les cartes de température sont tracées pour différents instants suivant le début d'une impulsion du laser SOPRA avec une densité d'énergie de 2 J/cm^2 : $t=124 \text{ ns}$, 138 ns , 144 ns et 148 ns .

On reconnaît sur ces figures les structures introduites dans le calcul. La ligne verte matérialise le front de fusion. Nous avons supposé que le polysilicium avait les mêmes propriétés thermiques que le silicium cristallin, mais, en pratique on sait que le polysilicium de grille utilisé au LETI a des propriétés qui s'approchent plutôt de celles du silicium amorphe. En raison de la surface de contact limitée entre la grille et le substrat (et, dans une moindre mesure, de la faible conductivité thermique de l'oxyde), la diffusion de la chaleur de la grille vers le substrat se trouve limitée, ce qui favorise la fusion de la grille par rapport à la source et au drain. On constate que, selon le modèle, la zone du canal, entre source et drain, devrait être fondue.

Il est certain que ce modèle, qui ne prend pas en compte les variations des paramètres optiques avec la température et l'absorption exponentielle de l'énergie, n'est pas suffisamment réaliste. En effet, on a vu, en §III-B.2, que cette non prise en compte peut conduire à des décalages sur la durée et la profondeur de fusion, notamment s'agissant du laser SOPRA (voir figures III.9 et III.10). Il est certain qu'un modèle prenant en compte ces éléments devra être développé si l'on veut mieux modéliser le dopage laser.

D'autre part, il est indispensable de tenir compte plus correctement des propriétés physiques du polysilicium de grille, qui diffèrent nettement de celles du silicium cristallin.

Enfin, on a négligé, dans une première phase, les phénomènes de diffraction induits par les structures. On sait que, compte tenu des très faibles dimensions des structures et de la longueur d'onde du laser utilisé (308 nm), les phénomènes de diffraction modifient considérablement la répartition du champ absorbé (on reviendra sur ce point dans le paragraphe III-D).

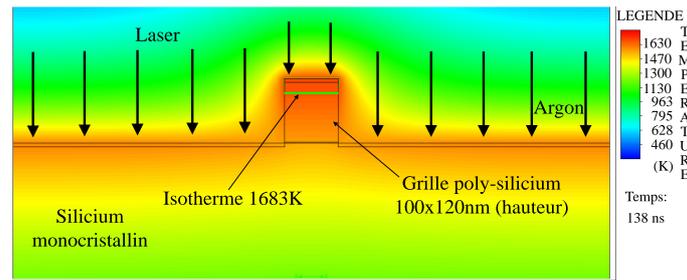
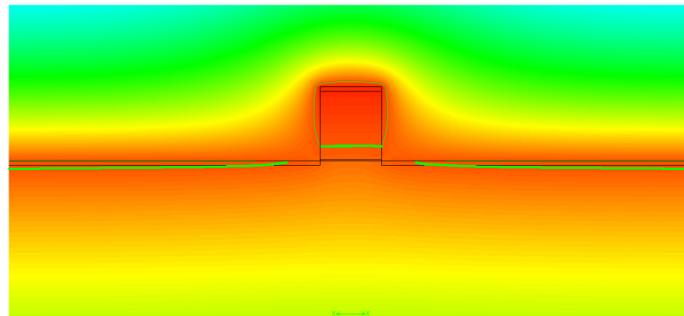
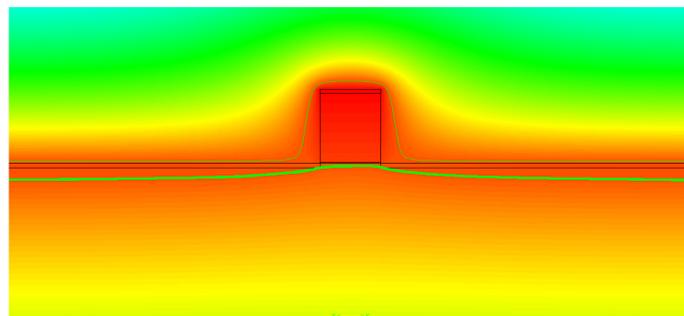
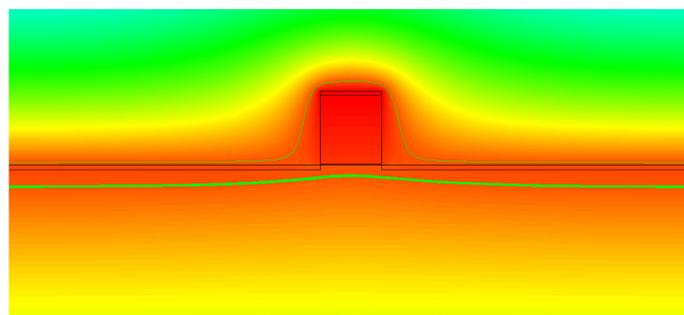
(a) $t=124$ ns(b) $t=138$ ns(c) $t=144$ ns(d) $t=148$ ns

FIG. III.27 – Évolution de la température dans une structure de type MOSFET à différents instants durant une irradiation avec le laser SOPRA à une énergie de 2 J/cm^2 . Les lignes vertes représentent l'isotherme à 1683 K : elles matérialisent donc l'interface liquide-solide.

Quoi qu'il en soit, ces simulations montrent un des problèmes majeurs pour l'utilisation des procédés lasers pour la réalisation des jonctions ultra-minces des zones source et drain du transistor MOS : c'est l'effet de confinement de la chaleur dans la grille du transistor. Le recuit par laser ne doit pas modifier la forme géométrique de la grille lors du traitement. En travaillant en régime de fusion, la grille pourrait fondre avant le substrat comme le suggèrent les figures précédentes. Cependant, on verra qu'en régime de "sub-melt" (§ IV-C.1.b), c'est-à-dire en absence de fusion, il est possible d'activer les dopants dans certaines conditions d'implantation ionique. On verra aussi, par la suite, que le dépôt de couches réfléchissantes ou anti-réfléchissantes peuvent diminuer les effets néfastes du confinement de la chaleur dans la grille du transistor. Mais on peut, d'ores et déjà, identifier des situations expérimentales où ce problème de confinement peut être mieux maîtrisé.

III-C.3 Solutions alternatives aux problèmes du confinement thermique

III-C.3.a Prémorphisation des sources et drains

D'autres solutions plus simples peuvent permettre de minimiser cet effet de confinement thermique. L'une d'elle consiste à pré-amorphiser les zones des source et drain. La pré-amorphisation permet de diminuer le seuil de fusion par rapport au silicium cristallin d'environ 250°C [WEBBER83, DONOVAN83]. Ceci devrait donc permettre de fondre plus facilement les zones à traiter. En effet, compte tenu de la température de fusion plus haute du silicium cristallin, il existe une gamme d'énergie pour laquelle seule la zone préamorphisée va fondre. Le budget thermique nécessaire pour fondre les zones de la source et du drain est donc plus faible. Cette technique permet également de contrôler précisément les zones à fondre. En effet, dans ce cas-là, ce n'est plus seulement la densité d'énergie du recuit laser qui contrôle la profondeur fondue mais c'est l'implantation ionique et la préamorphisation induite qui définissent ces zones. Par cette technique, on peut obtenir précisément des zones amorphisées ajustables et d'épaisseurs inférieures à 20 nm.

III-C.3.b Cas du substrat SOI

Une autre solution envisagée est l'utilisation d'un substrat de SOI ("Silicon On Insulator"). Différents procédés existent pour réaliser des plaques de SOI. La plus connue est la technique "smart-cut[®]" brevetée par SOITEC. Les substrats de SOI sont constitués de deux substrats de silicium, séparés l'un de l'autre par une couche d'oxyde thermique. Le premier substrat de surface est aminci mécaniquement et chimiquement par CMP ("Chemical Mechanical Polishing") jusqu'à l'épaisseur souhaitée. Les épaisseurs utilisées peuvent être variables (silicium et oxyde de silicium). Ce substrat présente de nombreux avantages électriques et est devenu le substrat de base pour la réalisation des futurs microprocesseurs de l'industriel Advanced Micro Device (AMD).

La couche d'oxyde enterrée permet de confiner et d'isoler le champ électrique en surface, et évite, par exemple, les courants de fuite dans le volume. Dans le cas du recuit par laser, cette couche d'oxyde va confiner la chaleur dans la couche de silicium. L'oxyde de silicium est un bon isolant électrique et thermique : son coefficient de diffusion thermique est de $1,3 \text{ W/mK}$, soit 600 fois inférieur à celui du silicium. Ainsi, la chaleur n'est pas seulement confinée dans la grille, mais aussi dans la couche de silicium : on réduit donc

l'écart en températures atteintes dans la grille et les zones de source et drain.

La figure III.28 représente l'évolution simulée de la température durant l'irradiation par le laser SOPRA d'une demi-structure de type MOSFET sur substrat SOI ayant 100 nm de silicium sur 200 nm de SiO_2 sur silicium cristallin. La densité d'énergie laser est de 300 mJ/cm^2 à l'instant $t=200 \text{ ns}$ pour le laser SOPRA. Cette simulation montre que la grille reste intacte pendant l'irradiation laser, alors que le silicium est en fusion (la ligne verte représente l'isotherme de fusion du silicium de température 1683 K).

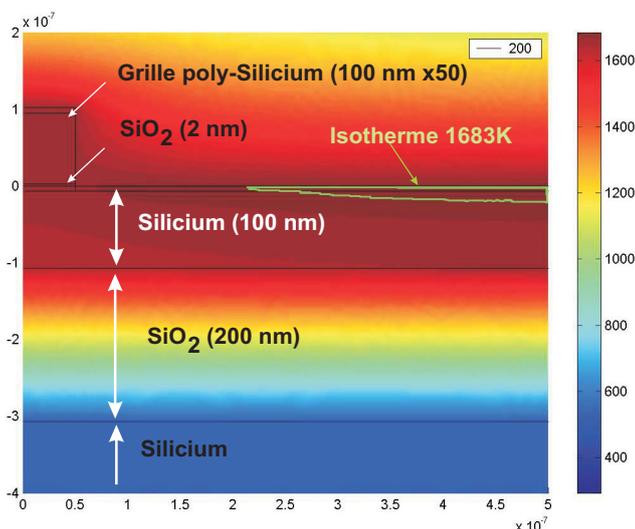


FIG. III.28 – Évolution de la température dans une structure de type MOSFET sur substrat SOI d'épaisseur 100/200nm à l'instant $t=200 \text{ ns}$ durant une irradiation avec le laser SOPRA à une énergie de 300 mJ/cm^2 . La lignes vertes représentent les isothermes à 1683 K, et matérialisent donc l'interface liquide-solide.

III-C.3.c Ajout de couches protectrices

Le couplage de l'énergie laser dans la grille et dans les zones de S/D peut être amélioré en utilisant des couches supplémentaires, réfléchrices et anti-réfléctrices convenablement choisies.

Une des solutions envisagées, déjà étudiée par Tsukamoto et col. en 1993, consiste à protéger la grille du transistor en déposant un matériau qui va augmenter la réflexion sur la grille, et donc diminuer l'énergie absorbée par la grille [TSUKAMOTO93]. Le schéma de principe utilisé par cette équipe japonaise est représenté sur la figure III.29.

Cette technique emploie des couches de SiO_2 d'épaisseur choisies pour faire passer le coefficient de réflexion de la grille à 30%, alors que celui des zones de source et drain est de 60%. L'énergie absorbée par la grille est donc diminuée de 60%. Nous reviendrons sur cette technique, et les développements effectués dans ce domaine dans le cadre de ce travail au chapitre V.

Une autre solution est d'uniformiser la température sur l'ensemble du dispositif. La société Ultratech Stepper utilise cette solution. Elle consiste à déposer, sur l'ensemble de la structure, un empilement de couches absorbantes. Ces couches sont enlevée après recuit. Les couches déposées vont absorber le rayonnement laser, puis, par conduction thermique, l'énergie emmagasinée dans cette couche va chauffer les couches sous-jacentes. Ultratech utilise pour cela un laser YAG doublé ($\lambda = 532 \text{ nm}$) ou un laser continu CO_2 ($\lambda = 10,6 \mu\text{m}$).

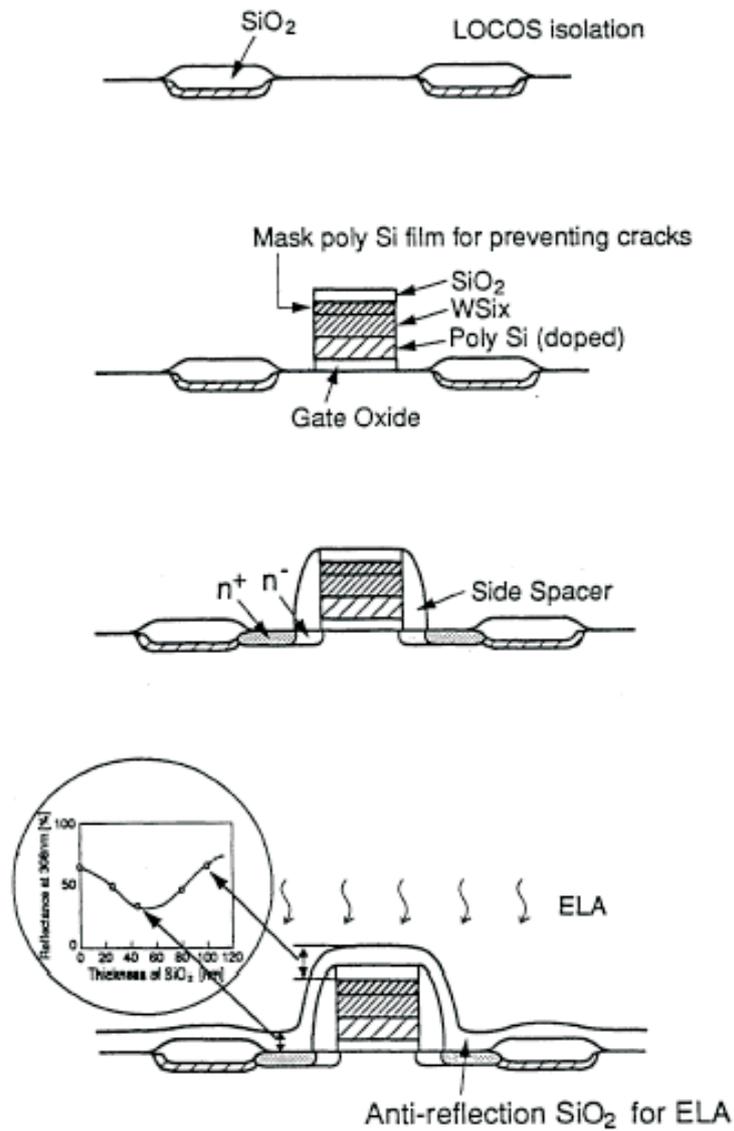


FIG. III.29 – Principe de fabrication du MOSFET utilisant des couches réfléchissantes par Tsukamoto et col [TSUKAMOTO93] et par recuit par laser à excimère.

III-D Diffraction électromagnétique

Les structures de grille de transistors MOS ont des dimensions inférieures à la longueur d'onde du laser utilisé (ici $\lambda=308$ nm). De plus, la longueur de cohérence du faisceau est bien supérieure à ces dimensions et à l'espacement entre dispositifs adjacents ($\sim 400 \mu\text{m}$ avec le laser de l'IEF). Il faut donc prévoir des effets importants dus à la diffraction du faisceau laser par les structures irradiées.

Ce point est traité, dans le cadre du projet DOLAMI par Hassan Akhouayri et Franck Billard à l'Institut Fresnel de Marseille.

Ils ont développé un modèle complet permettant de calculer les champs électriques et les puissances absorbées des structures MOSFET en tenant compte des différents matériaux qui les composent et de leurs géométries. Le but de ce paragraphe n'est pas de traiter totalement ce problème complexe, qui fait l'objet de la thèse de Franck Billard, mais de montrer l'importance de ces effets de diffraction.

Pour visualiser les conséquences des processus de diffraction, nous avons utilisé le logiciel de simulation FEMLAB.

III-D.1 Description du modèle électromagnétique

Tout rayonnement électromagnétique dans une matière de densité de charge et de courant respectivement ρ et \vec{j} est régi par les équations de Maxwell :

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0} \quad (\text{III.33})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{Maxwell Faraday} \quad (\text{III.34})$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{III.35})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \vec{B} = \mu_0 \vec{j} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{Maxwell Ampère} \quad (\text{III.36})$$

avec : \vec{E} champ électrique, \vec{B} champ magnétique, ρ densité de charges électriques, \vec{j} densité de courant, ε_0 permittivité électrique du vide, μ_0 perméabilité magnétique du vide

Dans le cas de la propagation dans un milieu diélectrique, une loi constitutive nous permet d'écrire la relation de passage entre les variables D et E ainsi que B et H, traduisant la linéarité des champs pour chacune des polarisations :

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon_r \vec{E} \quad (\text{III.37})$$

$$\vec{B} = \mu_0 \mu_r \vec{H} \quad (\text{III.38})$$

où la permittivité ε_r et la perméabilité μ_r relatives sont des quantités qui caractérisent le milieu de propagation de l'onde.

En prenant le rotationnel de l'équation de Maxwell Faraday et en substituant par l'équation de Maxwell Ampère on obtient l'équation d'onde pour chacune des polarisations.

En polarisation TE, c'est-à-dire lorsque le champ \vec{E} est perpendiculaire au plan d'incidence, on a :

$$\frac{1}{\mu_o\mu_r} \overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{E} = -\frac{\partial \overrightarrow{H}}{\partial t} \quad (\text{III.39})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \frac{1}{\mu_o\mu_r} \overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{E} = -\frac{\partial \overrightarrow{H}}{\partial t} = -\frac{\partial^2 \varepsilon_o \varepsilon_r \overrightarrow{E}}{\partial t^2} \quad (\text{III.40})$$

$$\boxed{\overrightarrow{\text{rot}} \frac{1}{\mu_r} \overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{E} = -\frac{1}{c^2} \varepsilon_r \frac{\partial^2 \overrightarrow{E}}{\partial t^2}} \quad (\text{III.41})$$

Et de la même façon, on obtient en polarisation TM (ou p) :

$$\boxed{\overrightarrow{\text{rot}} \frac{1}{\varepsilon_r} \overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{H} = -\frac{1}{c^2} \mu_r \frac{\partial^2 \overrightarrow{H}}{\partial t^2}} \quad (\text{III.42})$$

En polarisation TE ou s, en supposant le champ \overrightarrow{E} perpendiculaire au plan d'incidence et en régime harmonique on obtient :

$$\overrightarrow{\xi}(\overrightarrow{r}, t) = \int_{-\infty}^{\infty} \overrightarrow{E}(\overrightarrow{r}, \nu) e^{j2\pi\nu t} d\nu \quad (\text{III.43})$$

$\overrightarrow{E}(\overrightarrow{r}, t)$ ou $\overrightarrow{E}(\overrightarrow{r}, \nu)$ sont les amplitudes complexes du champs de fréquence ν ou de pulsation $w = 2\pi\nu$. La linéarité des équations de Maxwell impose que les différentes amplitudes complexes satisfassent les équations :

$$\text{div} \overrightarrow{D}(\overrightarrow{r}, w) = \rho(\overrightarrow{r}, w) \quad (\text{III.44})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{E}(\overrightarrow{r}, w) = jw \overrightarrow{B}(\overrightarrow{r}, w) \quad (\text{III.45})$$

$$\text{div} \overrightarrow{B}(\overrightarrow{r}, w) = 0 \quad (\text{III.46})$$

$$\overrightarrow{\text{rot}} \overrightarrow{H}(\overrightarrow{r}, w) = -jw \overrightarrow{D}(\overrightarrow{r}, w) + \overrightarrow{J}(\overrightarrow{r}, w) \quad (\text{III.47})$$

En projetant les équations III.41 et III.42 dans la direction de propagation z des champs E et H dans le cas des polarisations TE et TM, on obtient :

$$\boxed{-\overrightarrow{\nabla} \frac{1}{\mu_r} \overrightarrow{\nabla} \overrightarrow{E}(x, y) - \varepsilon_r k_o^2 \overrightarrow{E}(x, y) = 0} \quad \text{polarisation TE (ou s)} \quad (\text{III.48})$$

$$\boxed{-\overrightarrow{\nabla} \frac{1}{\varepsilon_r} \overrightarrow{\nabla} \overrightarrow{H}(x, y) - \mu_r k_o^2 \overrightarrow{H}(x, y) = 0} \quad \text{polarisation TM (ou p)} \quad (\text{III.49})$$

Dans notre cas, nous étudions des milieux amagnétiques, c'est-à-dire que $\mu_r = 1$. On peut alors définir l'indice du milieu comme $n = \sqrt{\varepsilon_r \mu_r}$ d'où :

$$\boxed{-\Delta \overrightarrow{E}(x, y) - n^2 k_o^2 \overrightarrow{E}(x, y) = 0} \quad \text{polarisation TE (ou s)} \quad (\text{III.50})$$

$$\boxed{-\overrightarrow{\nabla} \frac{1}{n^2 k_o^2} \overrightarrow{\nabla} \overrightarrow{H}(x, y) - \overrightarrow{H}(x, y) = 0} \quad \text{polarisation TM (ou p)} \quad (\text{III.51})$$

A ces équations, doivent être ajoutées les conditions limites aux frontières traduisant des conditions anti-réfléchissantes et la condition imposée par l'onde incidente qui représente l'irradiation laser [TAFLOVE00, PEREZ02].

III-D.2 Calcul du champ en polarisation TE et TM pour une structure de type MOSFET

Afin de tenir compte de structures réalistes, nous avons modélisé deux types de géométrie. Le premier représente trois structures de type "grille de transistor" de différentes longueurs et séparées d'une distance variable (figure III.30.a). Le second type de structures représente un réseau périodique de grilles de transistors avec un pas et une longueur variable (figure III.30.b).

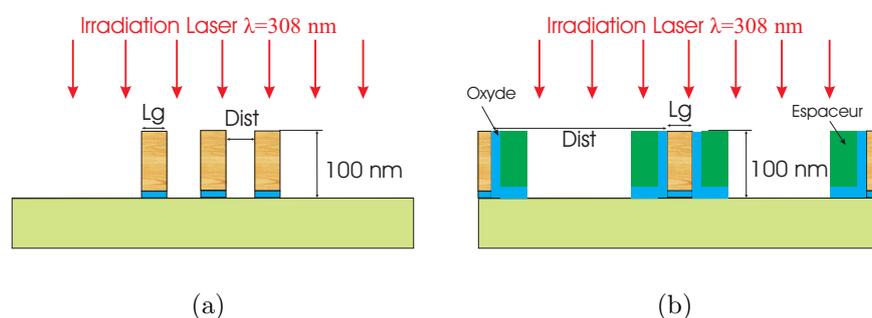


FIG. III.30 – Représentation schématique des structures simulées de type grille, de longueur "L_g" et espacées de la distance "Dist". La première figure représente trois grilles de transistor (a). La deuxième figure représente un réseau périodique de grilles (b).

Pour ces simulations, nous avons supposé un substrat de silicium cristallin, une grille en polysilicium, un diélectrique de grille en oxyde de silicium et des espaceurs en nitrure de silicium. A l'aide du logiciel FEMLAB, nous avons calculé les cartes du champ \vec{E} en polarisation TE. Dans le tableau III-D.2, on a reporté les valeurs des indices optiques pris pour les différentes simulations. Ces valeurs sont données à la longueur d'onde de 308 nm, et à température ambiante. Ces calculs ne tiennent donc pas compte de la variation des indices optiques avec la température.

Matériaux :	Si-c	p-Si	SiO_2	Si_3N_4
Indice à 308 nm	5,015+3,65i	4.55+0,3.89i	1,4851	2,143

TAB. III.3 – Indices des matériaux utilisés pour les simulations optiques des phénomènes de diffraction d'ondes électromagnétiques.

Afin d'évaluer les effets induits par l'irradiation laser, nous avons fait varier l'espacement entre les grilles et la longueur des grilles. Puis nous avons calculé le champ E et déduit le champ absorbé dans les structures. Le champ absorbé est égal au module du carré du champ \vec{E} multiplié par la partie imaginaire de l'indice optique des différents matériaux.

Cas 1 : Longueur de grille de 50 nm sur la structure III.30.a avec trois grilles de transistor.

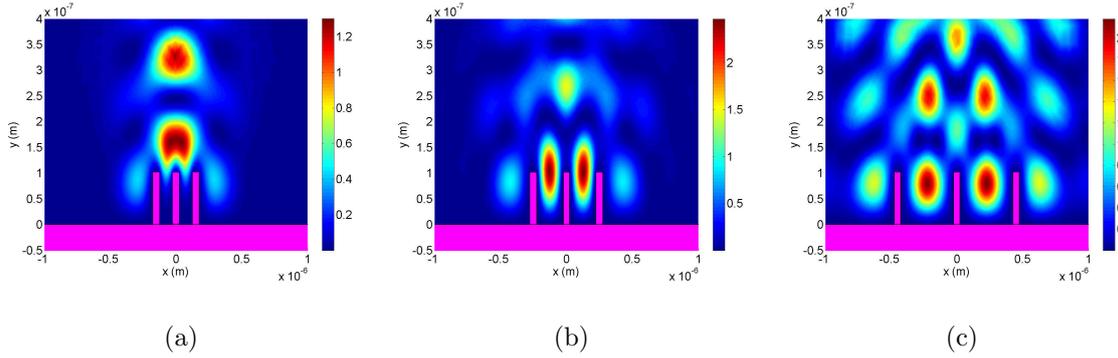


FIG. III.31 – Cartes du champ E en polarisation TE pour trois grilles de longueur 50 nm et des espacements de 100 nm (a), 200 nm (b) et 400 nm (c). La hauteur de la grille est de 100 nm .

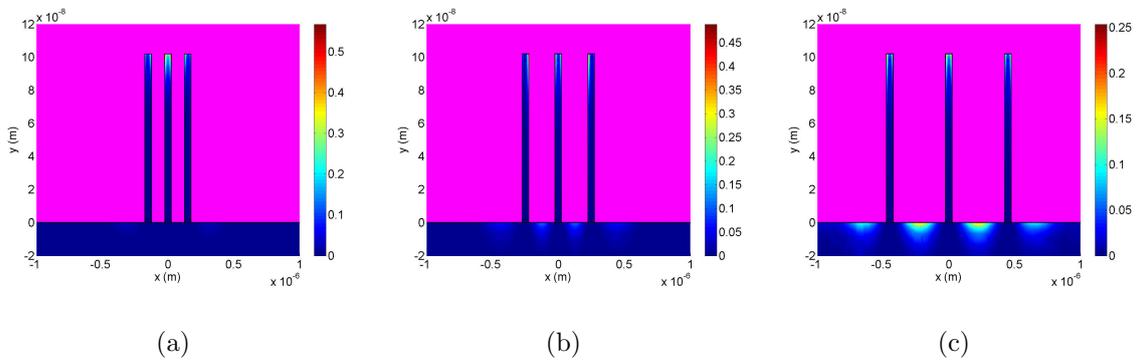


FIG. III.32 – Champ absorbée en polarisation TE pour trois grilles de longueur 50 nm et des espacements de 100 nm (a), 200 nm (b) et 400 nm (c). La hauteur de la grille est de 100 nm .

Cas 2 : Longueur de grille de 200 nm sur la structure III.30.a avec trois grilles de transistors.

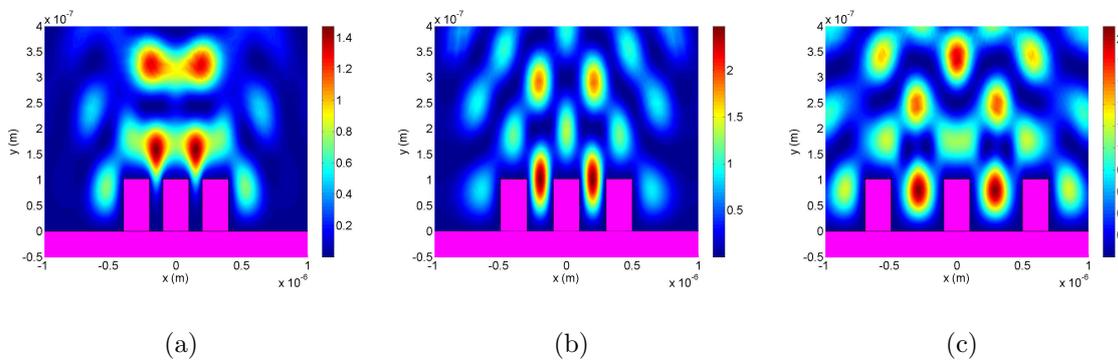


FIG. III.33 – Cartes du champ E en polarisation TE pour trois grilles de longueur 200 nm et des espacements de 100 nm (a), 200 nm (b) et 400 nm (c). La hauteur de la grille est de 100 nm .

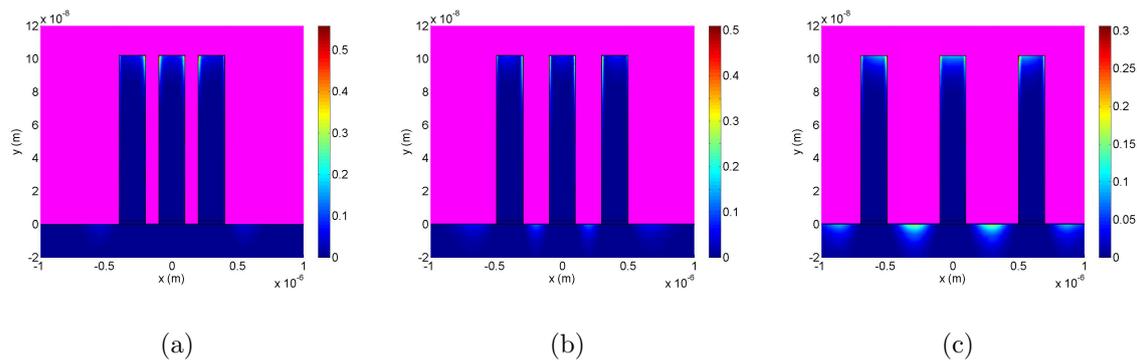


FIG. III.34 – Champ absorbé en polarisation TE pour trois grilles de longueur 200 nm et des espacements variables de 100 nm (a), 200 nm (b) et 400 nm (c).

A partir de ces simulations, on observe que la répartition du champ \vec{E} absorbé est très fortement dépendante de l'espacement entre les structures de grille.

Ces résultats préliminaires montrent l'importance de l'influence des longueurs de grilles et de leurs espacements sur le couplage de la lumière laser avec les structures.

L'ajout de différents empilements de couches protectrices d'épaisseurs variables est actuellement évalué à l'aide de simulations par l'Institut Fresnel.

L'objectif est de trouver un empilement de couches compatible avec les procédés de la microélectronique et puisse permettre de coupler la lumière laser pour une large gamme de longueur et d'espacement de grilles en induisant une irradiation uniforme de la source et du drain.

III-E Conclusion

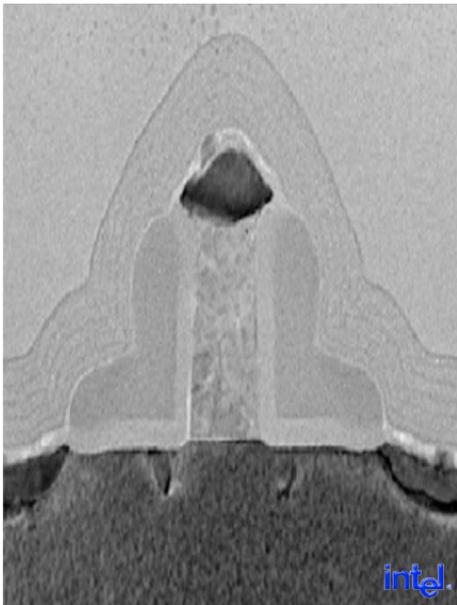
Dans ce chapitre, nous avons modélisé le processus thermique de recuit du silicium par laser dans le cas de structures planaires et de type MOSFET. Nous avons utilisé le logiciel FIDAP® basé sur la méthode des éléments finis et nous l'avons adapté au problème particulier de l'interaction d'une impulsion laser avec le silicium cristallin. La sensibilité du procédé thermique aux différents paramètres laser et aux propriétés thermiques et optiques du silicium a été étudiée pour les deux impulsions laser utilisées (20 ns et 200 ns). Particulièrement, les fenêtres de procédé laser ont été évaluées dans le cas de modélisation à une dimension. Ces calculs seront comparés aux profondeurs fondues mesurées au cours des expériences de LTP présentées dans le prochain chapitre. Ces calculs nous seront particulièrement utiles lors de l'extrapolation des profondeurs fondues pendant les expériences de recuit laser et éviteront de recourir systématiquement à des caractérisations longues et coûteuses de type SIMS ou TEM.

Des modélisations à deux dimensions ont été ensuite réalisées sur des structures de type MOSFET en tenant compte des caractéristiques temporelles du laser SOPRA. L'effet du confinement thermique dans la grille de la structure de type MOSFET a ainsi été évalué.

Nous avons proposé et validé différentes solutions permettant de réduire l'effet de confinement thermique de la grille tout en recuisant la source et le drain convenablement. Ainsi la préamorphisation du silicium, l'ajout de couches réfléchissantes et anti-réfléchissantes ou l'utilisation d'un substrat de SOI, permettront d'élargir sensiblement la fenêtre de procédé laser. Dans ce dernier cas, nous avons quantifié le bénéfice de l'effet de la couche d'oxyde enterrée, qui permet de diminuer le seuil de fusion du substrat et de réduire l'écart de température entre la grille et les zones de source et drain.

Enfin, dans la dernière partie de ce chapitre, nous avons illustré à l'aide de simulations électromagnétiques les effets de la diffraction lumineuse par les structures du transistor. Nous avons montré l'influence des longueurs de grilles et de leurs espacements sur le couplage de la lumière laser avec la source et le drain du transistor MOS.

Le travail de simulation thermique et électromagnétique nécessite d'être complété par l'étude de l'effet de couches optiques protectrices sur le couplage de la lumière laser avec les structures du transistor. En effet, il est indispensable de tenir compte de ces phénomènes de diffraction et de développer un modèle multi-physique tenant compte de ces effets pour résoudre l'équation de la chaleur pour des structures à deux dimensions.



Chapitre IV

Propriétés des jonctions recuites par laser à excimère

A Fin de vérifier la faisabilité du recuit par laser, nous avons procédé à de nombreuses études expérimentales qui ont permis de comparer les jonctions réalisées avec le laser VEL15 de SOPRA et le laser, plus conventionnel, Lambda Physik utilisé à l'IEF. Le laser développé par la société SOPRA a la particularité d'avoir une durée d'impulsion d'un ordre de grandeur supérieur aux lasers à excimère présents sur le marché.

Pour réaliser des jonctions ultra-minces (épaisseur inférieure à 100 nm) de type p, implantées au bore, nous avons étudié deux techniques qui se différencient par la méthode d'introduction des dopants dans le silicium (cf. §I-E) :

- le LTP, pour "Laser Thermal Processing", qui remplace le recuit thermique classique, après implantation ionique du dopant. Le LTP a été étudié avec le laser VEL15 de SOPRA et le laser Lambda Physik de l'IEF.
- le GILD, pour Gas Immersion Laser Doping, qui remplace l'implantation ionique et le recuit thermique et utilise un précurseur dopant gazeux chimisorbé à la surface du silicium. Cette technique a été étudiée uniquement dans le bâti expérimental de l'IEF avec le laser Lambda Physik.

IV-A Expériences réalisées et caractérisations

Nous avons effectué de nombreux tests de LTP sur des plaques de silicium implantées au LETI. La liste des échantillons traités, avec les conditions d'implantation, est donnée dans le tableau IV.1. Pour chacune des conditions d'implantation, les recuits laser d'activation ont été réalisés en faisant varier la densité d'énergie laser et le nombre de tirs (généralement un, trois, cinq ou dix tirs laser consécutifs). Pour chaque tir laser, le processus de fusion induit par laser est suivi en temps réel par réflectivité transitoire in situ, ce qui permet de déterminer le changement de phase du matériau. Enfin, de nombreuses expériences de GILD ont également été menées à l'IEF. Avec cette technique de dopage, l'implantation ionique n'est plus nécessaire. Ces expériences sont donc faites sur des échantillons "vierges" de silicium massif (type n, résistivité de 1 à 20 Ω .cm).

<i>Substrat</i>			<i>Préamorphisation</i>			<i>Implantation</i>		
	type	Résistivité	Espèce	Énergie	Dose	Espèce	Énergie	Dose
	(n ou p)	$\Omega \cdot \text{cm}$		(keV)	(at/cm ²)		(keV)	(at/cm ²)
Si	"p" (B)	10-20		-		B^+	3 et 5	$5 \cdot 10^{14}$
Si	"p" (B)	10-20		-		B^+	3 et 5	10^{15}
Si	"p" (B)	10-20		-		B^+	3 et 5	$2 \cdot 10^{15}$
Si	"p" (B)	10-20		-		B^+	5	$5 \cdot 10^{15}$
Si	"n" (P)	3-6		-		B^+	0,25	$5 \cdot 10^{15}$
Si	"n" (P)	3-6		-		BF_2^+	5	$3,5 \cdot 10^{14}$
Si	"n" (P)	3-6		-		BF_2^+	5	$7 \cdot 10^{14}$
Si	"n" (P)	3-6		-		BF_2^+	5	$1 \cdot 10^{15}$
Si	"n" (P)	3-6		-		BF_2^+	5	$2 \cdot 10^{15}$
Si	"n" (P)	3-6	Ge	10	10^{15}	B^+	3	$2 \cdot 10^{15}$
Si	"n" (P)	3-6	Ge	10	10^{15}	B^+	0,5	$5 \cdot 10^{15}$
Si	"n" (P)	3-6	Ge	10	10^{15}	BF_2^+	2,2 et 3	$2 \cdot 10^{15}$
SOI	100/200	-		-		B^+	3	$2 \cdot 10^{15}$
SOI	200/400	-		-		B^+	3	$2 \cdot 10^{15}$

TAB. IV.1 – Conditions d'implantation des échantillons traités.

Les échantillons réalisés ont été analysés à l'aide de nombreuses méthodes de caractérisation in situ et ex situ. Elles ont permis de déterminer les propriétés structurales et électriques des couches réalisées.

Chaque traitement laser est accompagné, à chaque tir, des diagnostics in situ suivants :

- enregistrement de l'impulsion du laser UV (forme temporelle et amplitude),
- enregistrement du signal de réflectivité transitoire à 632 nm (à SOPRA) ou à 675 nm (à l'IEF).

De ces enregistrements, on peut déduire directement le seuil en énergie, la durée de la fusion induite par laser, et, dans certains cas, à l'aide de simulations optiques, la profondeur fondue, et même, pour les plus forts dopages, l'évolution de la concentration superficielle de dopants activés [KERRIEN04].

Par ailleurs de nombreuses caractérisations ex situ ont été effectuées sur les échantillons traités par laser :

- Mesure de la résistance superficielle (R_{\square}) par le méthode dite des "4 pointes" : cette mesure est faite systématiquement (au LETI, sur des tranches de 200 mm, et à l'IEF sur tous les échantillons traités).
- Nombreux profils de concentration en bore et en germanium (pour les plaques préamorphisées) par SIMS (Secondary Ion Mass Spectroscopy), réalisés au LETI, après LTP ou GILD.
- Des profils de dopage actif en SRP (Spreading Resistance Profiling) par le LETI (sous traités à la société Charles Evans).
- Ellipsométrie spectroscopique infra-rouge et ultra-violet (à SOPRA et au LETI).
- Mesures de rugosité par AFM (à l'IEF et au LETI).
- Observations par microscopie électronique en transmission (TEM) (au LETI).
- Mesures de diffraction par rayons X (à l'IEF).

- Observation des structures testées par microscopie électronique à balayage (au LETI et à l'IEF), éventuellement après attaque chimique pour révéler les zones dopées.
- Tests de contamination et de contrôle particulière après traitement laser (au LETI).

IV-B Caractérisations in situ par réflectivité transitoire

La caractérisation in situ par réflectivité transitoire s'est avérée une technique très précieuse pour contrôler et comprendre les mécanismes mis en jeu lors des recuits et dopages par laser.

Le processus de dopage laser dépend au premier ordre de la densité d'énergie laser. Il existe un seuil en énergie (le seuil de fusion) et les densités d'énergie recherchées, pour la réalisation de jonctions d'épaisseur de l'ordre de la dizaine de nanomètres, sont très voisines de ce seuil. La détermination de la valeur exacte de ce seuil en énergie est donc cruciale, d'autant plus que nous souhaitons pouvoir corrélérer des expériences faites sur deux dispositifs différents, à SOPRA et à l'IEF. La mesure absolue et précise de la densité d'énergie incidente à l'échantillon est particulièrement difficile : outre la mesure, délicate, de l'énergie déposée, elle exige la connaissance de la surface traitée et n'a de sens que si l'homogénéité du faisceau est suffisante. Pour pallier ce problème, nous avons utilisé, sur les deux bâtis expérimentaux, la même technique de réflectivité transitoire. Il s'agit de mesurer, in situ et en temps réel, le coefficient de réflexion de la zone traitée pendant le tir laser.

La méthode de la réflectivité transitoire est basée sur la variation brusque, à la fusion, des indices optiques du matériau irradié et donc de la réflectivité de la surface.

IV-B.1 Principe et modélisation

Dans son principe, il s'agit d'utiliser un faisceau sonde qui va scruter la surface de l'échantillon lors de l'irradiation laser. Le signal réfléchi par la surface est détecté par une photodiode rapide (temps de réponse inférieur à 1 ns) et enregistré à l'aide d'un oscilloscope numérique avec une bande passante de 1 GHz.

Pour modéliser la réflectivité transitoire, il faut calculer le coefficient de réflexion d'un substrat de silicium cristallin recouvert d'une couche mince de silicium liquide dont l'épaisseur va varier au cours de l'impulsion laser. Par souci de simplification, ce film de silicium liquide est supposé avoir une température uniforme. Par contre, on peut tenir compte du gradient de température auquel est soumis le silicium solide en le découpant en couches minces d'épaisseurs variables et de températures différentes. Ce système stratifié est représenté sur la figure IV.1.

Les formules de Fresnel permettent de relier les amplitudes complexes des champs électriques de l'onde réfléchie et incidente d'une interface séparant les milieux i et j d'indice complexe n_i et n_j . En polarisation TE, c'est-à-dire pour une onde plane de polarisation perpendiculaire au plan d'incidence, ces coefficients sont ([BORN89]) :

$$\begin{cases} R_{TE} = R_{\perp} = \frac{E_{or}}{E_{oi}} = \frac{n_i \cos \theta_i - n_j \cos \theta_j}{n_i \cos \theta_i + n_j \cos \theta_j} \\ T_{TE} = T_{\perp} = \frac{E_{ot}}{E_{oi}} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_i \cos \theta_i + n_j \cos \theta_j} \end{cases} \quad (\text{IV.1})$$

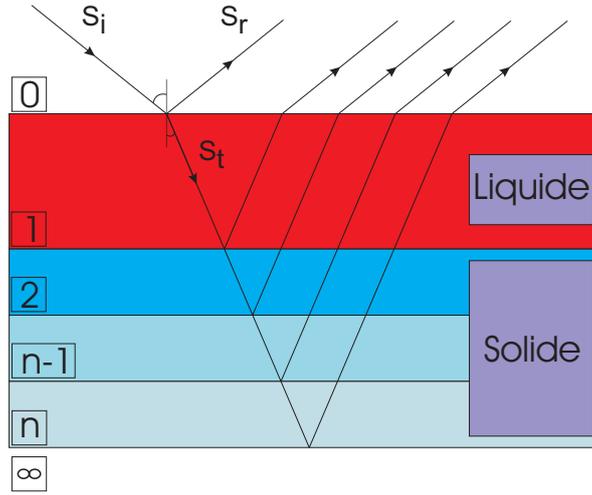


FIG. IV.1 – Représentation schématique d'un milieu stratifié pour le calcul de la réflectivité transitoire induite par l'échauffement laser.

En introduisant la loi de Snell-Descart, on obtient les formules de Fresnel en polarisation TM :

$$\begin{cases} R_{TM} = R_{\parallel} = \frac{E_{or}}{E_{oi}} = \frac{n_j \cos \theta_i - n_i \cos \theta_j}{n_j \cos \theta_i + n_i \cos \theta_j} \\ T_{TM} = T_{\parallel} = \frac{E_{ot}}{E_{oi}} = \frac{2n_i \cos \theta_i}{n_j \cos \theta_i + n_i \cos \theta_j} \end{cases} \quad (\text{IV.2})$$

L'existence d'une interface entre le milieu i et le milieu $i+1$ peut être matérialisée, dans le formalisme matriciel, par la multiplication des amplitudes complexes d'une matrice d'interface :

$$I_{i(i+1)} = \frac{1}{T_{i(i+1)}} \begin{bmatrix} 1 & R_{i(i+1)} \\ R_{i(i+1)} & 1 \end{bmatrix} \quad (\text{IV.3})$$

où $R_{i(i+1)}$ et $T_{i(i+1)}$ sont les coefficients de réflexion et de transmission de Fresnel.

La propagation dans la couche i est alors matérialisée par la matrice :

$$C_i = \begin{bmatrix} e^{-j.k_o n_i d_i} & 0 \\ 0 & e^{j.k_o n_i d_i} \end{bmatrix} \quad (\text{IV.4})$$

où k_o est l'amplitude du vecteur d'onde, n_i l'indice optique complexe de la couche i et d_i son épaisseur.

La matrice P_i définissant le passage dans la couche i sera donc le produit des matrices définissant l'interface $I_{i(i+1)}$ par la matrice $C_{i(i+1)}$.

$$P_i = \frac{1}{T_{i(i+1)}} \begin{bmatrix} 1 & R_{i(i+1)} \\ R_{i(i+1)} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-j.k_o n_i d_i} & 0 \\ 0 & e^{j.k_o n_i d_i} \end{bmatrix} \quad (\text{IV.5})$$

Dans le cas où l'on a N couches, il suffit de calculer le produit matriciel suivant :

$$\begin{bmatrix} S_{i0} \\ S_{r0} \end{bmatrix} = \prod_{i=1}^{i=N} \frac{1}{T_{i(i+1)}} \begin{bmatrix} 1 & R_{i(i+1)} \\ R_{i(i+1)} & 1 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} e^{-j.k_o n_i d_i} & 0 \\ 0 & e^{j.k_o n_i d_i} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} S_{i \text{ substrat}} \\ S_{r \text{ substrat}} \end{bmatrix} \quad (\text{IV.6})$$

On déduit le coefficient de réflexion en calculant le rapport du champ incident S_{i0} sur le champ réfléchi et S_{r0} et en posant comme condition limite $S_{i0}=1$ et $S_{r \text{ substrat}}=0$.

Si l'on connaît les paramètres optiques des matériaux, il est donc possible de simuler la réflectivité de la surface de l'échantillon soumis au tir laser qui engendre une fusion superficielle du silicium.

La figure IV.2 montre l'évolution du coefficient de réflexion, à 632 nm et selon la normale, d'un échantillon de silicium cristallin en fonction de l'épaisseur de silicium liquéfié par le tir laser. Le calcul est fait en prenant les valeurs d'indices complexes du silicium liquide et cristallin [FUCHS00, PALIK98]. Le changement d'indice de réflectivité observé lors du passage de l'état solide à l'état liquide (et vice versa) permet à l'expérimentateur de mettre en évidence la fusion induite par laser, et donc de suivre, à chaque tir, le processus de fusion/solidification induit par le laser. On aura ainsi accès directement et précisément au seuil de fusion, en densité d'énergie, et à la durée de fusion. D'autre part, la croissance du signal de réflectivité sur les premiers 20 nm, permet d'avoir une indication directe sur la profondeur fondue dans cette gamme. Nous verrons que cette méthode nous permet également, dans certaines expériences, d'évaluer la profondeur fondue sur des épaisseurs plus importantes, ou sur la densité superficielle de dopants activés.

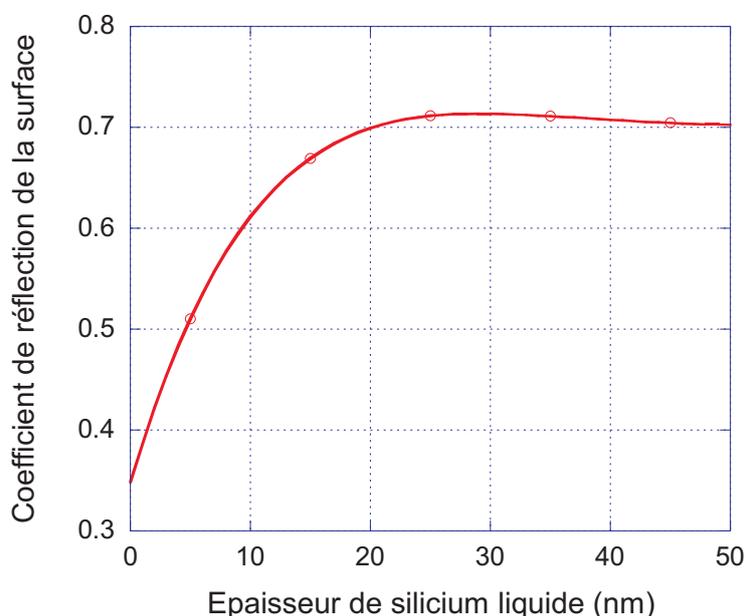


FIG. IV.2 – Évolution de la réflectivité d'une couche de silicium liquide sur du silicium cristallin à 632,8 nm en fonction de l'épaisseur fondue. La réflectivité est normalisée par rapport à la réflectivité du silicium cristallin à température ambiante.

Les deux bâtis expérimentaux sont équipés du même système de mesure de réflectivité transitoire dans le rouge. La source de lumière est un laser He-Ne ($\lambda=632,8$ nm), à SOPRA, et une diode laser à $\lambda=675$ nm, à l'IEF. L'intensité du faisceau laser rouge, réfléchi par la zone traitée par le laser UV, est mesurée par une photodiode rapide et enregistrée par un oscilloscope numérique à chaque tir laser, en même temps que les mesures faites sur les impulsions du laser UV. Ce dispositif de réflectivité transitoire se révèle très précieux lorsqu'il s'agit de confronter utilement les expériences réalisées sur les deux sites ou lors de campagnes différentes, malgré les imperfections et imprécisions des mesures absolues de densité d'énergie.

IV-B.2 Réflectivité du silicium cristallin

La figure IV.3 donne un exemple typique de suivi in situ et en temps réel, par réflectivité transitoire, d'expériences de fusion superficielle de Si (100) induite par un tir laser, sur chacun des dispositifs expérimentaux. La forme de l'impulsion laser est montrée en bas de chaque figure. On a représenté la réflectivité du silicium, pendant le tir laser, normalisée par la réflectivité du silicium solide à température ambiante, à des densités d'énergie croissantes. Ces expériences ont été réalisées sur chacun des deux dispositifs expérimentaux. On remarquera les différences en échelles de temps et en densités d'énergie dues à la différence en durée des deux impulsions laser. Pour une densité d'énergie juste au dessous du seuil de fusion, la variation de réflectivité n'est due qu'à la variation de température du silicium (courbes de couleur cyan). Dès que le seuil est dépassé (courbes oranges), on observe une augmentation importante de la réflectivité due à la fusion superficielle. En se référant à la figure IV.2, on peut évaluer la profondeur fondue : une augmentation de 50% de la réflectivité correspond à une profondeur fondue de silicium d'environ 5 nm. La détermination du seuil de fusion se fait donc avec une très bonne précision. De plus, le signal de réflectivité nous donne directement l'épaisseur fondue tant que celle-ci ne dépasse pas 15 nm (voir figure IV.2). Au delà de 20 nm, la réflectivité transitoire ne dépend plus de l'épaisseur fondue. Par contre, il est très facile de suivre le processus de fusion/solidification et d'en mesurer la durée. Ce signal de réflectivité transitoire, mesuré systématiquement à chaque tir laser, est la "référence absolue", en ce qui concerne le seuil de fusion, et est utilisé pour suivre et évaluer les caractéristiques du processus de fusion et de dopage.

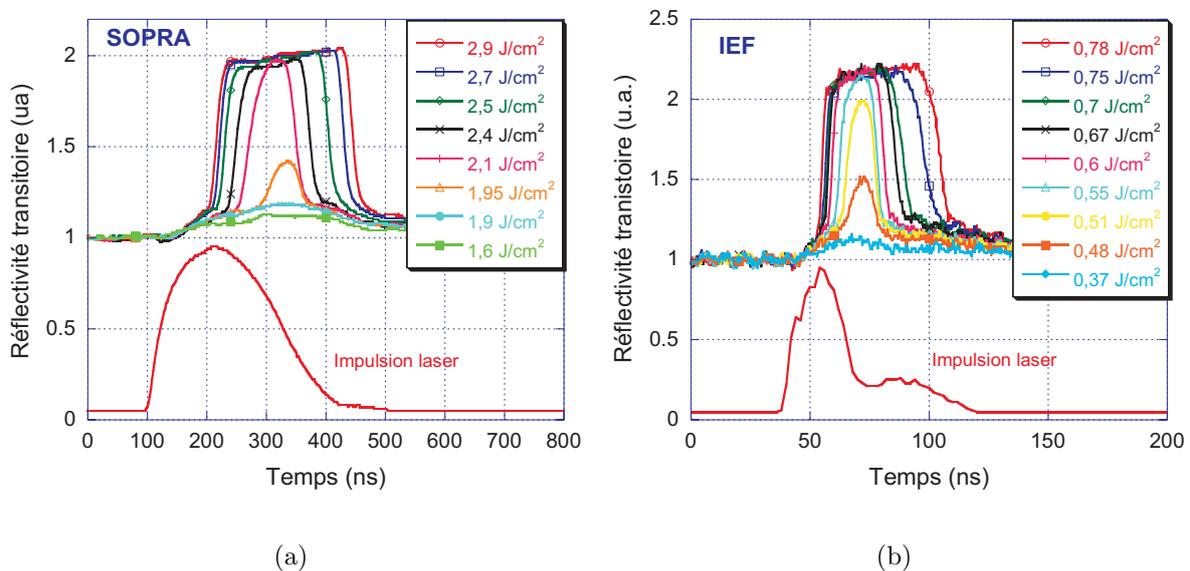


FIG. IV.3 – Suivi in situ, par réflectivité transitoire, de la fusion superficielle de Si (100) induite par un tir laser (forme d'impulsion montrée en bas de chaque figure) à des densités d'énergie croissantes. Ces expériences ont été réalisées sur chacun des deux dispositifs expérimentaux. On remarquera les différences en échelles de temps et en densités d'énergie.

IV-B.3 Cas du silicium amorphe-recristallisation explosive

La recristallisation d'une couche de silicium amorphe sur du silicium cristallin induit des mécanismes très différents par rapport à la fusion de silicium cristallin.

L'amorphisation induite par implantation ionique est très fréquente en microélectronique. Il est donc important de comprendre les mécanismes pouvant entrer en jeu lors du traitement par laser de couches amorphisées. Dans ce but, nous avons étudié le recuit de différents substrats préamorphisés par implantation ionique de germanium. Selon l'énergie d'implantation, l'épaisseur de la couche amorphe varie de 5 à 100 nm. Le tableau IV.2 reporte les conditions d'implantation utilisées. Nous avons choisi ces conditions à partir de simulations faites à l'aide du logiciel TRIM et des travaux de Minondo [MINONDO94]. Puis, les épaisseurs des couches amorphisées obtenues ont été vérifiées par des mesures d'ellipsométrie spectroscopique dans l'ultra-violet.

Energie Ge	Dose Ge	Epaisseur amorphisée prévue (référence [MINONDO94])	Epaisseur amorphisée mesurée par ellipsométrie spectroscopique
3 keV	10^{15} at/cm ²	5 nm	7 nm
5 keV	10^{15} at/cm ²	10 nm	14 nm
10 keV	10^{15} at/cm ²	20 nm	23 nm
30 keV	10^{15} at/cm ²	50 nm	54 nm
75 keV	10^{15} at/cm ²	100 nm	108 nm

TAB. IV.2 – Conditions d'implantation des substrats de silicium pour obtenir différentes couches amorphes.

IV-B.3.a Mécanismes de la recristallisation explosive

Récemment, M. Karim Huet a réalisé un stage à SOPRA afin d'étudier les mécanismes de la fusion d'une couche amorphe induite par une impulsion longue comme celle du laser SOPRA. Il a ainsi mis en évidence des mécanismes très différents en effectuant des recherches bibliographiques et en se basant sur nos expériences.

De nombreuses études ont déjà été menées pour comprendre les mécanismes induits par une impulsion laser courte (de l'ordre de 30 ns, valeur typique du laser de l'IEF). Ces interprétations étaient basées sur de nombreuses caractérisations optiques et électriques in situ [THOMPSON83a]. Thompson propose un processus selon lequel, à basse énergie, l'impulsion laser va induire la fusion d'une couche de silicium amorphe appelée fusion primaire (PM : Primary Melt) qui va se propager sur une faible épaisseur (inférieure à 10 nm). Puis cette couche va se resolidifier en polysilicium à gros grain (LGp-Si : Large Grain Polysilicon). Cependant lors de la resolidification, la chaleur latente libérée par ce changement de phase va provoquer l'apparition d'une fine couche de silicium liquide (l-Si) qui va se propager dans le restant de la couche amorphe. On parle de fusion secondaire (SM : Secondary Melt). Puis cette couche va se resolidifier très rapidement en polysilicium à petits grains (FGp-Si : Fine Grain Polysilicon). Cette réaction va s'auto-entretenir (d'où le terme de cristallisation "explosive") jusqu'à ce que la chaleur latente ne soit plus suffisante pour poursuivre cette évolution et, au plus tard, lorsqu'il atteint l'interface amorphe/cristal. Ce processus est schématisé sur la figure IV.4.

A plus forte énergie, le mécanisme initial est semblable mais dans ce cas, il y a élargissement de la couche fondue, comme schématisé par la figure IV.5.

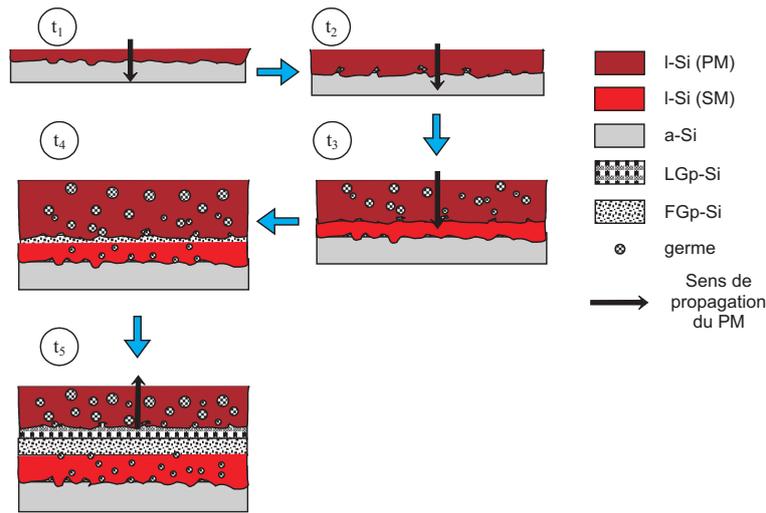


FIG. IV.4 – Initiation du processus de recristallisation explosive [TSAO87].

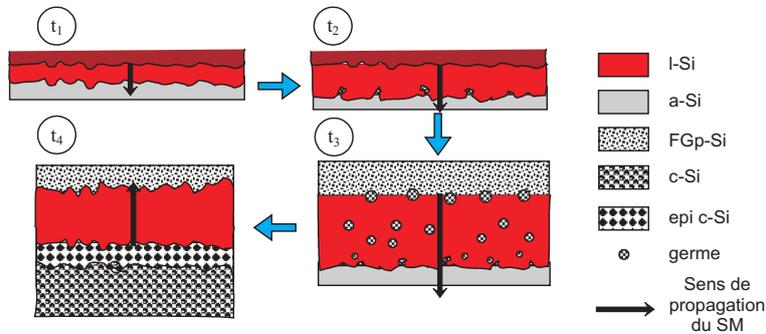


FIG. IV.5 – Propagation du processus de recristallisation explosive [TSAO87].

Ces différents mécanismes peuvent évoluer très différemment en fonction de la durée de l'impulsion laser et de la densité d'énergie laser. Des études sont encore en cours à SOPRA pour comprendre ces mécanismes très différents de ceux observés pour un laser de 30 ns. On peut observer ces différences en reportant les mesures de réflectivité obtenues après irradiation avec les lasers de SOPRA et de l'IEF sur différentes couches de silicium amorphe.

IV-B.3.b Réflectivité du silicium amorphe

Ainsi, sur la figure IV.6 et IV.7, on peut voir l'influence de l'épaisseur de la couche de silicium amorphe induite sur les signaux de réflectivité transitoire après recuit à une densité d'énergie de $2,5 \text{ J/cm}^2$. Ces différences se manifestent par la présence d'une première "bosse", correspondant à l'évolution du premier front de fusion (PM). La hauteur de cette bosse traduit la profondeur atteinte par ce front primaire dans la couche amorphe. Dans le cas du laser de l'IEF, avec une durée d'impulsion inférieure à 30 ns, on n'observe pas cette première bosse pour des densités d'énergie de recuit de $0,8 \text{ J/cm}^2$. Ceci traduit le fait que le front primaire se propage bien plus rapidement dans la couche amorphe, puisque l'énergie est déposée en un instant très faible.

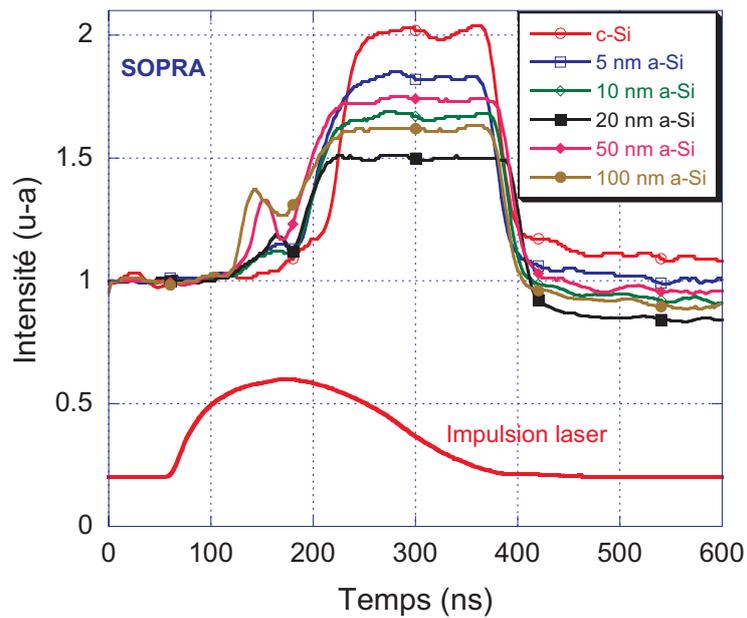


FIG. IV.6 – Suivi in situ, de la réflectivité transitoire de Si (100) induite par un tir laser à la densité d'énergie de $2,5 \text{ J/cm}^2$ pour différentes épaisseurs de couches amorphes (laser SOPRA).

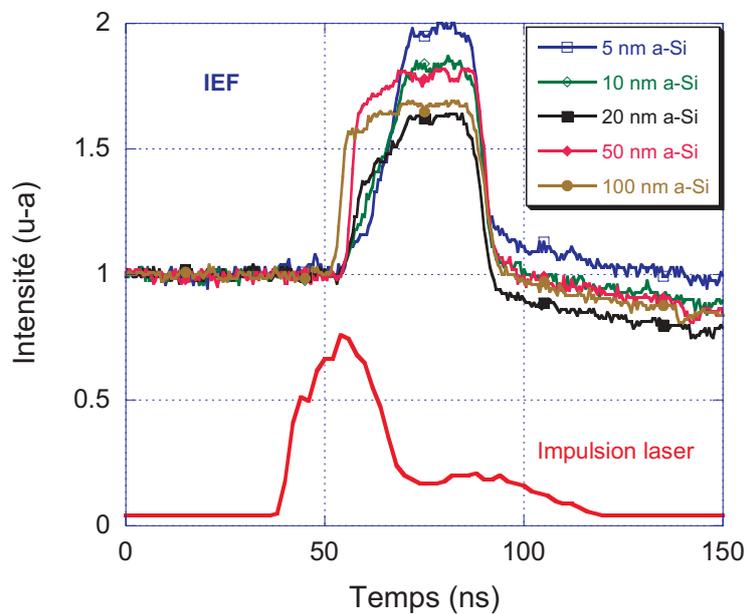


FIG. IV.7 – Suivi in situ, de la réflectivité transitoire de Si (100) induite par un tir laser à la densité d'énergie de $0,8 \text{ J/cm}^2$ pour différentes épaisseurs de couches amorphes (laser de l'IEF).

Cependant, les signaux de réflectivité à des énergies croissantes obtenus avec des couches de silicium amorphisées sur des épaisseurs de 5 nm (figure IV.8.a) et 20 nm (figure IV.8.b) montrent bien l'existence de cette bosse à partir d'une énergie suffisante. Mais on note que l'amplitude de cette première bosse est bien plus importante et sa durée à mi-hauteur bien plus courte que dans le cas des recuits avec le laser SOPRA, traduisant ainsi des mécanismes de fusion/solidification très différents.

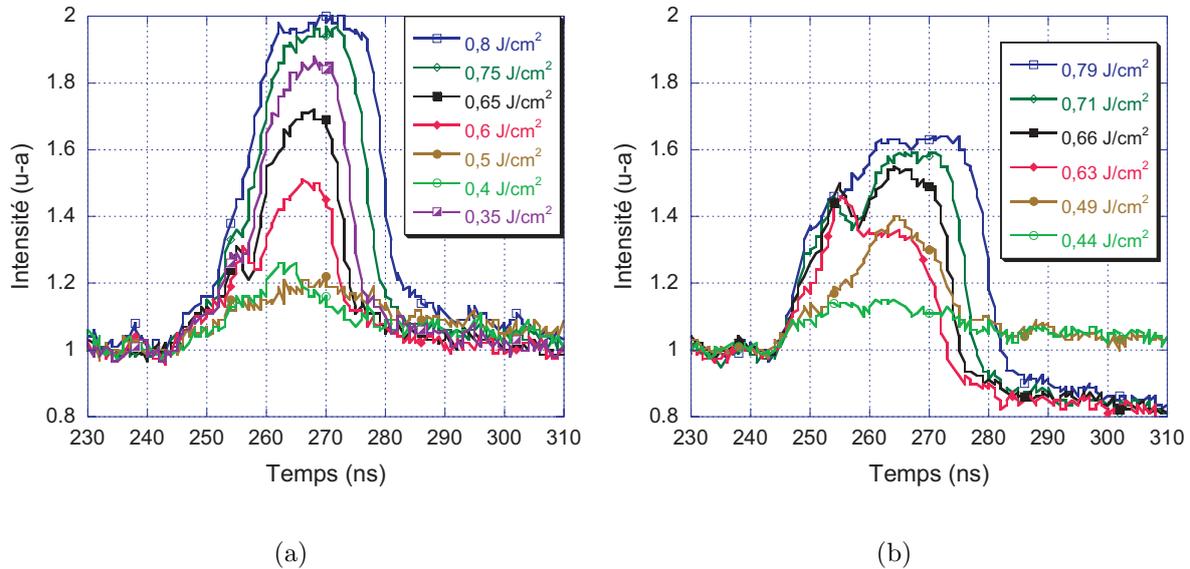


FIG. IV.8 – Suivi in situ, de la réflectivité transitoire de Si (100) induite par un tir laser à différentes densités d'énergie pour une épaisseur de couche amorphe de 5 nm (figure a) et 20 nm (figure b) (laser de l'IEF).

Ainsi, on peut en déduire que l'épaisseur de la couche amorphe agit directement sur la durée d'existence du PM. Augmenter la durée de l'impulsion laser (cas du laser SOPRA) amoindrit les gradients de température induits, ce qui provoque une diminution des vitesses de fusion et solidification du PM, ainsi que sa profondeur maximale. Le point de départ de la fusion et la fin du processus vont fortement dépendre de la densité d'énergie d'irradiation et de la durée de l'impulsion laser. C'est pourquoi, il est assez difficile de déterminer dans ces cas là, la durée de fusion superficielle. Dans le cas d'une couche supérieure à 40 nm, les études en cours montrent que la cristallisation explosive est responsable d'une reconstruction du réseau cristallin. L'amorphisation permettra aussi d'élargir la fenêtre du procédé laser.

IV-C Caractérisations ex situ

Ces caractérisations, qui se font en majorité sur des substrats non structurés, rentrent pour une grande part dans la compréhension des propriétés des échantillons traités et le contrôle des couches à réaliser.

IV-C.1 Caractérisations électriques par la méthode des 4 pointes

On caractérise généralement une jonction dopée par les paramètres cruciaux que sont sa profondeur et sa résistivité surfacique. La mesure de la résistance de la couche est une mesure simple et rapide qui permet d'estimer rapidement son niveau d'activation.

IV-C.1.a Principe de la mesure

Dans un semiconducteur, la résistivité d'une couche est donnée par [VAPAILLE90] :

$$\begin{cases} \rho = (qn\mu_n)^{-1} & \text{pour un matériau de type n} \\ \rho = (qp\mu_p)^{-1} & \text{pour un matériau de type p} \end{cases} \quad (\text{IV.7})$$

où q est la charge élémentaire.

La résistivité d'une couche dépend donc de deux grandeurs : la concentration en porteurs (n et p) et leur mobilité (μ_n et μ_p). C'est pour ces raisons qu'on introduit le paramètre de résistance carrée notée R_{\square} et exprimée en Ω/\square .

La résistance R_{\square} d'une couche est la résistance que l'on mesure entre deux électrodes de largeur l et espacées de la même distance.

Dans le cas où la jonction est uniformément dopée, la résistance carrée de la jonction est reliée à sa résistivité ρ par :

$$R_{\square} = \frac{\rho}{W} \quad (\text{IV.8})$$

où W est l'épaisseur de la couche.

Si cette couche n'est pas uniformément dopée, la résistance R_{\square} est reliée aux profils de concentration des porteurs et des mobilités par la relation :

$$R_{\square} = \frac{1}{\int_0^W q\mu_n n(x) + q\mu_p p(x) dx} \quad (\text{IV.9})$$

Généralement, en supposant que la jonction contient principalement des trous (ce qui correspond à une jonction p^+/n), cette relation peut être simplifiée par l'expression suivante :

$$R_{\square} = \frac{1}{\int_0^W q\mu_p p(x) dx} \quad (\text{IV.10})$$

La méthode utilisée pour effectuer cette mesure est appelée "méthode des 4 pointes". Elle consiste à appliquer sur l'échantillon quatre pointes métalliques qui peuvent être soit alignées, soit disposées en carré. Deux pointes servent à amener un courant I , les deux autres servent à mesurer la différence de potentiel ΔV . Le rapport $\Delta V/I$ est directement relié à la résistivité [VAPAILLE90].

Dans le cas d'un échantillon semi-infini, avec des pointes placées en ligne et espacées de la distance s , la résistivité est donnée par :

$$\rho = 2\pi s \frac{\Delta V}{I} \quad (\text{IV.11})$$

Dans notre cas, l'épaisseur W de la jonction est bien inférieure à l'espace s entre électrodes. On a, pour des pointes placées en ligne :

$$\rho = \frac{\pi}{\ln 2} W \frac{\Delta V}{I} \quad \text{et} \quad (\text{IV.12})$$

$$R_{\square} = \frac{\pi}{\ln 2} \frac{\Delta V}{I} \quad \text{pointes en ligne} \quad (\text{IV.13})$$

IV-C.1.b Mesures obtenues sur les couches implantées

Les mesures de résistance des couches dopées ont été faites au LETI et à l'IEF. Au LETI, ces mesures ont été faites sur un dispositif automatisé (RESMAP de CDE) adapté aux tranches de silicium de 200 mm qui ont été traitées avec le laser VEL 15 de SOPRA. La tête de mesure à 4 pointes utilisée est adaptée aux jonctions ultra-minces. C'est une tête de type "Jantec" avec des pointes en ligne de diamètre de courbure de 500 Å, espacées de 1 mm et exerçant une force d'appui de 70 g.

Cette mesure automatisée n'est pas praticable dans le cas des échantillons réalisés à l'IEF en raison de leurs dimensions de quelques cm² avec des zones dopées d'environ 6 mm². C'est une mesure manuelle qui a été choisie avec une tête de mesure ayant 4 pointes disposées selon un carré de 0,5x0,5 mm². De plus, dans ce cas, nous avons dû introduire un facteur géométrique pour tenir compte des dimensions relatives des zones dopées et du dispositif à 4 pointes. Ce facteur géométrique est typiquement de 0,73 dans le cas des échantillons obtenus à l'IEF pour des impacts laser de 2,3x3,2 mm² [GREEN71]. Cette correction n'est pas appliquée dans le cas des échantillons de SOPRA, car les zones traitées (2 à 4 cm²) sont nettement plus grandes que le dispositif à 4 pointes utilisé au LETI.

Sur une même plaque de test découpée en morceaux de 2x2 cm² et préalablement recuite avec différentes conditions de densité d'énergie avec le laser SOPRA, nous avons comparé les mesures de résistivité surfacique obtenues au LETI puis à l'IEF. Nous avons ainsi pu vérifier la cohérence des résultats obtenus sur chacun des équipements afin de pouvoir comparer, par la suite, les mesures faites à l'IEF et au LETI. Le résultat de ces comparaisons est représenté sur la figure IV.9. Cette plaque test a été préamorphisée par implantation (Ge⁺, 10 keV, 10¹⁵ at/cm²) puis implantée au bore (B⁺, 3 keV, 2.10¹⁵ at/cm²). Cette implantation a été faite sur un substrat de silicium de type "p". Pour déterminer la résistivité réelle de la couche superficielle dopée, il faut donc supposer qu'il existe deux résistance en parallèle, la couche dopée et le substrat (ici, cette résistivité est de 140 Ω/□). On peut alors en déduire la résistivité de la couche superficielle. Il a été constaté un écart maximum de 9% entre les mesures faites au LETI et celles faites à l'IEF (figure IV.9).

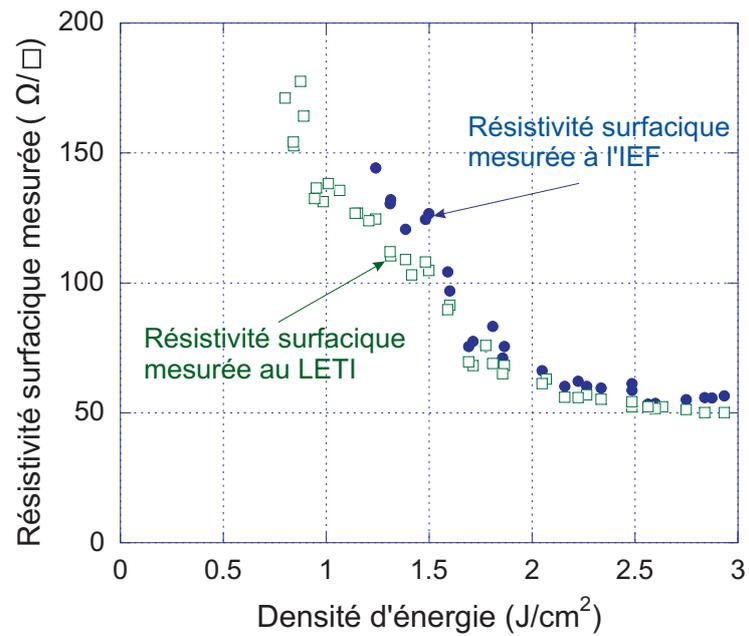


FIG. IV.9 – Comparaison des mesures de résistivité surfacique obtenues au LETI (carrés) et à l'IEF (ronds) sur une même plaque test recuite avec le laser de SOPRA. Le substrat de type "p" a été préalablement préamorphisé (Ge^+ , 10 keV, 10^{15} at/cm²) puis implanté (B^+ , 3 keV, $2 \cdot 10^{15}$ at/cm²).

Les figures IV.10 et IV.11 donnent des exemples d'évolution de la résistivité surfacique de jonctions formées par LTP, sur des échantillons implantés avec B^+ , en fonction de la densité d'énergie de recuit avec les lasers SOPRA ou Lambda Physik de l'IEF. Nous avons tracé également la durée de fusion issue des mesures de réflectivité transitoire.

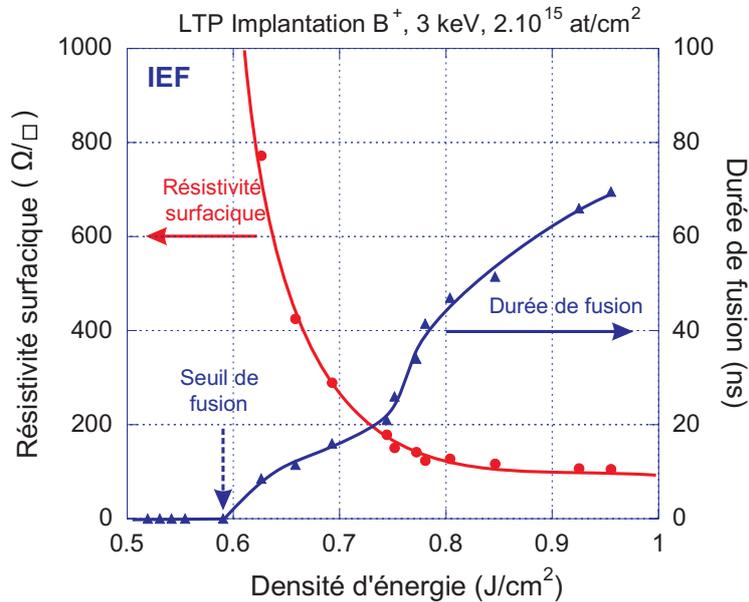


FIG. IV.10 – Résistivité surfacique de jonctions formées par LTP sur des échantillons implantés (B^+ , 3 keV, 2.10^{15} at/cm²) en fonction de la densité d'énergie laser. La durée de fusion, issue des mesures de réflectivité transitoire, est également tracée (laser IEF).

On constate que la résistivité décroît, donc l'activité électrique des dopants croît, avec la densité d'énergie laser dès que le seuil de fusion est atteint. Ces figures suggèrent que l'impulsion longue du laser SOPRA (figure IV.11), autorise un mode d'activation des dopants à des densités d'énergie laser inférieures au seuil (mode "sans fusion"). En effet, à ces densités d'énergie, l'activation des dopants n'est pas complète mais les résistivités mesurées seraient déjà intéressantes pour les technologies CMOS. Le laser SOPRA montre donc un mode d'activation en dessous du seuil de fusion qui permet d'atteindre des valeurs de R_{\square} satisfaisant aux contraintes de l'ITRS pour les nœuds technologiques 65 nm, 45 nm et en deçà. Cette propriété semble être moins marquée pour le laser Lambda Physik. Ceci peut s'expliquer par la durée de l'impulsion du laser SOPRA, supérieure, d'un ordre de grandeur à celle du laser Lambda Physik (impulsion de 28 ns). De plus, en mode sans fusion, dans le cas du laser SOPRA, on remarque que le nombre de tirs laser améliore considérablement la résistivité des couches (figure IV.12). Cette différence est par contre moins importante lorsque l'on est en régime de fusion. En effet, en régime de fusion tous les atomes sont redistribués dans la zone fondue et sont en grande partie actifs. En régime "sans fusion" il n'y a pas de ré-épitaxie. C'est un régime totalement différent, apparenté aux recuits classiques d'activation. Il faut pour activer un dopant, fournir suffisamment d'énergie aux atomes pour que les défauts induits lors de l'implantation ionique dans le réseau cristallin puissent être guéris et redistribuer les dopants en sites substitutionnels.

C'est la raison pour laquelle le nombre de tirs laser joue un rôle sur la résistivité de la couche. Les valeurs minimales de résistivité obtenues sont très faibles, de l'ordre de 50 ohm/□. Ces faibles valeurs témoignent de la très bonne activation de la couche dopée,

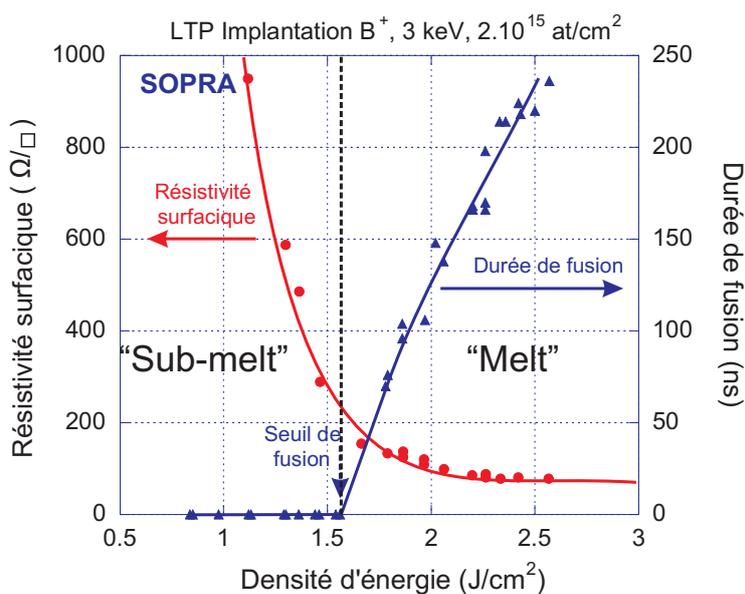


FIG. IV.11 – Résistivité surfacique de jonctions formées par LTP sur des échantillons implantés (B⁺, 3 keV, 2.10¹⁵ at/cm²), en fonction de la densité d'énergie laser. La durée de fusion, issue des mesures de réflectivité transitoire, est également tracée (laser SOPRA).

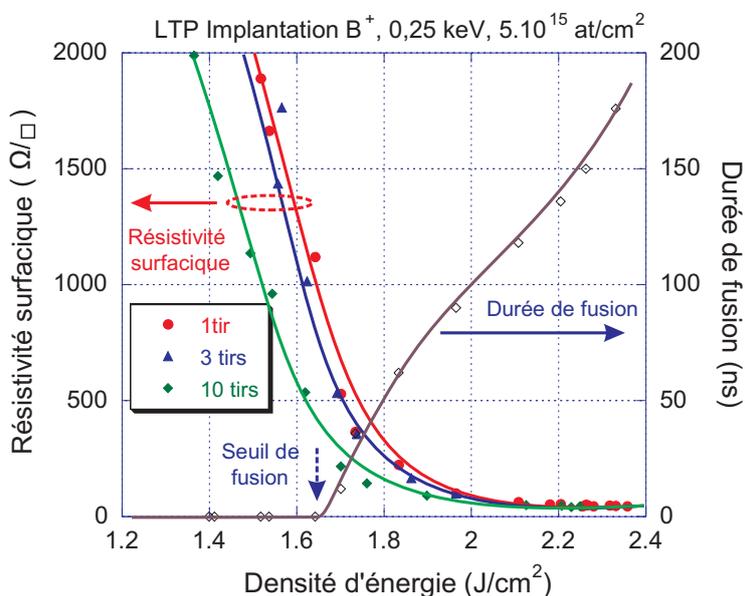


FIG. IV.12 – Résistivité surfacique de jonctions formées par LTP sur des échantillons implantés (B⁺, 0,25 keV, 5.10¹⁵ at/cm²), en fonction de la densité d'énergie laser pour 1, 3 et 10 tirs consécutifs. La durée de fusion, issue des mesures de réflectivité transitoire, est également tracée (laser SOPRA).

quelle que soit la durée de l'impulsion laser. Toutefois, les résistivités obtenues avec une impulsion du laser SOPRA sont légèrement meilleures que celles obtenues avec le laser de l'IEF (figures IV.11 et IV.10).

La figure IV.13 résume les évolutions des résistivités surfaciques après LTP à l'IEF en fonction de la densité d'énergie laser pratiqué sur des échantillons implantés B^+ , BF_2^+ , ou préamorphisés par Ge^+ puis implantés B^+ . Pour les trois échantillons, la dose de bore implanté est la même : 2.10^{15} at/cm². Il faut remarquer l'influence de l'amorphisation par implantation, qui décale le seuil de densité d'énergie laser à appliquer. De plus, les trois courbes tendent vers la même asymptote qui correspond à l'activation maximale obtenue par LTP : la résistivité surfacique est alors $\simeq 100\Omega/\square$. Ce résultat est excellent, en regard des objectifs de la microélectronique, selon les prévisions de l'ITRS.

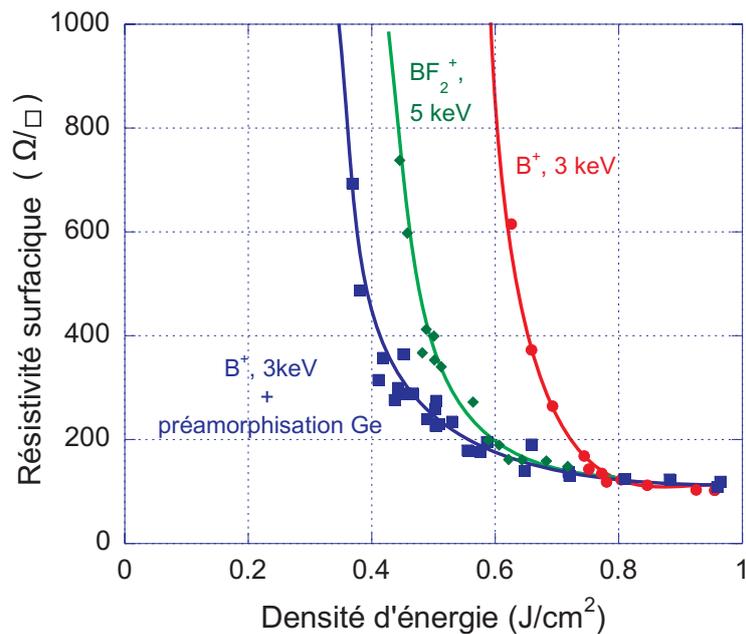


FIG. IV.13 – Résistivité surfacique, en fonction de la densité d'énergie laser, dans le cas du LTP pratiqué sur des échantillons implantés B^+ et BF_2^+ , ou préamorphisés par implantation de Ge^+ , puis implantés B^+ (laser IEF). La dose de bore implantée est de 2.10^{15} at/cm².

IV-C.1.c Cas particulier de couches amorphisées

Lorsque la surface du silicium est amorphisée, par implantation de germanium ou par l'implantation elle-même des dopants, la couche amorphe peut recristalliser en fonction de la densité d'énergie laser. Ce phénomène a lieu en mode de fusion. En régime "sans fusion", l'activation de la couche dopée ne semble pas être aussi efficace que dans le cas d'une implantation classique avec du bore uniquement (figure IV.14). Les courbes de réflectivité in situ sont reportées sur cette figure. Elles témoignent de la fusion du silicium amorphe dans différents régimes. Précisons que les durées de fusion reportées sur la figure, ne tiennent pas compte du régime de fusion explosif pourtant responsable de l'activation d'une grande partie des dopants.

Nous avons étudié l'influence de l'épaisseur d'amorphisation induite par implantation ionique pour différents échantillons. Nous avons pour cela utilisé cinq substrats de silicium

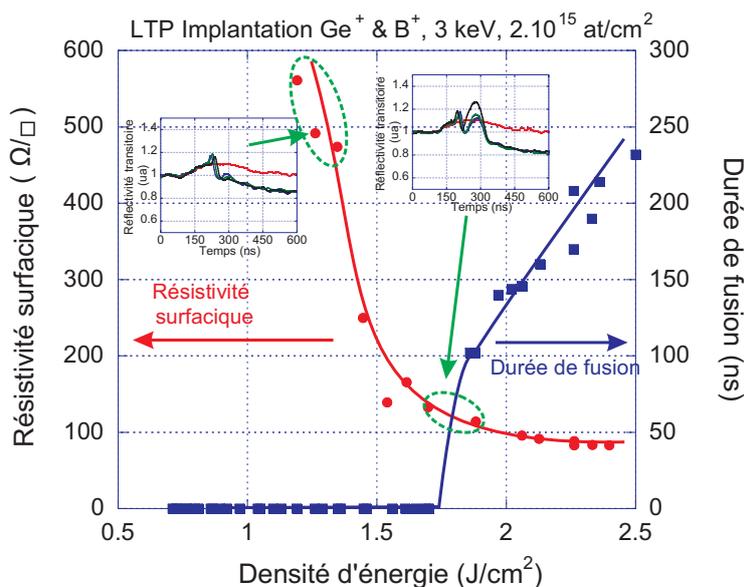


FIG. IV.14 – Résistivité surfacique de jonctions formées par LTP sur des échantillons préamorphisés puis implantés B⁺, en fonction de la densité d'énergie laser. La durée de fusion, issue des mesures de réflectivité transitoire, est également tracée (laser SOPRA).

de type n préamorphisés au germanium avec des énergies d'implantation variant de 3 à 75 keV, avec une dose de 10¹⁵ at/cm². Ces conditions permettent d'obtenir des profondeurs d'amorphisation variant de 5 à 100 nm (cf. tab.IV.2 présenté précédemment dans le paragraphe IV-B.3). Afin de pouvoir évaluer l'effet du recuit laser sur les résistivités surfaciques, ces plaques ont été implantées au BF₂⁺ (2,2 keV, 2.10¹⁵ at/cm²).

La figure IV.15 montre l'évolution des résistivités surfaciques en fonction de la densité d'énergie de recuit pour différentes épaisseurs de couches amorphes. On note le décalage de ces courbes vers les faibles densités d'énergie lorsque l'épaisseur de la couche amorphe augmente. Enfin dans le cas de couches amorphes d'épaisseurs 50 et 100 nm, on observe la formation d'un plateau qui correspond à la transformation, induite par le laser, du silicium amorphe en polycristallin. Au delà d'une certaine densité d'énergie, la résistivité diminue rapidement : la couche fondue atteint le silicium cristallin sous-jacent, ce qui permet une ré-épitaxie du silicium fondu, donc la formation de silicium cristallin. Pour des épaisseurs de couches amorphes plus fines, on ne remarque pas ce plateau, ce qui implique que les mécanismes de fusion-solidification de la couche amorphe dépendent de son épaisseur et de la densité d'énergie employée.

IV-C.1.d Uniformité du traitement laser

L'uniformité du traitement laser est un paramètre très important pour la réalisation des jonctions électriques. Ce paramètre a été évalué sur trois plaques différentes implantées au BF₂⁺ avec une énergie de 2,2 keV et une dose de 2.10¹⁵ at/cm² et préalablement préamorphisées avec du germanium à différentes conditions :

- Plaque 1 : Ge⁺ 3 keV, 10¹⁵ at/cm² (épaisseur d'amorphisation estimée : 5nm)
- Plaque 2 : Ge⁺ 5 keV, 10¹⁵ at/cm² (épaisseur d'amorphisation estimée : 10 nm)
- Plaque 3 : Ge⁺ 30 keV, 10¹⁵ at/cm² (épaisseur d'amorphisation estimée : 50 nm)

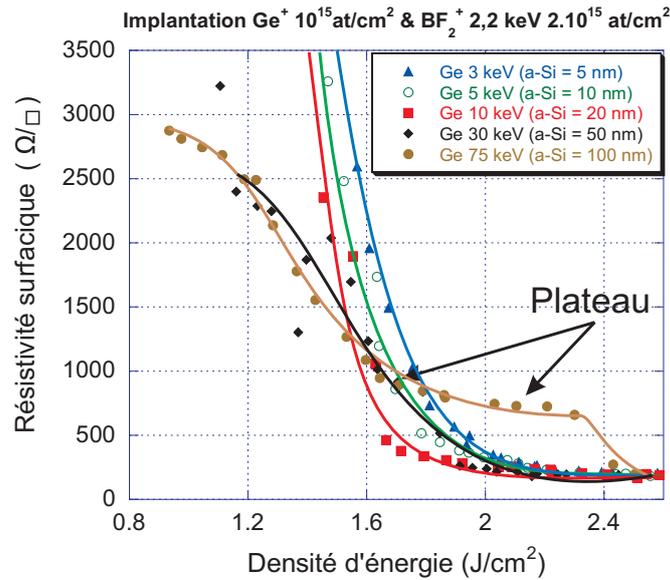
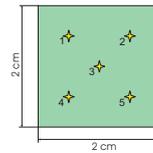


FIG. IV.15 – Résistivité surfacique en fonction de la densité d'énergie de recuit mesurées sur différents substrats préamorphisés au germanium sur différentes épaisseurs et implantés au BF_2^+ (2,2 keV, 2.10^{15} at/cm 2) (laser SOPRA).

Près de vingt recuits laser ont été faits sur l'ensemble de ces plaques, pour lesquelles les densités d'énergie laser variaient de 1,3 J/cm 2 à 2,6 J/cm 2 . Sur chacun des impacts laser mesurant 2x2 cm 2 , cinq mesures de résistivité ont été faites sur la machine automatisée du LETI. Les mesures étaient espacées de 5 mm (figure IV.16).



La figure IV.17 montre les résultats obtenus pour chacune des plaques préamorphisées à différentes profondeurs. Chaque point correspond à la moyenne des cinq mesures faites sur chaque spot, pour une densité d'énergie laser donnée. La dispersion des mesures par rapport à la valeur moyenne, est représentée par les barres d'erreurs. Les évolutions des résistivités surfaciques sont décalées les unes par rapport aux autres. Ce décalage est dû à la différence d'épaisseur d'amorphisation de chacune des plaques. L'écart type des résistivités pour chaque spot a également été calculé. Le résultat est représenté sur la figure IV.18. La variation de ces mesures atteint 15%.

FIG. IV.16 – Position des points de mesure en R_{\square} sur les échantillons de 2x2 cm 2 pour statistique d'uniformité.

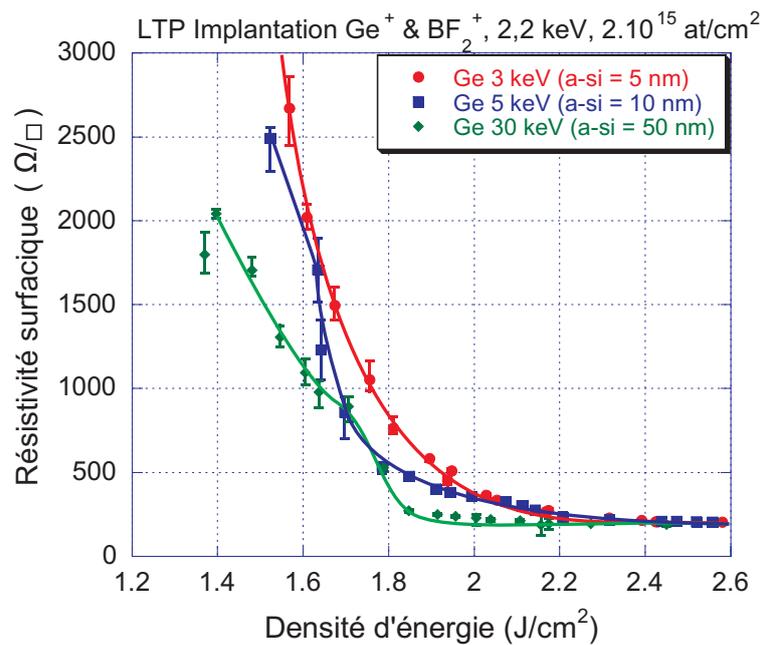


FIG. IV.17 – Résistivité surfacique de jonctions formées par LTP sur des échantillons préamorphisés puis implantés BF_2^+ (plaque 1, 2 et 3), en fonction de la densité d'énergie laser. La dispersion des mesures de résistivité est représentée par les barres d'erreurs .

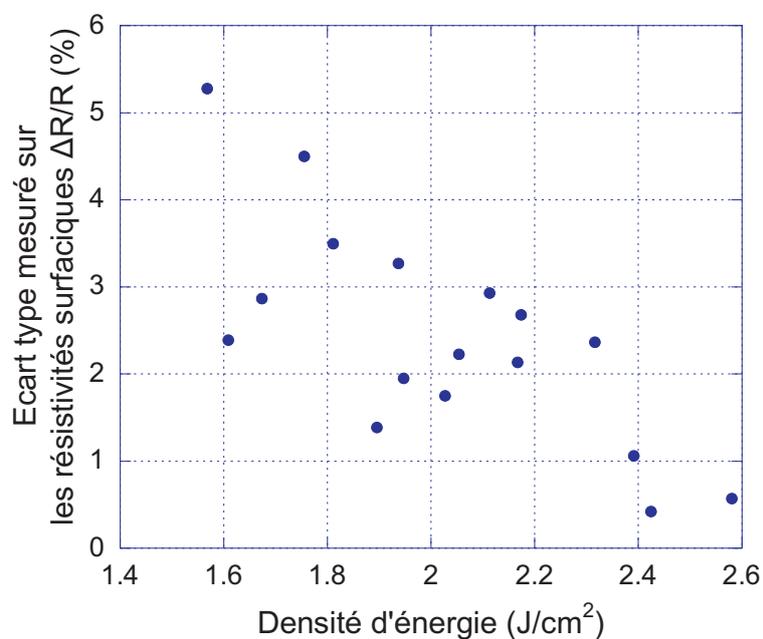


FIG. IV.18 – Écart-type de la mesure de résistivité surfacique mesuré sur chaque impact, sur 5 positions différentes pour un échantillon préamorphisé puis implanté BF_2^+ (plaque 1).

IV-C.2 Répartition des dopants après recuit laser : profils SIMS

La miniaturisation des composants de la microélectronique, qui atteint désormais le domaine du nanométrique, impose des techniques de caractérisation adaptées et de plus en plus performantes. La Spectrométrie de Masse des Ions Secondaires (SIMS) s'est imposée comme technique d'analyse incontournable en microélectronique pour mesurer les concentrations et les profils en impuretés et en dopants. Les performances de l'analyseur permettent d'obtenir un excellent compromis entre sensibilité de détection des éléments, parfois en concentration très faible, et la résolution en profondeur [ZALM95].

IV-C.2.a Principe du SIMS

Le bombardement d'un solide par un faisceau d'ions primaires de quelques keV d'énergie est à l'origine du processus d'implantation ionique, décrit dans le chapitre I-B, mais aussi le processus de pulvérisation ionique : l'impact des ions primaires provoque l'éjection de la surface d'atomes ou d'agrégats, neutres et ionisés, des éléments composant le solide cible. La technique SIMS utilise la pulvérisation ionique pour éroder progressivement et très lentement, dans l'ultra-vide, l'échantillon au moyen d'un faisceau d'ions primaires, et à analyser en masse les espèces ionisées éjectées (ions secondaires). Le faisceau d'ions primaires est généré à partir d'une source gazeuse ou solide, (en général oxygène ou césium, selon les éléments à analyser). Ce faisceau d'ions primaires, d'une énergie de quelques keV, est focalisé sur la surface de l'échantillon à analyser. Sous l'impact des ions primaires, des collisions successives conduisent à l'émission de diverses espèces parmi lesquelles des photons, des électrons, des atomes, molécules ou agrégats neutres et des ions mono ou poly-atomiques. Ces ions secondaires constituent la source d'information de l'analyse par SIMS. Ils sont accélérés par une tension d'extraction, triés en énergie grâce à un champ électrostatique puis triés en masse [GAUTIER97, MANCINA01]. Le schéma de principe de l'analyse par SIMS est représenté sur la figure IV.19.

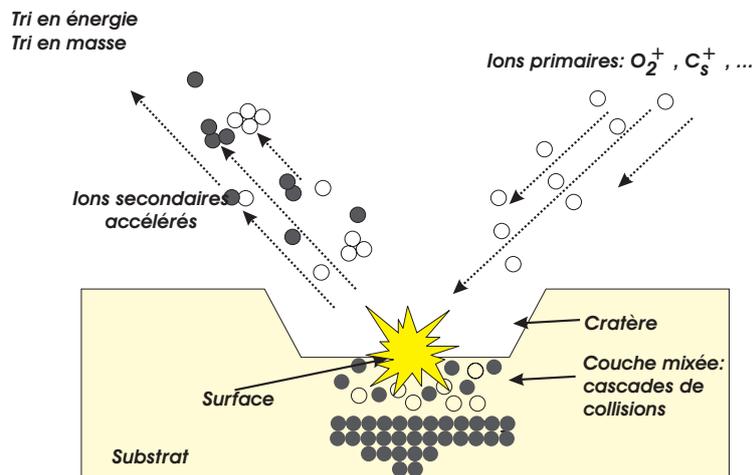


FIG. IV.19 – Schéma de principe de l'analyse par SIMS.

Cependant, plusieurs limitations découlent de cette technique de mesure. Tout d'abord, l'analyse est destructive, puisque l'échantillon est érodé, sur des profondeurs de l'ordre de quelques nanomètres à quelques microns ou plus. La surface endommagée est d'environ $250 \times 250 \mu m^2$. Il faut donc tenir compte de la surface disponible sur l'échantillon. Du fait de ces faibles dimensions, on ne peut obtenir qu'une mesure locale. On ne peut donc pas

étudier un échantillon hétérogène ou de structures latérales complexes avec une mesure unique.

La résolution est de l'ordre du micron latéralement, et du nanomètre, en profondeur. On peut fonctionner en mode "image", et obtenir une information sur la répartition en surface des espèces en profondeur. C'est ce second mode qui a été utilisé pour ce travail.

L'énergie des ions incidents est contrôlée aux deux extrémités de la colonne primaire : l'échantillon est soumis à un potentiel fixe (4500 V le plus souvent, mais nous verrons plus loin qu'on utilise des potentiels de plus en plus faibles), et on fait varier le potentiel de l'électrode d'accélération. L'énergie d'impact des ions primaires varie typiquement de 0,2 à 15 keV pour l' O_2^+ . La valeur du courant primaire joue un rôle direct sur la vitesse d'érosion de l'échantillon.

Dans le cas du SIMS IMS/5f de CAMECA, utilisé au LETI, la colonne primaire fait un angle de 30° par rapport à la normale à l'échantillon. Cet angle est fixe, mais l'angle d'incidence des ions primaires, au moment de l'impact sur l'échantillon est modifié par le champ électrostatique créé par la lentille à immersion, qui permet d'extraire les ions (figure IV.20). Il en résulte une courbure de la trajectoire des ions primaires, et selon l'énergie, la polarité de ces ions (V_p), la valeur et le signe du potentiel appliqué entre la lentille et l'échantillon, l'angle d'incidence des ions primaires pourra varier entre 25° et 55°

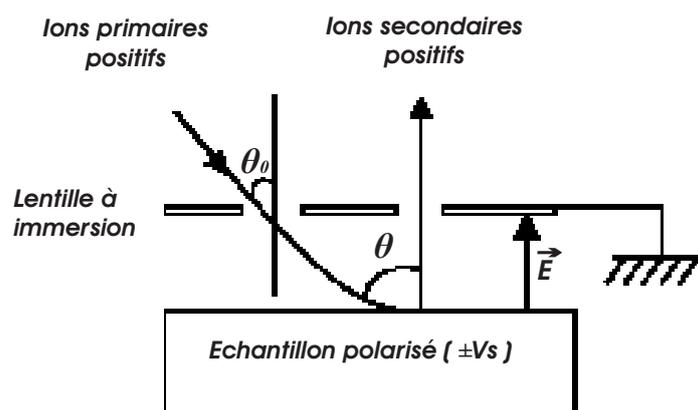


FIG. IV.20 – Influence de la polarisation de l'échantillon sur l'angle d'incidence.

Cet angle d'incidence est un paramètre important puisqu'il détermine la zone d'interaction avec la surface de l'échantillon. Plus cet angle est faible et meilleure est la résolution latérale. L'angle d'incidence peut être calculé par la relation suivante :

$$\sin(\theta) = \frac{\sin(\alpha = 30^\circ, \text{ angle fixe de la colonne})}{\sqrt{1 - V_s/V_p}} \quad (\text{IV.14})$$

Une optique électrostatique, composée de lentilles et de déflecteurs, permet de creuser un cratère homogène dont la dimension latérale peut atteindre $500 \mu m$. Au début de l'analyse par SIMS, on observe l'existence d'un signal transitoire qui correspond à la profondeur, inférieure à 10 nm, nécessaire à la pulvérisation ionique pour atteindre un régime stable et homogène. Ce régime transitoire dépend des conditions de réglage du SIMS. On peut avoir recours à une couche d'encapsulation afin de s'affranchir de la perte d'information due à ce régime transitoire.

Les conditions expérimentales dépendent des informations recherchées : profondeur de jonction ultra-mince ou épaisse, gradient de concentration, rapport des concentrations maximales/minimales. Les vitesses d'érosion peuvent descendre en dessous de 5 Å/min pour le SIMS CAMECA WF. Il faut donc souvent faire des compromis sur les conditions de réglage de la machine afin d'obtenir des temps d'analyse cohérents et suffisamment courts. Ainsi, les vitesses d'érosion sont généralement réglées afin d'obtenir des temps d'analyse n'excédant pas 30 minutes par échantillon.

L'inconvénient majeur de l'analyse SIMS est la quantification des résultats obtenus. En effet, la complexité du processus d'émission ionique ne permet pas de modéliser totalement l'analyse, et encore moins de la quantifier. La connaissance d'une concentration exacte passe par une calibration à l'aide d'une mesure étalon faite sur un échantillon de référence dans les mêmes conditions expérimentales. C'est pour cela que l'on parle d'analyse dite "semi-quantitative", car on a besoin d'une mesure de référence pour comparer les concentrations réelles et mesurées. On fait appel à des échantillons standard implantés de doses connues des différents dopants à analyser. Les profils bruts qui sont exprimés en coups/seconde peuvent ensuite être exprimés en concentration.

De nombreux paramètres interviennent dans la quantification des espèces détectées. Certains sont d'ordre matériel. Par exemple, l'ensemble spectromètre/détecteur peut ne pas présenter la même efficacité pour tous les ions mesurés. D'autres, comme le rendement ionique (rapport ions détectés sur ions incidents), sont directement liés aux éléments.

Pour s'affranchir de ces corrections diverses, on utilise un facteur de sensibilité relative (RSF pour Relative Sensibility Factor). Il est déterminé par la mesure de la concentration sur des échantillons de référence. Bien sûr, il n'est pas pensable de posséder des références pour chaque élément. Pour établir la valeur du RSF d'une espèce, on utilise des tables où sont consignées pour une matrice et un faisceau primaire donnés, les valeurs de RSF de chaque élément. Ces valeurs sont utilisées directement, ou extrapolées des données de la table par rapport à la valeur mesurée sur la référence.

Le RSF est exprimé en atomes/cm³. Pour obtenir la concentration des éléments, il suffit de diviser le signal de l'élément mesuré par celui de la matrice (le silicium, dans notre cas), et de le multiplier par le RSF :

$$[\text{élément}] = \frac{I_{\text{élément}}}{I_{Si}} \times RSF \quad (\text{IV.15})$$

La calibration en profondeur est faite en mesurant la profondeur du cratère après l'analyse SIMS. On en déduit la vitesse d'érosion au cours de l'analyse SIMS. Elle est supposée uniforme tout au long de la mesure, et ne tient pas compte du régime transitoire présent en début d'analyse. Cette profondeur peut être déterminée par profilométrie mécanique ou optique (interférences), ou par calibration de la vitesse (pour les très faibles épaisseurs).

IV-C.2.b Profils SIMS obtenus après traitement laser

① Protocole :

Pour caractériser les jonctions obtenues avec les lasers SOPRA et Lambda Physik de l'IEF, le LETI a réalisé plus de 80 profils SIMS pour différentes conditions de traitements laser et d'implantation. Ces mesures ont été faites au LETI sur deux appareils de mesure : un CAMECA IMS/5f et un CAMECA IMS/WF de dernière génération.

Les analyses SIMS fonctionnent par "campagnes", celles-ci dépendent de l'électronégativité des dopants et de la séparation en masse des éléments à analyser.

On utilise généralement deux sources d'ions primaires :

-Un faisceau d'ions césium Cs^+ pour les dopants de type N tels que l'arsenic, le phosphore et l'antimoine ainsi que l'oxygène et les oxydes tels que SiO_2 ou HfO_2 et d'autres éléments tels que : F, Cl, Br, I, C, Ge...

-Un faisceau d'ions oxygène O_2^+ pour suivre les dopants de type P, tels que le bore. L'oxygène est ionisé à l'aide d'un duo-plasmatron à cathode froide qui permet de créer, à partir d'oxygène gazeux, un plasma contenant des ions O^+ , O^- , O_2^+ et O_2^- . Les ions O_2^+ sont les plus utilisés.

C'est avec un faisceau d'ions O_2^+ que la majorité des analyses SIMS ont été réalisées. Les figures IV.21 et IV.22 montrent des exemples de profils obtenus par LTP avec le laser SOPRA. Chaque figure présente le profil juste après implantation ("as-implanted") et le profil après un tir laser, à différentes densités d'énergie. La résistivité surfacique, mesurée par la méthode des 4 pointes, est également indiquée pour chaque densité d'énergie. On remarque qu'en un seul tir, les dopants implantés sont redistribués quasiment uniformément sur la profondeur fondue pendant la durée du tir laser, et que ces dopants sont électriquement actifs. De plus, les profils obtenus sont très abrupts : le SIMS mesure des gradients de 5 à 7 nm/décade, avec des énergies de faisceau primaire d'analyse de 2 keV.

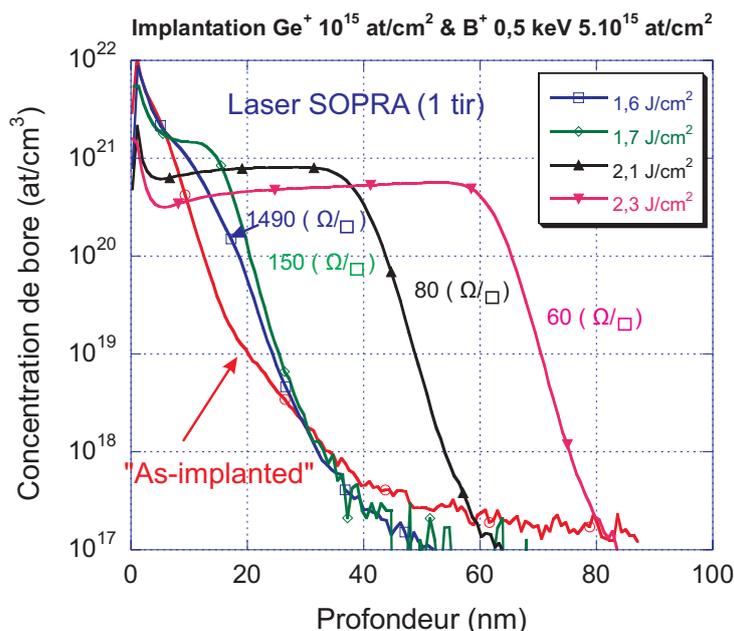


FIG. IV.21 – Profils SIMS sur des échantillons préalablement préamorphisés et implantés au bore, puis traités par LTP avec le laser SOPRA. La résistivité surfacique est reporté pour chaque profil.

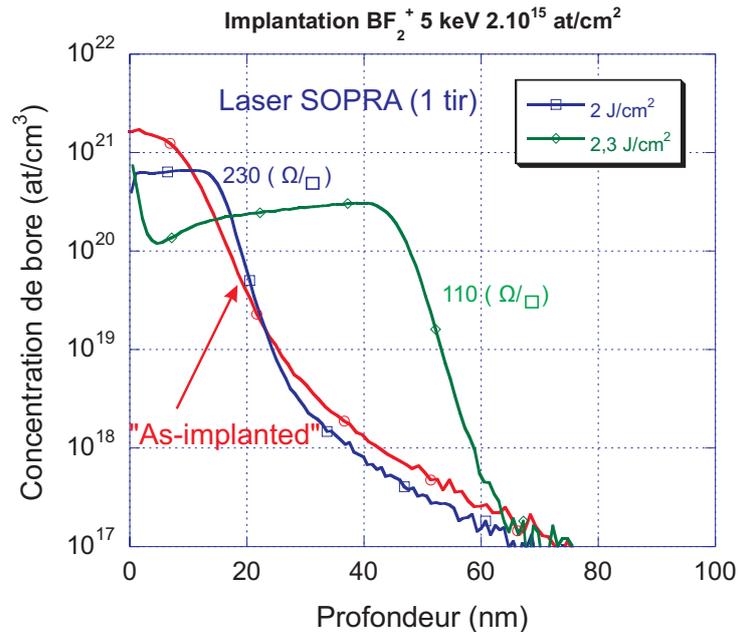


FIG. IV.22 – Profils SIMS sur des échantillons implantés au BF_2^+ , puis traités par LTP avec le laser SOPRA. La résistivité surfacique est reporté pour chaque profil.

② Influence de l'énergie incidente des ions primaires :

En fait, ces profils sont certainement plus abrupts que ne le montrent ces figures. En effet, la figure IV.23 montre l'influence de l'énergie des ions primaires sur les profils mesurés : une énergie de 500 eV permet d'obtenir un gradient latéral deux fois plus faible qu'avec une énergie de 2 keV. Ce gradient latéral de 2,4 nm/décade semble être la valeur minimale obtenue par recuit laser pour ces expériences. En effet, pour les mêmes conditions d'analyse, il a été possible d'obtenir des gradients de l'ordre de 2 nm/décade sur des échantillons dopés par épitaxie [BABOUX02].

Dans la pratique, la plupart des mesures SIMS concernant ce travail ont été faites avec une énergie d'ions primaires de 2 keV, car les épaisseurs des jonctions à analyser varient généralement de 15 à 200 nm.

③ Analyse et discussion :

Les épaisseurs des jonctions réalisées sont contrôlées par les densités d'énergie laser. Les résistivités mesurées, et reportées sur ces figures, montrent la très bonne activation des dopants par le LTP.

Sur ces profils SIMS, le front de fusion a atteint la profondeur pour laquelle on observe un brusque changement de pente du profil de dopage. Ainsi, la figure IV.22 montre qu'avec une densité d'énergie de 2,3 J/cm², la profondeur fondue est de $\simeq 45$ nm. Le profil est carré et très abrupt, avec un gradient de 5,5 nm/décade (plus probablement 2,5 nm/décade, comme on l'a vu plus haut). On observe également qu'au delà de la zone fondue, le profil se superpose parfaitement au profil initial, avant implantation. Ceci confirme bien l'hypothèse selon laquelle la diffusion des dopants se fait uniquement en phase liquide. Par contre, en phase solide, en raison de l'extrême rapidité du processus de fusion/solidification, la diffusion des dopants reste négligeable.

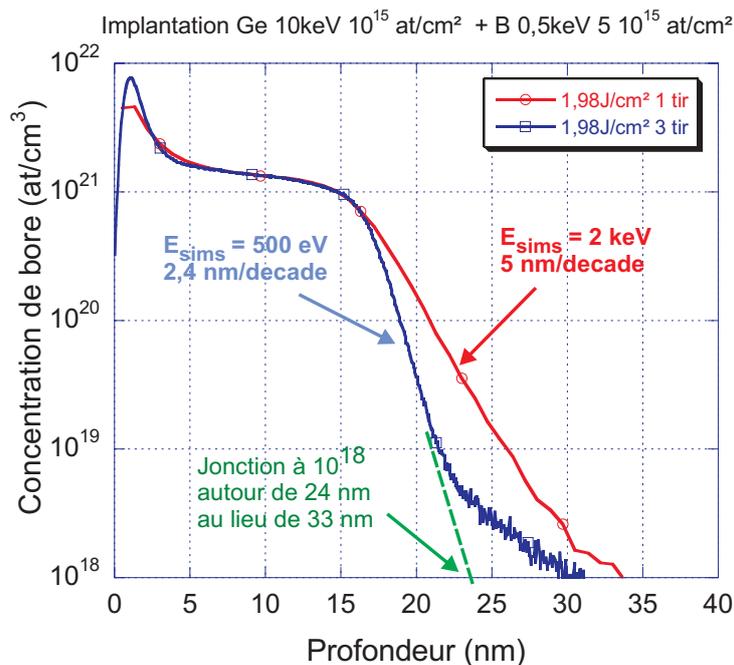


FIG. IV.23 – Influence de l'énergie des ions primaires de l'analyse SIMS sur les profils obtenus sur des échantillons préalablement préamorphisés (Ge^+ 10 keV, 10^{15} at/cm²) puis implantés au bore (B^+ , 0,5 keV, $5 \cdot 10^{15}$ at/cm²) et recuits à la même densité d'énergie avec le laser SOPRA.

La figure IV.24 montre des profils SIMS obtenus avec le laser Lambda Physik de l'IEF. Ces profils SIMS ont été réalisés dans les mêmes conditions d'analyse que précédemment. Ils sont comparables à ceux obtenus avec le laser de SOPRA, mais pour des densités d'énergie inférieures.

④ Comparaison avec les simulations thermiques :

Sur la figure IV.25, les profondeurs fondues déduites des profils de concentration sont représentées. Cette figure réunit de nombreux résultats obtenus dans plusieurs configurations d'implantation. Les modélisations superposées sur cette figure ont été faites soit en supposant le silicium monocristallin, soit en supposant l'existence d'une couche amorphe de silicium de 20 nm, due à l'implantation. Cette dernière situation correspond à l'amorphisation due à l'implantation de BF_2^+ ou à la préamorphisation par implantation du Ge^+ .

La figure IV.25 montre une croissance linéaire de la profondeur fondue avec la densité d'énergie, lorsque le seuil de fusion est dépassé, que ce soit avec le laser SOPRA ou le laser Lambda Physik de l'IEF. Résultats expérimentaux et simulations se comportent de façon très semblable vis à vis de la densité d'énergie laser, mais les simulations thermiques surestiment le seuil de fusion, dans le cas du laser IEF, et le sous-estiment dans le cas du laser SOPRA. Ce décalage dans le seuil de fusion est attribué principalement aux paramètres thermiques et optiques pris en compte dans les simulations. En effet, on peut supposer que des dopages supérieurs à 10^{20} at/cm³ puissent avoir une influence notable sur ces paramètres. Leur méconnaissance à très haute température ($> 1000^\circ\text{C}$) peut aussi expliquer ces décalages. Comme nous l'avons vu dans le chapitre III, et plus précisément dans les tests de sensibilité du modèle à ces paramètres (figures III.12 et III.13), une

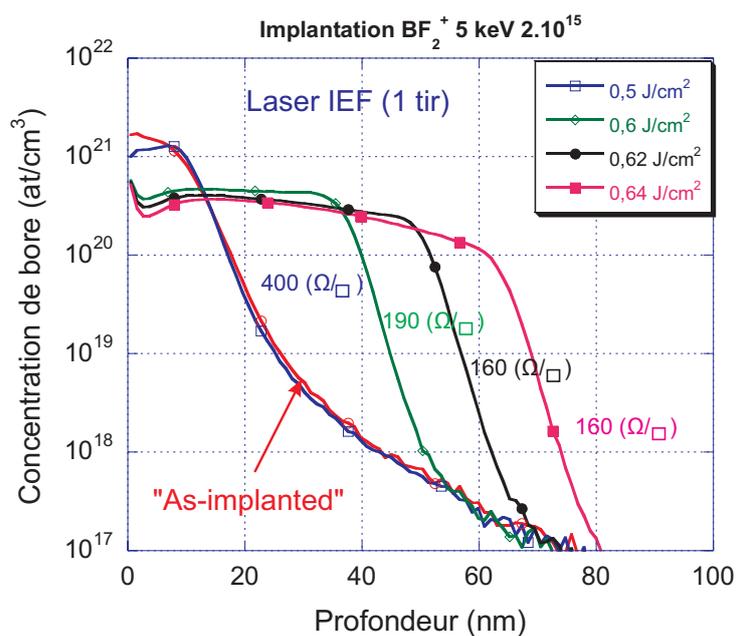


FIG. IV.24 – Profils SIMS sur des échantillons de LTP obtenus avec le laser Lambda Physik de l'IEF implantés au BF_2^+ .

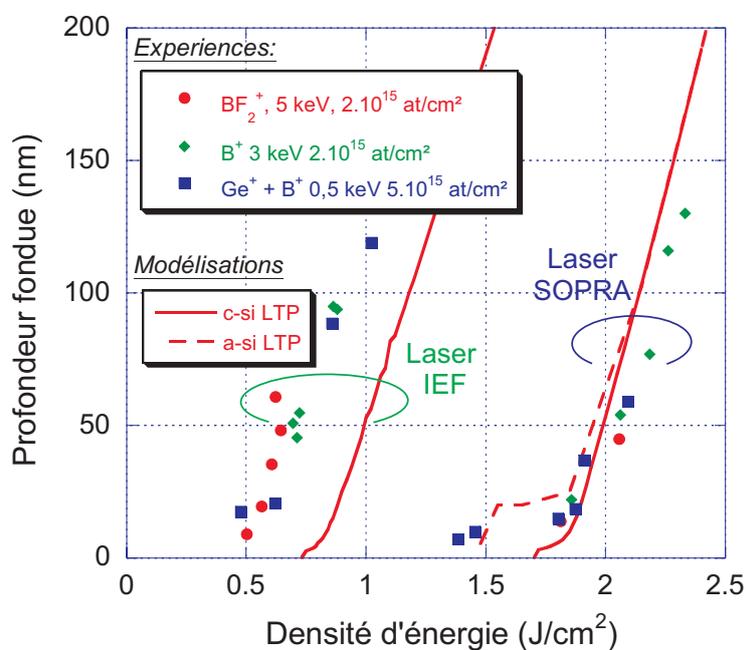


FIG. IV.25 – Évolution de la profondeur fondue en fonction de la densité d'énergie laser. Comparaison des simulations avec les profondeurs fondues déduites par SIMS.

variation minimale de l'un des paramètres thermiques modifie le seuil de fusion. En effet, une variation de $\simeq 10\%$ de la conductivité thermique ou de la chaleur spécifique induit une variation de $\simeq 5\%$ sur le seuil de fusion d'après nos simulations. Toutefois, une méconnaissance des paramètres physiques du silicium ne suffit pas pour expliquer que le décalage du seuil soit surestimé pour le laser Lambda Physik et sous-estimé pour le laser SOPRA. Ce décalage peut provenir en partie de la mesure absolue de la densité d'énergie laser qui s'appuie sur une mesure calorimétrique qui peut éventuellement s'avérer difficile et ne peut utiliser les mêmes capteurs sur les deux dispositifs, en raison du grand écart d'énergie entre les deux lasers (0,2 J et 15 J). D'autre part, cet écart avec les simulations thermiques est plus important pour le laser à 20 ns. On peut imaginer que les processus thermodynamiques entrant en jeu avec cette impulsion laser s'éloignent plus de l'équilibre pourtant supposé par l'équation de la chaleur des calculs de simulation.

Cependant dans le cadre de ce travail, l'écart n'est pas critique car les deux expériences disposent des mêmes mesures de réflectivité transitoire qui permet de déterminer sans ambiguïté la position du seuil de fusion et la durée de fusion. C'est la réflectivité transitoire qui constitue la référence absolue, et permet de localiser les différentes fenêtres de procédé laser.

⑤ Influence sur la dynamique de fusion :

Sur la figure IV.26, on a tracé la "dynamique" de fusion, c'est-à-dire la durée de fusion de la surface (déduite des mesures de réflectivité transitoire) en fonction de la profondeur fondue (déduite des mesures SIMS), pour toute la gamme de densité d'énergie laser explorée.

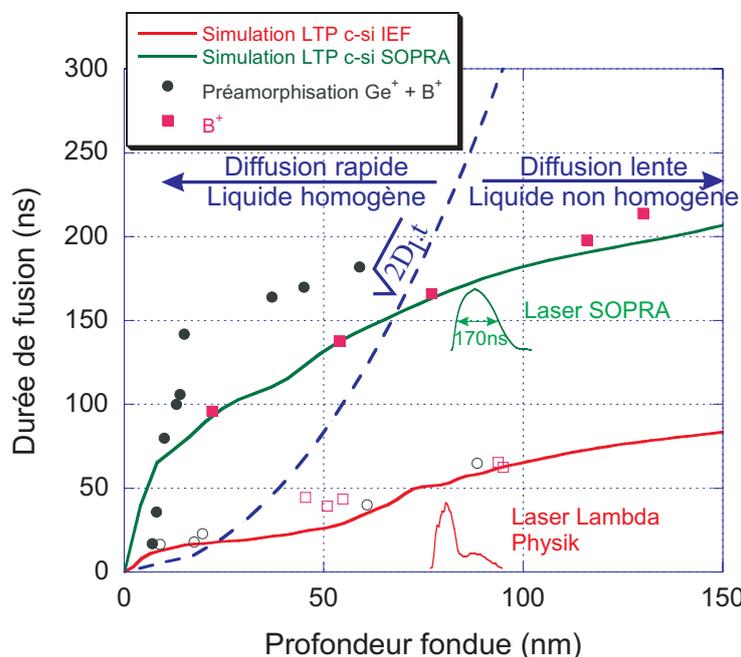


FIG. IV.26 – Dynamique de fusion du matériau irradié, c'est à dire durée de fusion en fonction de la profondeur fondue, pour toute la gamme de densité d'énergie explorée. Sur cette figure a été superposée l'estimation de la longueur de diffusion des dopants ($l_{diff} = \sqrt{2D_l t}$ avec $D_l \simeq 3.10^{-4} \text{cm}^2/\text{s}$) dans le silicium liquide en fonction de la durée de fusion

On constate que, dans ce repère, l'accord entre simulations et résultats expérimentaux est satisfaisant. Les traits pleins représentent les résultats des simulations faits pour du silicium cristallin. Le décalage entre les résultats obtenus sur des échantillons implantés au bore et ceux préamorphisés au germanium puis implantés au bore est dû à la présence d'une couche amorphe de 20 nm (induite par les conditions de préamorphisation). En effet, le silicium amorphe a une température de fusion de 250°C inférieure à celle du silicium cristallin [WEBBER83, DONOVAN83]. Ceci se traduit par un seuil de fusion plus faible pour le silicium amorphe et une durée de fusion plus importante pour une même profondeur fondue.

⑥ Influence de la profondeur fondue sur la redistribution des dopants :

On a également porté sur la figure IV.26 la longueur de diffusion des dopants estimée par $l_{diff.liq} = \sqrt{2D_l.t_f}$, où D_l est le coefficient de diffusion du bore dans le silicium liquide et t_f la durée de fusion de la surface. Ainsi à un instant donné, lorsque la profondeur fondue est inférieure à la longueur de diffusion dans le liquide (schématisée par la ligne en pointillé bleue), on peut supposer que la diffusion des dopants dans le liquide est rapide et permet une homogénéisation de la concentration que dans le liquide. A l'inverse, lorsque la profondeur fondue est supérieure à cette longueur de diffusion, la diffusion des dopants est plus lente et le liquide est moins homogène. Ceci se traduit sur les analyses SIMS par la présence de "plateaux" sur les profils SIMS qui augmentent lorsqu'on se situe dans la zone de diffusion rapide.

Par contre, les "plateaux" des profils SIMS ont tendance à diminuer en zone de diffusion lente (figure IV.27.a (laser SOPRA) et b (laser Lambda Physik de l'IEF)).

On peut cependant observer que le plateau est parfois moins marqué, mais le profil de dopage reste beaucoup plus carré ("box-like") et abrupt que pour des dopages par implantation et recuit thermique pratiqué à ce jour. La persistance de ce plateau témoigne de l'extrême efficacité du processus de diffusion des dopants en phase liquide.

⑦ Influence de la préamorphisation sur les profils SIMS :

Compte-tenu des temps de recuit extrêmement brefs, la diffusion dans le solide est négligeable. Seule la diffusion dans la phase liquide est à prendre en compte (cf. § I-E.4). De plus, la profondeur fondue croît pratiquement linéairement avec la densité d'énergie laser en excès par rapport au seuil de fusion (figure IV.25). Il est donc possible d'obtenir des jonctions très fines à condition de connaître la densité d'énergie laser. On peut également utiliser des couches préamorphisées qui permettent de contrôler la profondeur fondue. La figure IV.28 montre l'évolution des profils de concentration pour des densités d'énergie voisines du seuil de fusion pour un substrat préamorphisé sur une épaisseur estimée de $\simeq 18$ nm. En effet, lorsque le substrat est préamorphisé, il existe une gamme en densité d'énergie pour laquelle seule la zone amorphisée est fondue.

⑧ Conclusion :

Le recuit par laser permet de réaliser des jonctions définies uniquement par la profondeur fondue ou la profondeur d'amorphisation et avec des profils de concentration en dopants abrupts et presque carrés. En phase solide, c'est-à-dire avec une densité d'énergie inférieure au seuil de fusion, il permet d'activer une partie des dopants sans diffusion dans le solide. Le profil de la jonction est alors en général identique au profil initial des

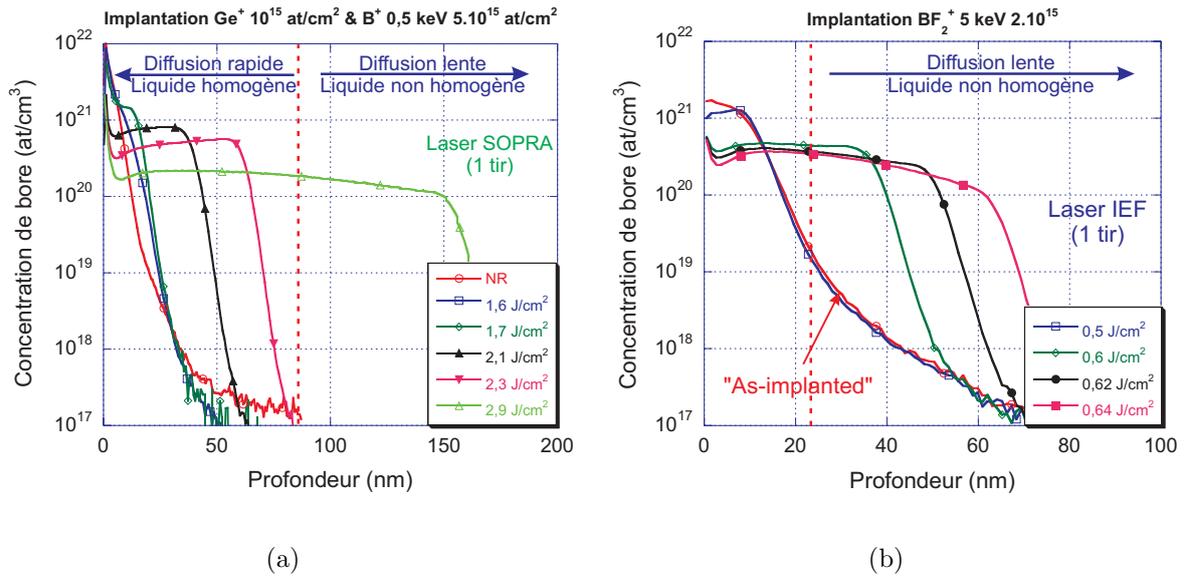


FIG. IV.27 – Influence de la longueur de diffusion dans le liquide sur les profils SIMS obtenus avec les lasers SOPRA et Lambda Physik de l'IEF.

dopants après implantation ("as-implanted"). Pour diminuer l'épaisseur de la jonction, il faut donc diminuer la profondeur d'implantation des dopants.

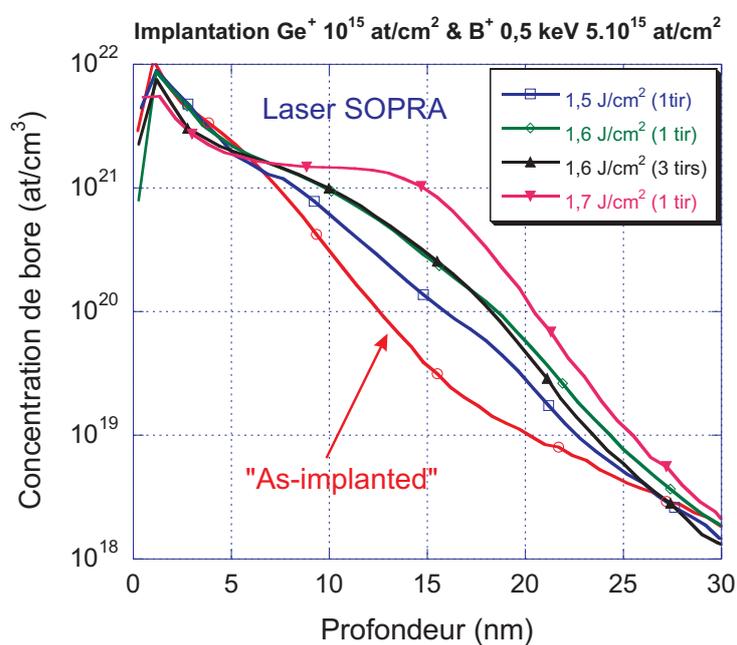


FIG. IV.28 – Profils SIMS sur des échantillons de LTP obtenus avec le laser SOPRA à des densités d'énergie proches du seuil de fusion préalablement préamorphisé par Ge^+ sur $\simeq 18 \text{ nm}$.

IV-C.3 Jonctions obtenues par implantation par immersion plasma

IV-C.3.a Principe

L'implantation ionique par immersion plasma, ou PIII, est une technique alternative à l'implantation ionique par faisceau d'ions qui permet d'obtenir des profils d'implantation inférieurs à la dizaine de nanomètres [TORREGROSA04]. Cette technique consiste à doper le silicium à partir d'un gaz ionisé créé au voisinage du substrat. Les ions présents dans le plasma, formé à partir de gaz ultra-purs contenant les dopants (BF_3 ou AsH_3 ...) sont accélérés vers la surface du substrat auquel on applique la différence de potentiel adéquate. Ce potentiel peut varier de quelques volts à plusieurs dizaines de kilo-volts et permet d'obtenir des énergies d'implantation pouvant descendre jusqu'à 20 eV dans le cas du BF_3 . Pour les implanteurs ioniques, l'énergie d'implantation minimale est de l'ordre de 250 eV, pour le bore, et le faisceau d'ions doit balayer toute la plaque [LENOBLE02].

IV-C.3.b Protocole expérimental

Les implantations par immersion plasma ont été réalisées par la société IBS (Ion Beam Service) située à Rousset sur leur prototype d'implantation "PULSION". Dans son principe, cet implanteur crée le plasma dans la chambre dans laquelle a été introduite la plaque à doper. Les ions du plasma sont accélérés à l'aide d'une seconde source de tension. La création du plasma et l'accélération des ions sont totalement découplées. Ce principe permet d'optimiser les tensions de décharge pour avoir un plasma homogène et de bonne qualité. Dans le cas du PLAD®, technologie concurrente, ces deux opérations sont effectuées simultanément. L'inconvénient majeur est la tension d'accélération minimale qui dépend de la tension seuil de création du plasma. Celle-ci peut varier en fonction du gaz utilisé.

La société IBS a procédé à l'implantation de cinq plaques de silicium vierge à partir d'un plasma de BF_3 en faisant varier l'énergie et la dose d'implantation. Les conditions d'implantation sont décrites dans le tableau suivant :

Plaque	Gaz	Energie d'implantation	Dose d'implantation
1	BF_3	100 eV	3.10^{14} at/cm ²
2	BF_3	100 eV	10^{15} at/cm ²
3	BF_3	100 eV	5.10^{15} at/cm ²
4	BF_3	500 eV	10^{15} at/cm ²
5	BF_3	1000 eV	10^{15} at/cm ²

TAB. IV.3 – Conditions d'implantation par immersion plasma sur le prototype PULSION d'IBS.

IV-C.3.c Réflectivité transitoire obtenue sur les couches implantées par PIII

Ces plaques ont été traitées avec le laser SOPRA. Les réflectivités transitoires ont été enregistrées pour chaque tir laser (figure IV.29).

Avec les couches implantées par immersion plasma, on n'observe pas, sur le signal de réflectivité transitoire, la "bosse" caractéristique de la présence d'une couche amorphe, telle qu'on l'a décrit au § IV-B.3.

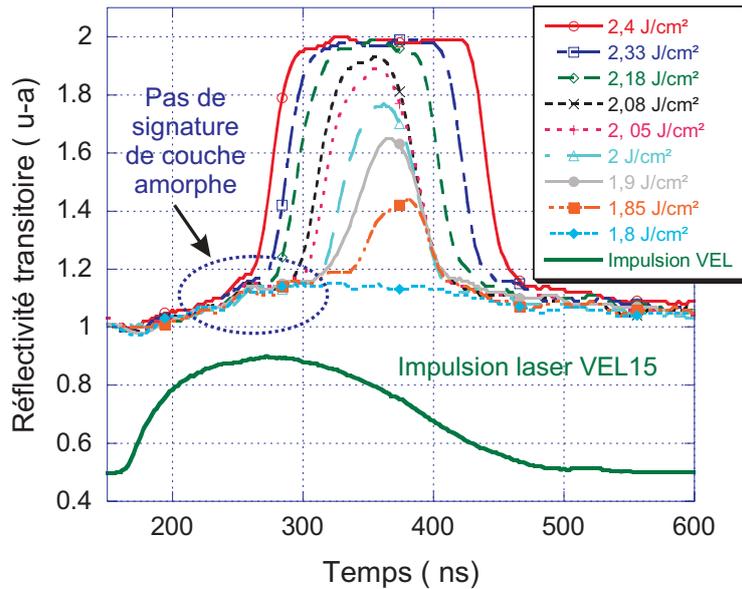


FIG. IV.29 – Suivi in situ, par réflectivité transitoire, de la fusion superficielle d'une plaque de Si (100) implantée par PIII (BF_3 , 1 keV, 10^{15} at/cm²) induite par un tir laser à des densités d'énergie croissantes (forme d'impulsion superposée en bas de la figure, laser SOPRA).

Les conditions d'implantation par immersion plasma influent cependant sur le seuil de fusion, mais n'affectent pas l'évolution de la durée de fusion. Ceci pourrait traduire la présence d'une couche de silicium amorphe très mince en surface et inférieure à 5 nm. En effet, comme le montre la figure IV.30, le seuil de fusion est différent pour une dose de 10^{15} at/cm² et des énergies d'implantation différentes. Par contre, on peut remarquer le fort décalage des résistivités surfaciques.

IV-C.3.d Influence des conditions d'implantations

L'influence des conditions d'implantation a donc été étudiée en fonction de l'énergie et de la dose d'implantation [TORREGROSA04]. Ceci se traduit par un décalage du seuil de la densité d'énergie laser d'activation et de l'évolution de la résistivité surfacique. Cette tendance se manifeste lorsque l'énergie d'implantation évolue de 100 eV à 1 keV pour une dose d'implantation identique et égale à 10^{15} at/cm² (figure IV.31).

On note cependant sur cette figure que la résistivité surfacique augmente lorsque l'énergie d'implantation diminue. L'une des hypothèses émises est que l'énergie d'implantation utilisée induit un seuil dans l'incorporation des dopants. L'implantation se faisant sur une épaisseur très faible, l'incorporation de nouveaux dopants peut également provoquer l'éjection des dopants précédemment implantés (un ion incident fournit suffisamment d'énergie pour lui permettre d'être implanté dans le silicium mais cède suffisamment d'énergie pour l'éjection de dopants déjà implantés).

L'implantation par immersion plasma permet d'obtenir des profils en profondeur plus minces que ceux obtenus par l'implantation ionique classique, du fait des énergies d'implantation très faibles, mais au détriment de la qualité de la résistance surfacique.

Le second paramètre que l'on peut faire varier pour diminuer la résistivité des couches, est la dose d'implantation. Comme le montre la figure IV.32, lorsque les doses d'implan-

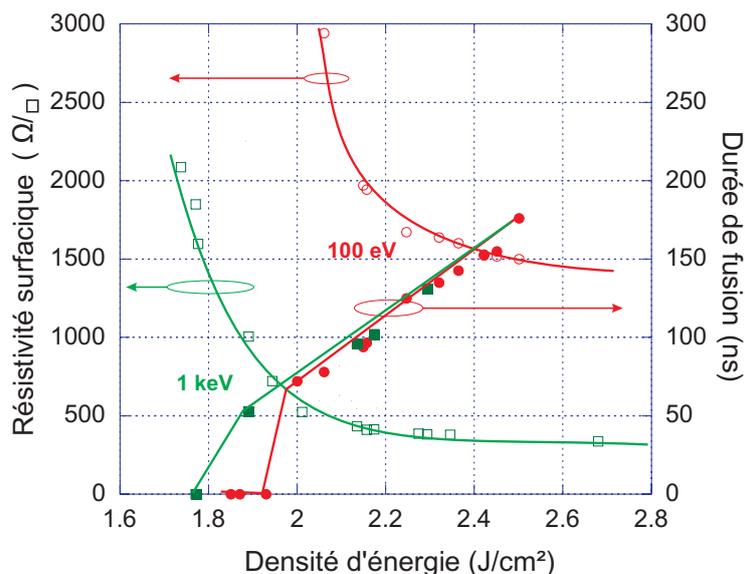


FIG. IV.30 – Résistivité surfacique (échelle de gauche) et durée de fusion (échelle de droite) en fonction de la densité d'énergie laser, dans le cas du LTP, pratiqué sur des échantillons implantés par immersion plasma à 100 eV et 1 keV pour une dose de 10^{15} at/cm² (laser SOPRA).

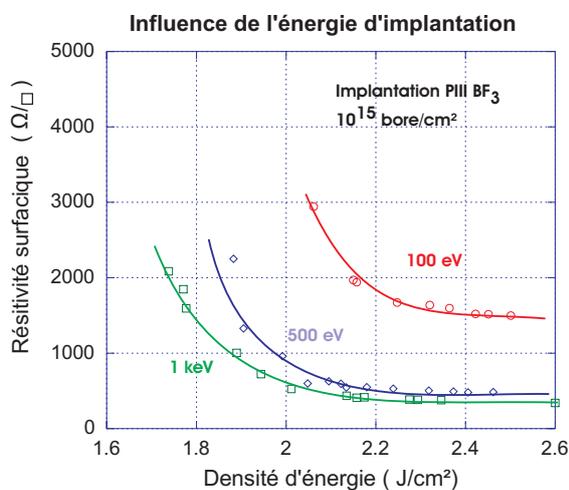


FIG. IV.31 – Résistivité surfacique en fonction de la densité d'énergie laser, dans le cas du LTP pratiqué sur des échantillons implantés par immersion plasma à 100, 500 et 1 keV et une dose de 10^{15} at/cm² (laser SOPRA).

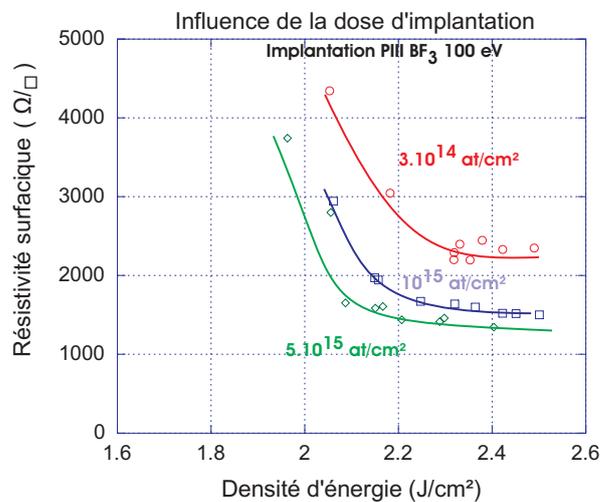


FIG. IV.32 – Résistivité surfacique en fonction de la densité d'énergie laser, dans le cas du LTP pratiqué sur des échantillons implantés par immersion plasma à 100 eV et différentes doses de $3 \cdot 10^{14}$, 10^{15} et $5 \cdot 10^{15}$ at/cm² (laser SOPRA).

tation varie de $3 \cdot 10^{14}$ à $5 \cdot 10^{15}$ at/cm² pour une énergie fixée (100 eV), la résistivité surfacique diminue.

IV-C.3.e Influence du nombre de tirs laser

L'influence du nombre de tirs laser a également été étudiée. La figure IV.33 représente la résistivité surfacique pour 1, 3 et 10 tirs sur une plaque implantée par immersion plasma, à une énergie de 500 eV et une dose d'implantation de 10^{15} at/cm². L'influence du nombre de tirs laser s'avère être plus importante pour les énergies proches du seuil de fusion. Pour les fortes densités d'énergie laser, toute la couche implantée est fondue. Les auto-interstitiels, induit par l'implantation sont alors placés en sites substitutionnels grâce à la couche liquide formée par l'irradiation laser.

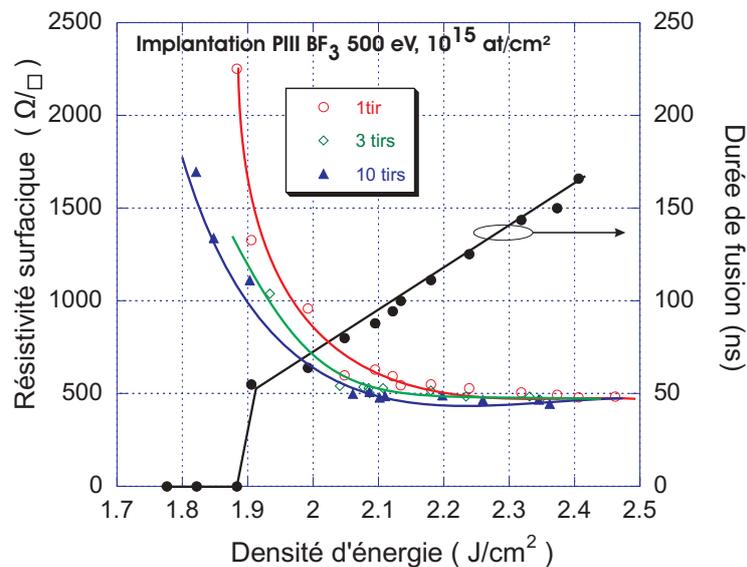


FIG. IV.33 – Résistivité surfacique en fonction de la densité d'énergie laser pour 1, 3 et 10 tirs, dans le cas du LTP pratiqué sur des échantillons implantés par immersion plasma à 500 eV, 10^{15} at/cm² (laser SOPRA). La durée de fusion déduite par des mesures de réflectivité transitoire est tracée sur le même graphique.

IV-C.3.f Conclusion et comparaison avec un recuit RTP/Spike

Les figures IV.34.a et b résument les tendances observées sur les figures IV.31 et IV.32. Lorsque la dose d'implantation diminue, la résistivité surfacique minimale obtenue par recuit laser diminue également (figure IV.34.a). Cependant, cette diminution n'est pas linéaire. Ceci peut traduire une activation moins efficace du laser pour les fortes doses, ou le fait que la dose d'implantation est surestimée. Des mesures SIMS devraient prochainement vérifier cette hypothèse. Sur la figure IV.34.b, les résistivités surfaciques obtenues par RTP et LTP sont comparées. Les résultats obtenus par LTP montrent une résistivité plus de trois fois meilleure qu'après recuit RTP. Ceci traduit la très bonne activation par la technique du recuit par laser.

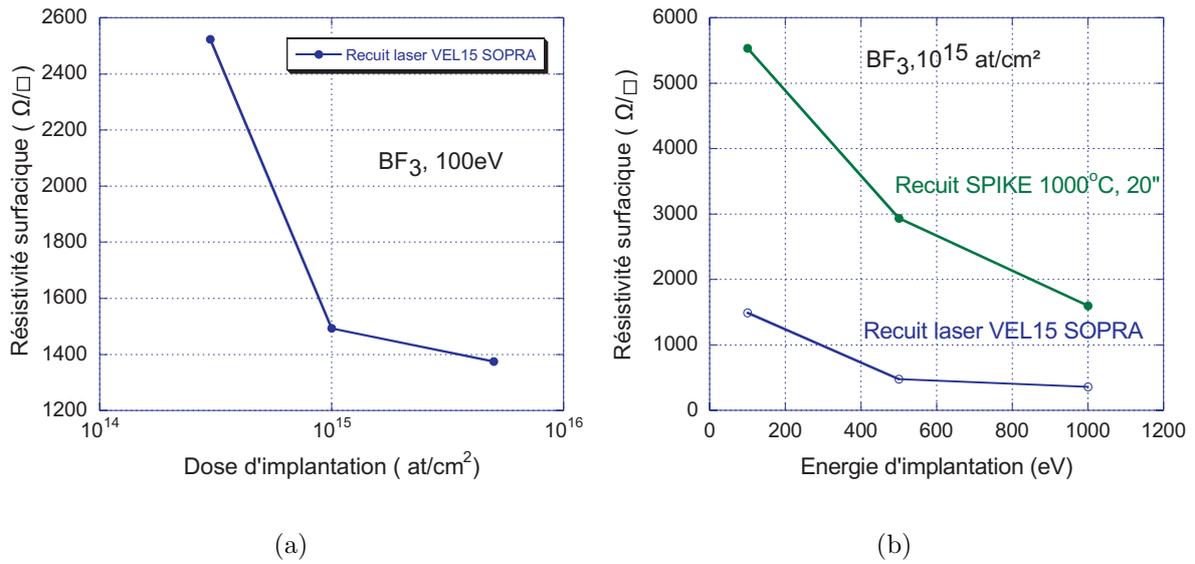


FIG. IV.34 – Influence de la dose d'implantation sur la résistivité surfacique obtenue par LTP (figure a) et comparaison de l'efficacité du recuit laser par rapport au recuit RTP classique pour différentes énergies d'implantation et une dose de 10^{15} at/cm^2 (figure b).

IV-C.4 Caractérisations électriques par "Spreading Resistance Profiling"

IV-C.4.a Principe

La technique d'analyse par SIMS permet de déterminer la répartition des dopants dans le matériau. La mesure par SRP ("Spreading Resistance Profiling") est une technique complémentaire qui permet de déterminer la distribution en profondeur des porteurs libres dans le matériau, c'est à dire du niveau d'activation des dopants. Par rapport à la mesure de résistance superficielle par la méthode des 4 pointes, elle nous donne une information locale et non plus intégrée de la résistivité de la couche.

La technique de mesure par SRP consiste à mesurer la résistance de constriction (ou d'étalement), c'est à dire la résistance générée par la variation de courant entre deux pointes métalliques étroites et le substrat [HOLM67]. Les mesures sont réalisées à différentes profondeurs de l'échantillon. On peut ainsi déterminer la distribution en profondeur des porteurs libres. Pour cela, on effectue une coupe en biseau de l'échantillon. Deux pointes sont déplacées sur le biseau afin de balayer l'échantillon sur toute sa profondeur.

En considérant un substrat semi-infini dopé uniformément, de résistivité ρ , et un contact électrique de rayon de pointe "r". La résistance de constriction est définie par la relation [HOLM67] :

$$R_{sp} = \frac{\rho}{4r} \quad (\text{IV.16})$$

La résistance de constriction est donc directement proportionnelle à la résistivité du substrat.

Le profil de résistance est obtenu en mesurant la chute de potentiel entre deux pointes écartées d'environ 30 μm , se déplaçant simultanément sur la surface de l'échantillon biseauté à caractériser. L'angle du biseau détermine la résolution spatiale des profils mesurés. Typiquement, pour les jonctions ultra-minces, on utilise des angles de 4 minutes, ce qui correspond à une résolution de l'ordre de 1,2 nm pour un déplacement de 1 μm [HEBRAS03].

Quelques profils SRP ont été sous traités par la société Charles Evans à la demande du LETI. Ces caractérisations nous ont également permis de vérifier les mesures de résistivité des couches obtenues par technique des 4 pointes et de vérifier la présence d'un profil de dopants activés.

IV-C.4.b Résultats et discussion

Les tests ont été effectués sur des échantillons implantés au BF_2^+ et traités par LTP à SOPRA à une densité d'énergie très proche du seuil de fusion repéré grâce à la technique de la réflectivité transitoire. Comme le montre les profils SIMS des figures IV.35 et IV.36, les profils de concentration en dopants, avant et après le tir laser, sont identiques. Il n'y a donc pas eu diffusion des dopants. Par contre, les mesures SRP montrent que le recuit laser a tout de même permis d'activer les dopants sur une épaisseur qui dépend de l'énergie laser soit, $\simeq 10$ nm, avec 1,6 J/cm², et $\simeq 20$ nm, avec 1,7 J/cm² [LAVIRON01]. A ces densités d'énergie, très proches du seuil, l'activation des dopants mesurée par SRP, est partielle et les résistivités déduites sont en accord satisfaisant avec les résultats obtenus par la méthode des 4 pointes.

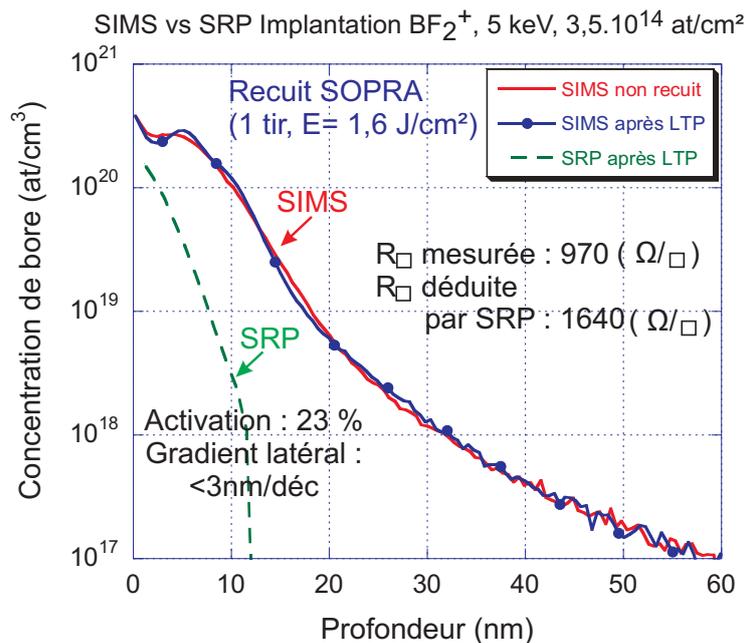


FIG. IV.35 – Profils SIMS et SRP obtenus sur un échantillon implanté au BF_2^+ (5 keV, $3,5 \cdot 10^{14}$ at/cm²) puis recuit avec une densité d'énergie de 1,6 J/cm² (laser SOPRA). Le profil "as-implanted" a également été représenté.

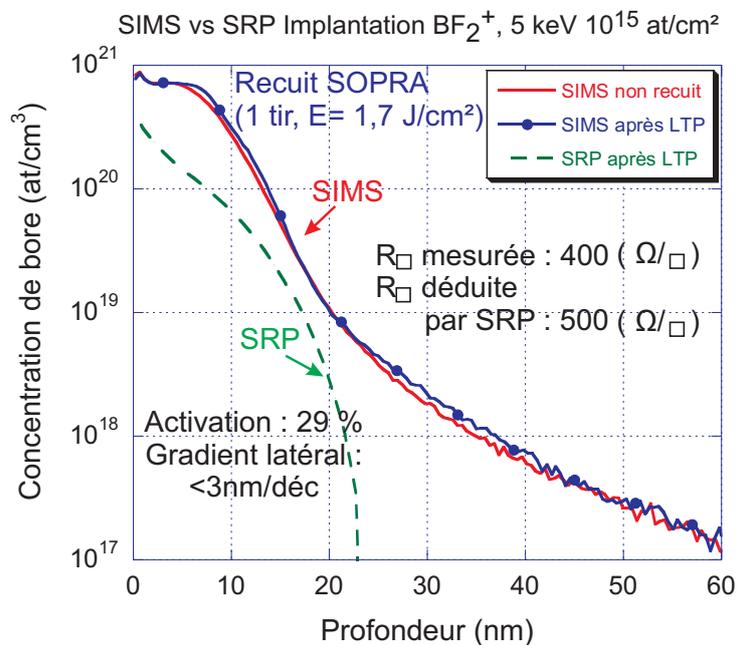


FIG. IV.36 – Profils SIMS et SRP obtenus sur un échantillon implanté au BF_2^+ (5 keV, 10^{15} at/cm²) puis recuit avec une densité d'énergie de 1,7 J/cm² (laser SOPRA). Le profil "as-implanted" a également été représenté.

Ces résultats obtenus sont résumés dans le tableau IV-C.4.b. On note également, sur les figures IV.35 et IV.36, la très faible valeur de gradient de concentration en dopants actifs qui est estimée à mieux que 3 nm/decade. Cette valeur est à comparer aux $\simeq 2$ nm/decade des profils SIMS obtenus dans les conditions optimales d'analyse. Ces résultats confirment donc la capacité de traitement laser à réaliser des profils de dopage extrêmement abrupts.

Conditions d'implantation	Recuit LTP SOPRA J/cm ²	Pourcentage d'activation	R _□ mesurée par 4 pointes (Ω/□)	R _□ déduite par SRP (Ω/□)
BF ₂ ⁺ , 5 keV, 10 ¹⁵ at/cm ²	1,7	29 %	400	500
BF ₂ ⁺ , 5 keV, 3,5.10 ¹⁴ at/cm ²	1,6	23 %	970	1640
B ⁺ , 3 keV, 10 ¹⁵ at/cm ²	2,1	58 %	200	220
B ⁺ , 3 keV, 10 ¹⁵ at/cm ²	1,7	20 %	600	730

TAB. IV.4 – Influence de l'implantation et de la densité d'énergie laser sur l'activation des dopants déduite par SRP.

IV-C.5 Microscopie électronique en transmission

IV-C.5.a Principe

La qualité cristalline des couches dopées conditionne le bon fonctionnement d'un micro-dispositif. La microscopie électronique en transmission est l'outil de prédilection pour l'analyse structurale des échantillons. Cette technique permet une analyse morphologique, une différenciation des couches et une mesure précise d'épaisseur. Elle permet aussi de visualiser les défauts cristallins.

La microscopie électronique en transmission MET, ou TEM pour Transmission Electron Microscopy, consiste à envoyer un faisceau d'électrons de quelques centaines de keV d'énergie sur un échantillon aminci [EBERHART97]. A la sortie de la lame mince, on observe un faisceau transmis et des faisceaux diffractés par les plans cristallographiques de l'échantillon placés en condition de Bragg.

Deux modes d'observation sont réalisables :

- le mode diffraction : observation du cliché de diffraction formé dans le plan focal image de la lentille objectif,
- le mode image : observation de l'image de l'échantillon, qui intègre tous les faisceaux, dans le plan image de la lentille.

Les électrons présentent une grande section efficace d'interaction avec la matière. Ils sont très vite absorbés. Il est donc nécessaire de travailler sur des lames minces, ce qui nécessite une préparation longue et très délicate.

IV-C.5.b Observations réalisées

La préparation et l'observation par microscopie électronique en transmission ont été réalisées au LETI. Les observations réalisées ont été faites en coupe, dans un substrat de silicium préalablement préamorphisé par du germanium (Ge^+ , 10 keV, 10^{15} at/cm²), puis implanté avec du BF_2^+ (2,2 keV, $2 \cdot 10^{15}$ at/cm²). Quatre échantillons ont été recuits à des densités d'énergie croissantes, allant de 1,45 à 2,20 J/cm². Les conditions de recuit laser ont été choisies en fonction des signaux de réflectivité transitoire représentatifs des différents régimes de fusion et de solidification de la couche amorphisée. Les signaux de réflectivité transitoire in situ enregistrés à chaque tir laser sont représentés sur la figure IV.37 pour chacune des conditions de recuit laser.

La première condition de recuit laser (1,45 J/cm²) correspond à l'instant où seule la première "bosse" apparaît et caractérise la présence d'une couche amorphe. Sur les figures IV.38.a et b sont représentées les observations MET faites de cet échantillon pour différentes conditions de grossissement.

① Faible densité d'énergie laser :

Sur la vue d'ensemble (figure IV.38.a), on observe que, pour cette densité d'énergie, le traitement par laser génère des inhomogénéités sur toute la zone préalablement amorphisée par l'implantation de germanium. En effet, la différence de contraste traduit la différence de cristallinité et l'alternance de zones cristallines et amorphes. Sur ces observations TEM, ce sont des successions de polycristaux et de macles (zones sombres) entrelacés de zones amorphes et cristallines (zones claires). Dans la vue agrandie (figure IV.38.b), l'épaisseur de la première couche est de 20 nm, à laquelle s'ajoute une rugosité de surface inférieure à 3 nm. Cette épaisseur correspond bien à la valeur attendue de la couche amorphe [MINONDO94]. Une couche d'oxyde de silicium de 4 nm est présentée en surface. Sous

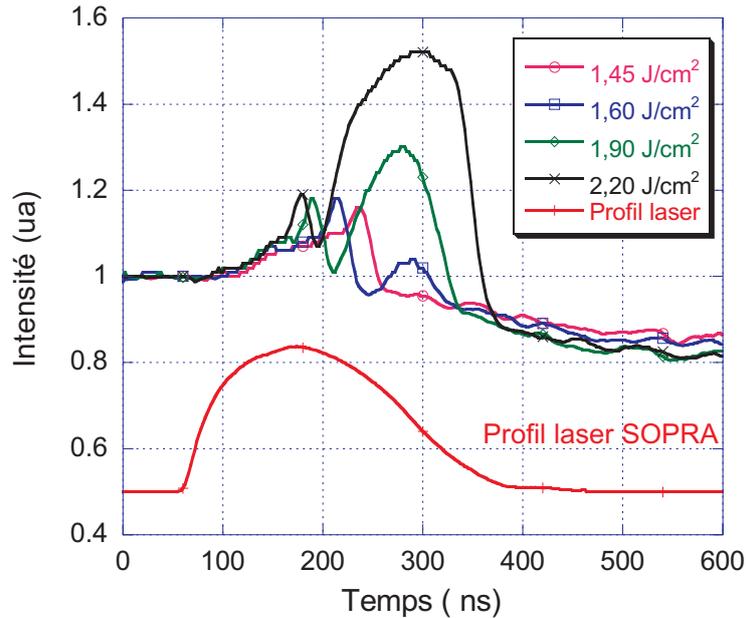


FIG. IV.37 – Réflectivité transitoire obtenue sur les échantillons analysés par microscopie électronique à balayage (laser SOPRA).

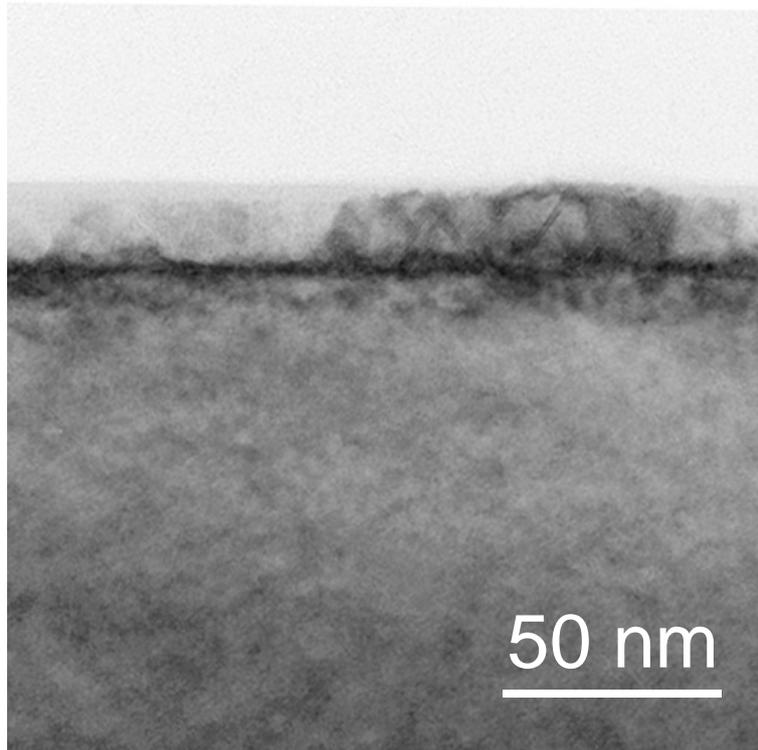
la couche préalablement amorphisée existe une zone mixte dans laquelle on observe la présence de boucles de dislocation sur une épaisseur de 11 nm. Il y a donc eu fusion partielle de la couche amorphe et la recristallisation semble partir du bas de la couche et non pas de la surface, ce qui conforte l'existence d'une recristallisation partielle depuis un front explosif.

② Moyenne densité d'énergie laser :

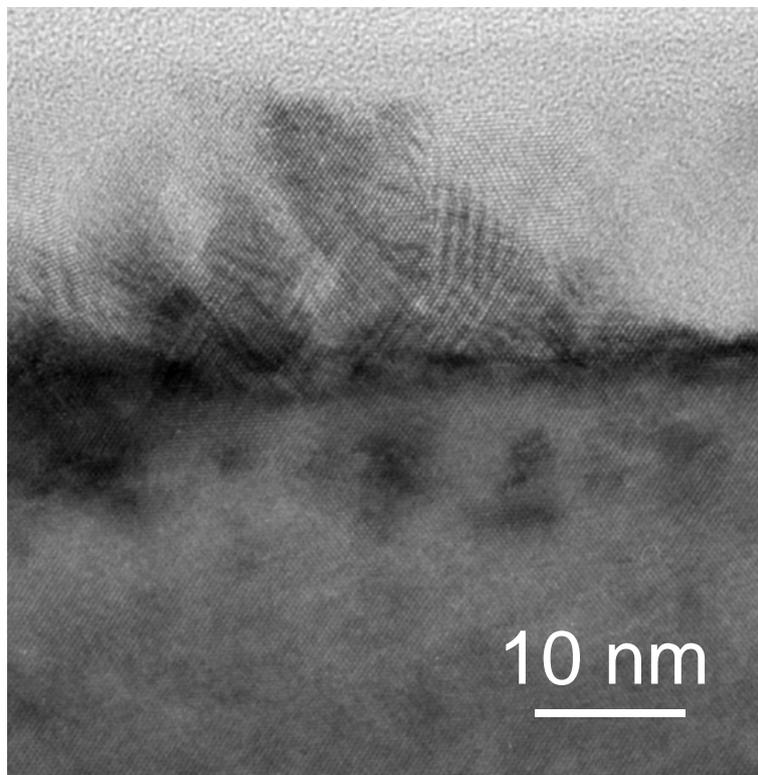
Sur la zone recuite à plus forte énergie (1,92 J/cm²), la recristallisation par épitaxie en phase liquide a eu lieu sur toute la zone à partir du germe cristallin du substrat (figure IV.39.a et b). Cette zone correspond au moment où on enregistre l'apparition de la "seconde bosse" (figure IV.37) sur le signal de réflectivité. La zone préalablement préamorphisée est totalement recristallisée. Toutefois, des macles et des fautes d'empilements sont encore présentes. L'origine de ces dislocations est située à environ 25 nm de la surface. Les fautes d'empilements se prolongent sur l'ensemble de la zone préalablement amorphisée. Comme pour le premier échantillon, une couche d'oxyde de 4 nm est présente en surface. Ces défauts de cristallinité ont une orientation $\langle 111 \rangle$ et semblent se propager à partir de la surface. La rugosité de surface est de l'ordre de 7 nm.

③ Forte densité d'énergie laser :

Lorsque la densité d'énergie augmente jusqu'à 2,20 J/cm², on observe que le signal de réflectivité arrive à saturation (cf. paragraphe IV-B). Cette hauteur correspond à une profondeur fondue estimée de $\simeq 20$ nm. Les observations TEM montrent une couche parfaitement cristalline sans aucun défaut (figure IV.40). La couche d'oxyde est de 4 nm et la rugosité est inférieure à 2 nm.

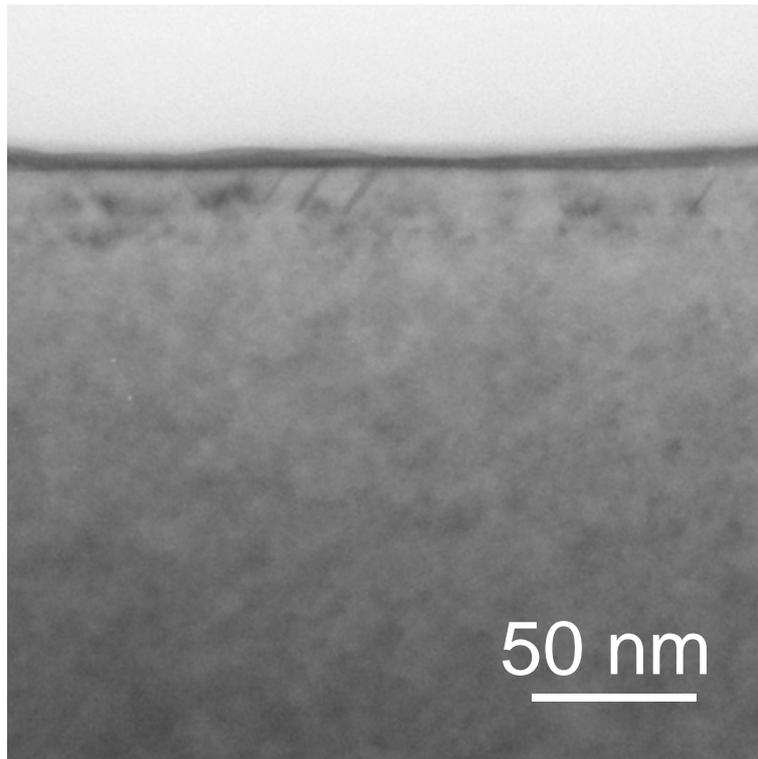


(a)

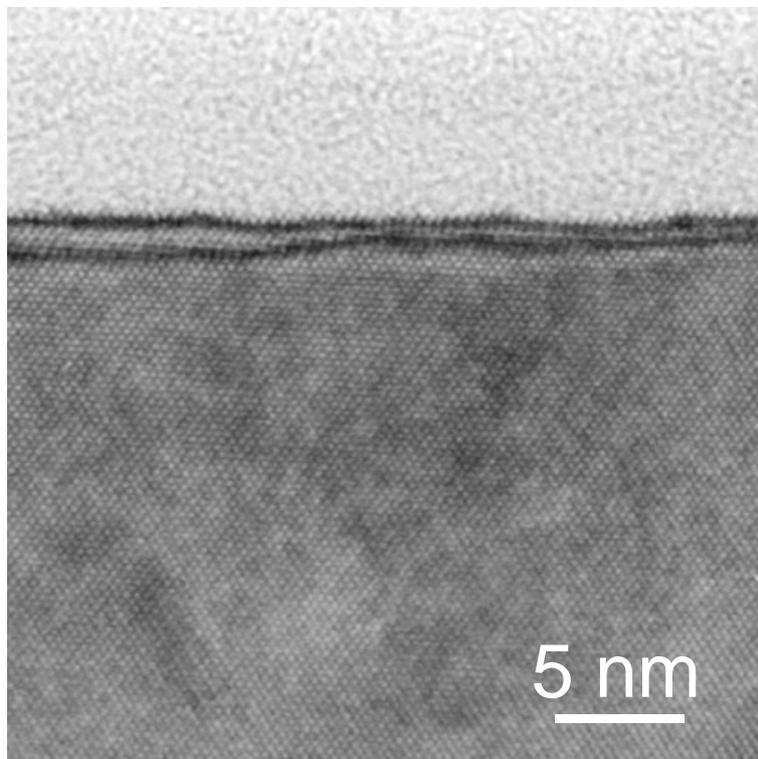


(b)

FIG. IV.38 – Observation par microscopie électronique en transmission en coupe sur un échantillon préamorphisé (Ge^+ , 10 keV, 10^{15} at/cm 2), implanté au BF_2^+ (2,2 keV, $2 \cdot 10^{15}$ at/cm 2) puis recuit à une densité d'énergie de 1,45 J/cm 2 (laser SOPRA).



(a)



(b)

FIG. IV.39 – Observation par microscopie électronique en transmission en coupe sur un échantillon préamorphisé (Ge^+ , 10 keV, 10^{15} at/cm²), implanté au BF_2^+ (2,2 keV, $2 \cdot 10^{15}$ at/cm²) puis recuit à une densité d'énergie de 1,92 J/cm² (laser SOPRA).

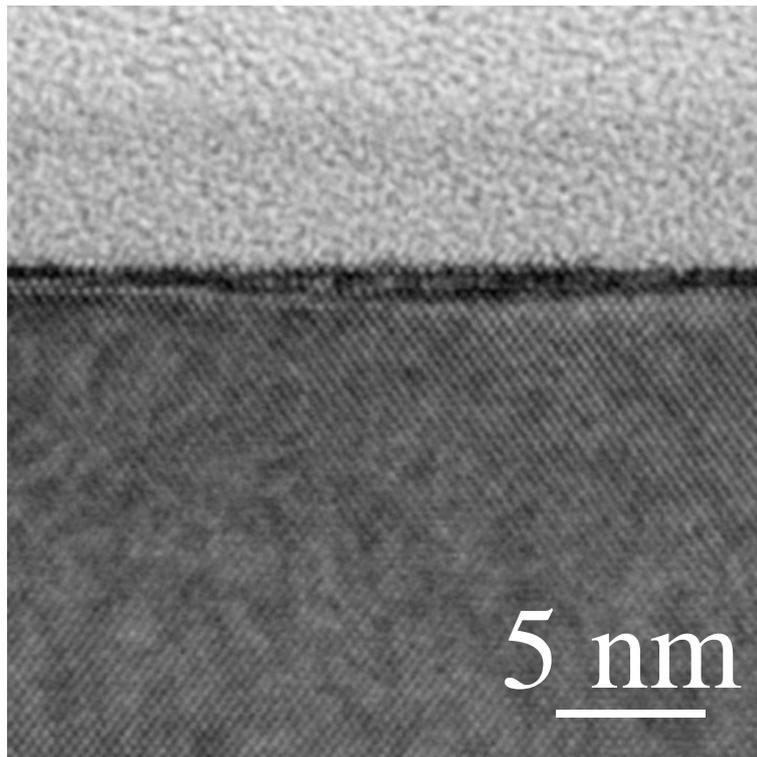


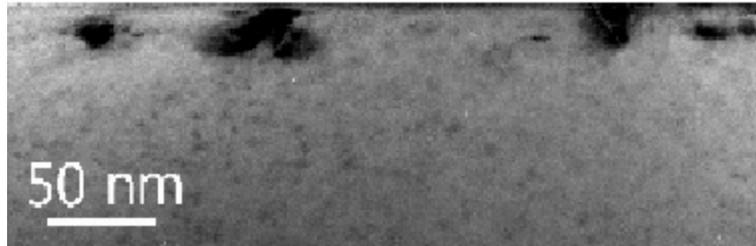
FIG. IV.40 – Observation par microscopie électronique en transmission en coupe sur un échantillon préamorphisé (Ge^+ , 10 keV, 10^{15} at/cm²), implanté au BF_2^+ (2,2 keV, $2 \cdot 10^{15}$ at/cm²) puis recuit à une densité d'énergie de 2,20 J/cm² (laser SOPRA).

④ Comparaison du recuit laser avec le recuit RTP :

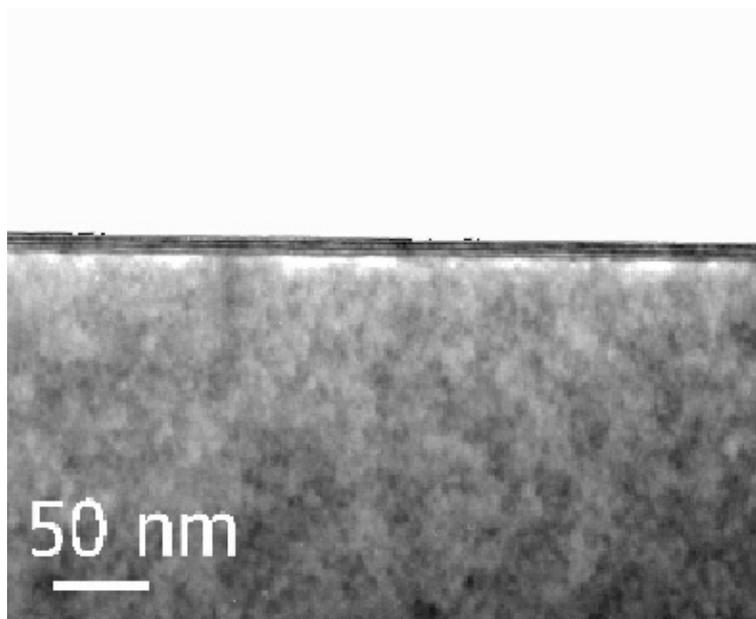
Dans le cas d'échantillons implantés au bore (3 keV, 10^{15} at/cm²) et non préamorphisés on compare, sur la figure IV.41, un échantillon traité par recuit classique RTP (recuit 1050° C, \approx 1 s) et un échantillon traité avec le laser SOPRA. On observe, pour le recuit classique, la présence de défauts sur les 20 premiers nanomètres (figure IV.41.a). Par contre, avec le traitement par laser, les défauts de la couche affectée par l'implantation ionique, observés après recuit RTP, ont disparu.

IV-C.5.c Discussion

Les observations TEM des couches préamorphisées ont permis de confirmer l'existence de différents régimes de fusion/recristallisation en fonction de la densité d'énergie laser. La jonction recuite peut être réépitaxiée et activée à partir du silicium cristallin sous-jacent même lorsque la densité d'énergie laser est inférieure au seuil de fusion du silicium cristallin. La réépitaxie de la zone amorphe s'opère à partir de l'interface a-si/c-si, confirmant le rebond du mode de propagation du processus de recristallisation explosive décrite dans le paragraphe IV-B.3.a. Ces observations, révèlent que le recuit par laser pulsé permet d'obtenir des jonctions parfaitement cristallines, exempt de défauts.



(a) RTP



(b) LTP

FIG. IV.41 – Observation par microscopie électronique en transmission en coupe sur un échantillon implanté au bore (3 keV , 10^{15} at/cm^2) après recuit thermique (RTP, 1050°C , 1 sec) (a), et après recuit laser (b) à une densité d'énergie de $1,9 \text{ J/cm}^2$ (laser SOPRA).

IV-C.6 Caractérisations par microscopie à force atomique

IV-C.6.a Expériences réalisées avec le laser Lambda Physik

Des mesures de rugosité ont été faites avec un microscope à force atomique à l'IEF et au LETI, pour différentes conditions d'implantation et de recuit laser. La figure IV.42 présente un exemple de mesure de rugosité faites sur un substrat de silicium préamorphisé (Ge^+ , 10 keV, 10^{15} at/cm²) et implanté au bore (B^+ , 0,5 keV, $5 \cdot 10^{15}$ at/cm²) (figure IV.42.a), puis recuit avec le laser de l'IEF, à une énergie de 0,26 J/cm² (seuil de fusion) (figure IV.42.b) et 0,42 J/cm² (figure IV.42.c). La figure IV.43 donne l'évolution de la rugosité en fonction de la densité d'énergie laser. On y a porté également l'évolution de la durée de fusion et les signaux de réflectivité pour différentes densités d'énergie.

La rugosité (RMS) du substrat, après implantation, est d'environ de 1,5 Å. Elle augmente brusquement jusqu'à 11,5 Å lorsqu'on atteint le seuil de fusion du silicium préamorphisé. Puis, cette rugosité décroît rapidement jusqu'à une valeur de $\simeq 1$ Å, proche de celle du substrat avant recuit laser. L'accroissement de rugosité correspond à une recristallisation partielle du silicium en polycristaux comme observé au microscope en transmission.

Lorsque l'épaisseur fondue augmente jusqu'à atteindre le silicium cristallin (épaisseur > 20 nm), une réépitaxie en phase liquide est alors possible, et la rugosité redevient voisine de celle du silicium avant recuit laser.

IV-C.6.b Expériences réalisées avec le laser SOPRA

Cette même étude a été réalisée avec le laser SOPRA. La figure IV.44 représente la rugosité du substrat après préamorphisation et implantation au bore (figure IV.44.a), puis suivi d'un recuit laser à une densité d'énergie de 1,8 J/cm² (figure IV.44.b) et de 2,3 J/cm² (figure IV.44.c).

L'évolution de la rugosité avec la densité d'énergie laser est représentée sur la figure IV.45. Sur cette même figure sont représentées l'évolution de la durée de fusion de la surface ainsi que quelques signaux de réflectivité. De la même façon que pour le laser Lambda Physik, la rugosité augmente lorsque le seuil de fusion du silicium amorphe est atteint. Il augmente jusqu'à un maximum proche de 17 Å, puis décroît rapidement jusqu'à moins de 2 Å lorsque toute la zone amorphe ($\simeq 20$ nm) est fondue. L'accroissement de rugosité vérifie, comme dans le cas du laser Lambda Physik, une recristallisation partielle du silicium en polycristaux.

Ces résultats montrent bien que des rugosités RMS voisines de 1 Å, après recuit laser, peuvent être atteintes pourvu que l'épitaxie en phase liquide, à partir du silicium monocristallin, puisse avoir lieu.

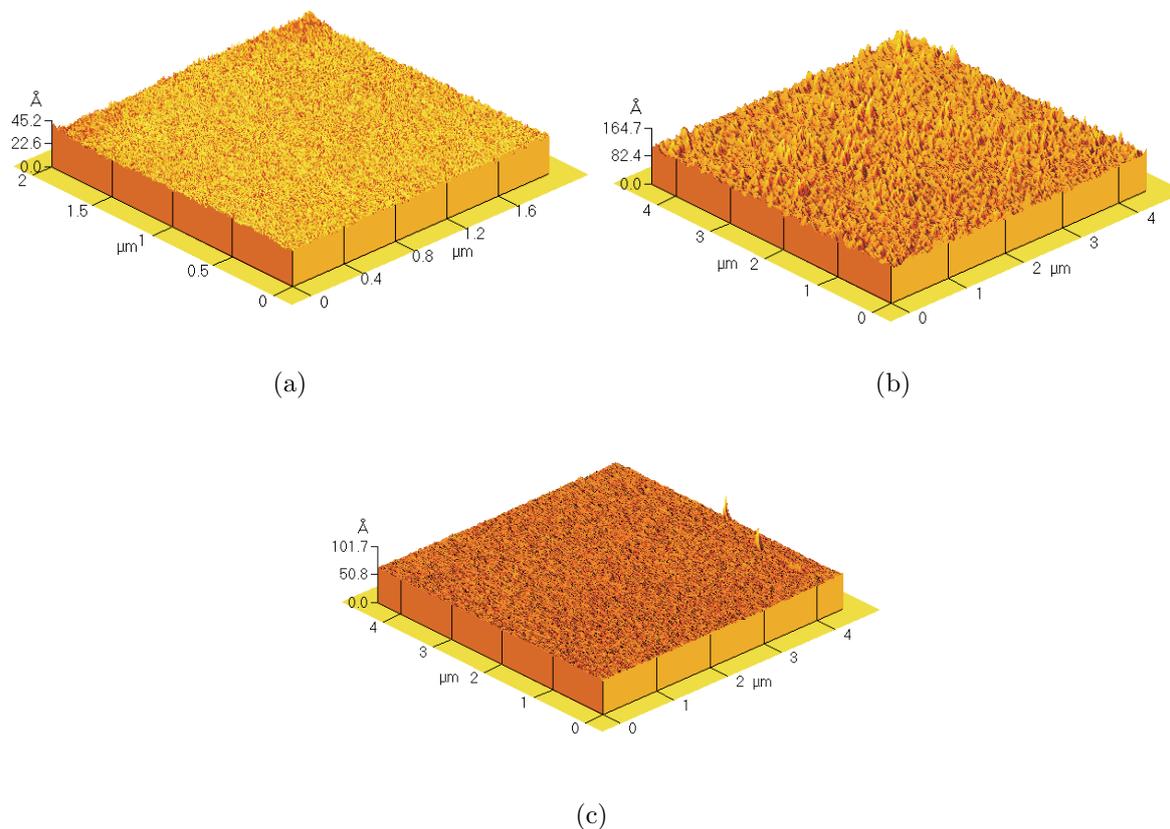


FIG. IV.42 – Rugosité de la surface du silicium préamorphisé (Ge^+ , 10 keV, 10^{15} at/cm 2) et implanté au bore (B^+ , 0,5keV, $5 \cdot 10^{15}$ at/cm 2) avant (a) et après recuit laser, à une densité d'énergie de 0,26 J/cm 2 (b) et de 0,42 J/cm 2 (c) (laser de IEF).

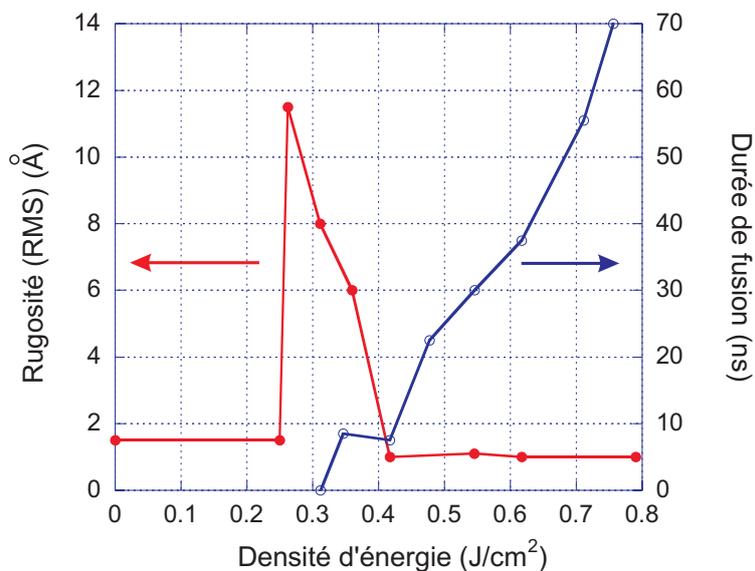


FIG. IV.43 – Evolution avec la densité d'énergie laser de la rugosité RMS d'un substrat de silicium préamorphisé (Ge^+ 10 keV, 10^{15} at/cm 2) et implanté au bore (B^+ , 3 keV, $2 \cdot 10^{15}$ at/cm 2), (laser Lambda Physik de l'IEF). La figure représente également l'évolution mesurée de la durée de fusion de la surface.

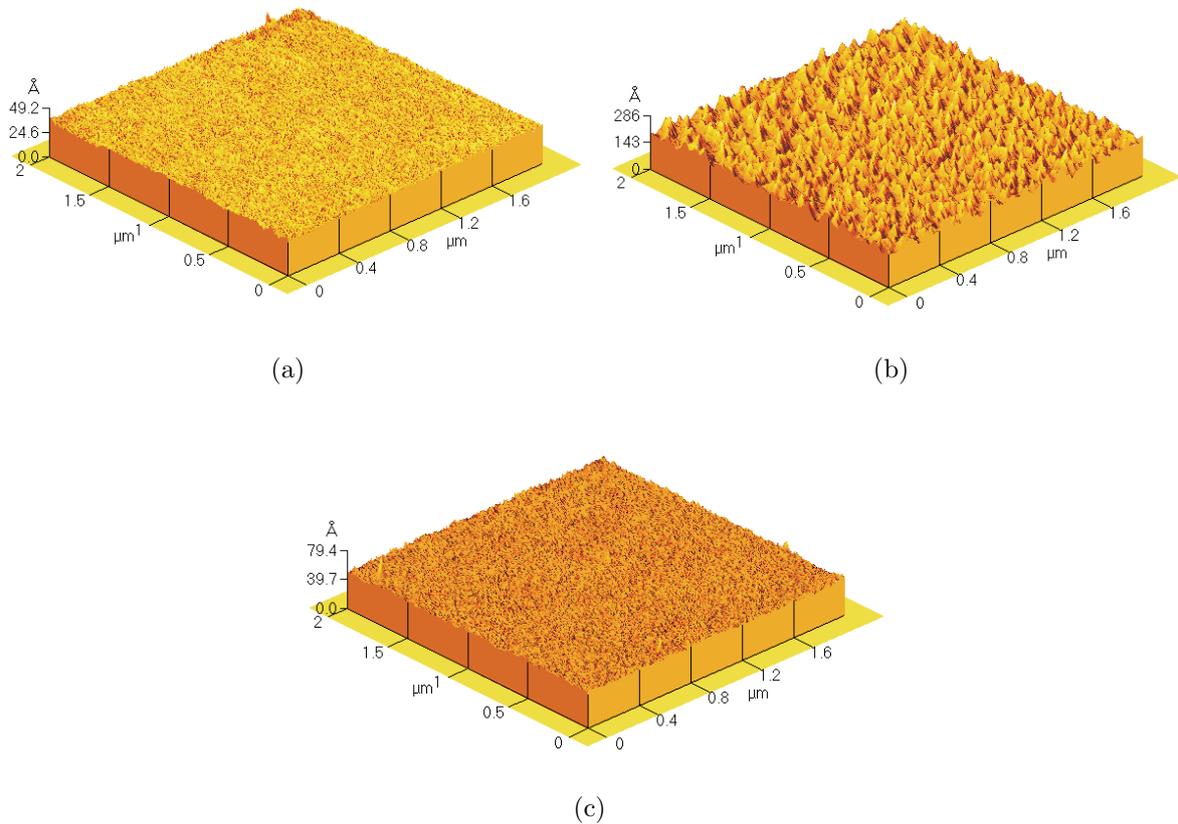


FIG. IV.44 – Rugosité de la surface du silicium préamorphisé (Ge^+ , 10 keV, 10^{15} at/cm 2) et implanté au bore (B^+ , 0,5 keV et $5 \cdot 10^{15}$ at/cm 2) avant (a), et après recuit laser à une densité d'énergie de 1,8 J/cm 2 (b) et de 2,3 J/cm 2 (c) (laser SOPRA).

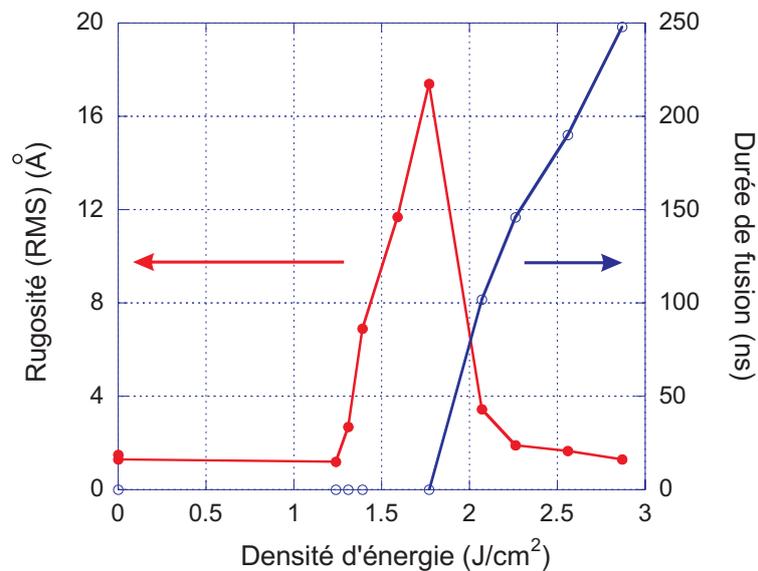


FIG. IV.45 – Évolution de la rugosité avec la densité d'énergie laser sur un substrat de silicium préamorphisé (Ge^+ , 10 keV, 10^{15} at/cm 2) et implanté au bore (B^+ , 3 keV, $2 \cdot 10^{15}$ at/cm 2) (laser SOPRA). La figure représente également l'évolution mesurée de la durée de fusion de la surface.

IV-C.7 Diffraction par rayons X

IV-C.7.a Principe

La mesure de diffraction par rayons X (XRD) est une technique non destructive qui nous a permis d'analyser les échantillons recuits par laser et d'en déduire des informations structurales afin de les comparer aux autres techniques utilisées, notamment aux observations par microscopie électronique en transmission. Les caractérisations par diffraction X ont été réalisées avec la collaboration de Philippe Lecoer à l'IEF avec un diffractomètre de type PANalytical X'pert PRO MRD de Philips. Le faisceau de rayons X est filtré à la sortie du tube à l'aide d'un monochromateur Bartels Ge(220)x4 afin d'isoler la raie $K_{\alpha 1}$ du cuivre (longueur d'onde $\lambda = 1,540598 \text{ \AA}$). Les diagrammes de diffraction ont été effectués dans la configuration $\omega - 2\theta$. Dans cette configuration, le détecteur effectue une rotation d'un angle deux fois supérieur à celui balayé par la surface de l'échantillon. Les observations ont été faites sur des substrats de type (100) dans la direction hkl (004). Des mesures à haute résolution (HR-XRD) ont également été faites. On intercale dans ce cas un analyseur à double cristal qui permet de réduire l'angle d'ouverture devant le détecteur, après la réflexion sur l'échantillon.

IV-C.7.b Mesures et discussion

Les mesures de diffraction par rayons X ont été faites sur des échantillons implantés au bore pour des doses de $2.10^{15} \text{ at/cm}^2$ et $5.10^{15} \text{ at/cm}^2$. Sur la figure IV.46 sont donnés différents profils obtenus pour des recuits laser à des densités d'énergie variant de 1,95 à $2,7 \text{ J/cm}^2$ (laser SOPRA). Le pic principal, de plus forte intensité, correspond au substrat de silicium. Les pics de moindre intensité sont la signature de la présence de dopants placés en sites substitutionnels dans la couche dopée. De ces mesures, on peut déduire que le seuil de densité d'énergie permettant la réépitaxie du bore en substitution dans le silicium se situe autour de $2,05 \text{ J/cm}^2$. A $1,95 \text{ J/cm}^2$, la présence du bore dans le silicium n'est pas décelable. C'est au-delà de cette densité d'énergie qu'il y a épitaxie induite par laser. La dose d'implantation reste fixe, mais, lorsque la densité d'énergie augmente, la profondeur fondue augmente. La quantité de bore présente dans le silicium est redistribuée sur toute la profondeur fondue. La position du second pic permet d'estimer cette profondeur. Elle est directement liée aux contraintes induites par la réépitaxie du bore dans le silicium. L'intensité de la seconde bosse peut également être reliée à la profondeur de la couche dopée qui reflète la quantité de matière diffractée. Pour une densité d'énergie faible, la profondeur fondue et l'intensité diffractée sont faibles.

Les spectres des figures IV.46 et IV.47 manifestent la cristallinité des couches dopées et leur activation : les dopants électriquement actifs sont en sites de substitution dans le réseau cristallin de silicium. L'incorporation de bore en substitution provoque une diminution du paramètre de maille perpendiculaire à la surface du matériau dopé, le paramètre de maille parallèle restant celui du silicium non dopé du fait du processus d'épitaxie induite par laser. La diminution du paramètre de maille perpendiculaire est liée directement à la concentration en atomes de bore actifs. A dose de dopant constante (figure IV.46), le pic associé à la couche dopée se rapproche du pic associé au substrat de silicium lorsque la densité d'énergie laser augmente : l'épaisseur de la couche dopée augmente, donc sa concentration en bore actif diminue.

A densité d'énergie laser constante (figure IV.47), donc à épaisseur constante ($\simeq 78 \text{ nm}$), le pic associé à la couche dopée se rapproche du pic du substrat lorsque la dose implantée

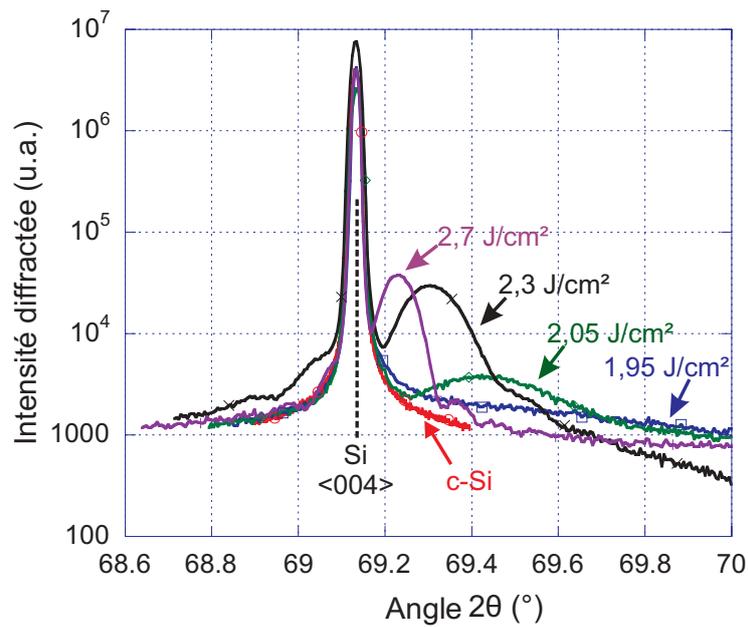


FIG. IV.46 – Diffraction par rayons X pour des échantillons implantés au bore (B^+ , 3 keV, 2.10^{15} at/cm 2) et recuit à différentes densités d'énergie (laser SOPRA). Le spectre de diffraction du silicium nu <100> est également reporté

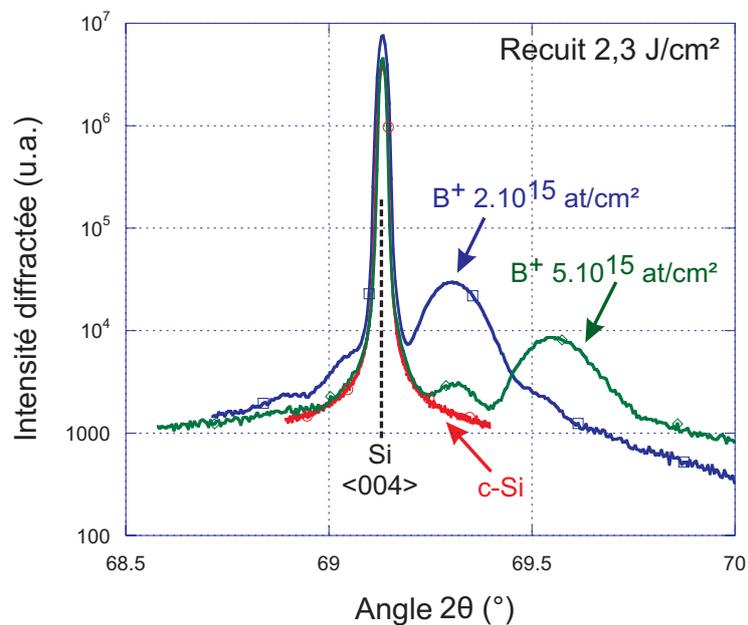


FIG. IV.47 – Diffraction par rayons X pour des échantillons implanté au bore (3 keV, 2.10^{15} et 5.10^{15} at/cm 2). La densité d'énergie de recuit est égale à $2,3$ J/cm 2 (laser SOPRA). Le spectre de diffraction du silicium nu <100> est également reporté.

augmente : la densité de bore actif augmente elle aussi. Des décalages des pics, on peut déduire le paramètre de maille du film dopé et évaluer sa concentration en bore actif [VAILIONIS99, TAKAMURA02b]. Ces estimations donnent une activation de $\simeq 57\%$ pour $2,05 \text{ J/cm}^2$, et de $\simeq 95\%$ pour $2,3$ et $2,7 \text{ J/cm}^2$.

La première valeur est en parfait accord avec les mesures déduites des profils SRP (cf. tableau IV-C.4.b du paragraphe IV-C.4). La deuxième valeur très élevée du taux d'activation nous a permis de conclure sur la cristallinité de l'échantillon recuit par LTP est et en accord avec les observations TEM montrant l'absence de défauts à cette densité d'énergie (cf. §IV-C.5).

De plus, on peut estimer que l'incorporation de bore en substitution crée des contraintes en tension biaxiales, dans le plan parallèle à la surface, qui peuvent atteindre des valeurs très importantes : $0,94 \text{ GPa}$ pour $5 \cdot 10^{15} \text{ B}^+/\text{cm}^2$ et $2,3 \text{ J/cm}^2$, $0,71 \text{ GPa}$ pour $2 \cdot 10^{15} \text{ B}^+/\text{cm}^2$ et $2,05 \text{ J/cm}^2$.

En conclusion, les spectres de diffraction X ont permis de vérifier les propriétés cristallines des couches dopées et recuites. Ces mesures ont également pu déterminer les épaisseurs, et le taux d'activation des couches de bore réépitaxiées avec celles obtenues avec d'autres techniques destructives telles que le SIMS ou la technique SRP.

IV-D Couches obtenues par LTP sur substrat SOI

Le terme SOI (Silicon On Insulator) fait référence à une structure de type "couche mince de silicium/film isolant/substrat de silicium". De nombreux procédés ont été développés afin d'obtenir des substrats entièrement ou partiellement SOI [BERTRAND04, AUBERTON86]. Ils peuvent être classés en trois groupes :

- par collage de deux wafers (technologie BESOI, SmartCut, Eltran),
- par formation de la couche d'oxyde enterrée par implantation ionique à travers le substrat (technologie SIMOX),
- par fusion et recristallisation de polysilicium déposé (technologie ZMR, LEGO).

Les avantages de ce type de substrat pour les technologies CMOS sont nombreux. Ils permettent une excellente isolation électrique entre les transistors MOS, et une réduction des capacités parasites, et offrent un meilleur compromis entre courant de fuite et courant actif de transistor. Ce type de substrat confère, de plus, de meilleures caractéristiques dynamiques aux transistors MOS [COLINGE91, HAMMAD01].

IV-D.1 Modélisations thermiques

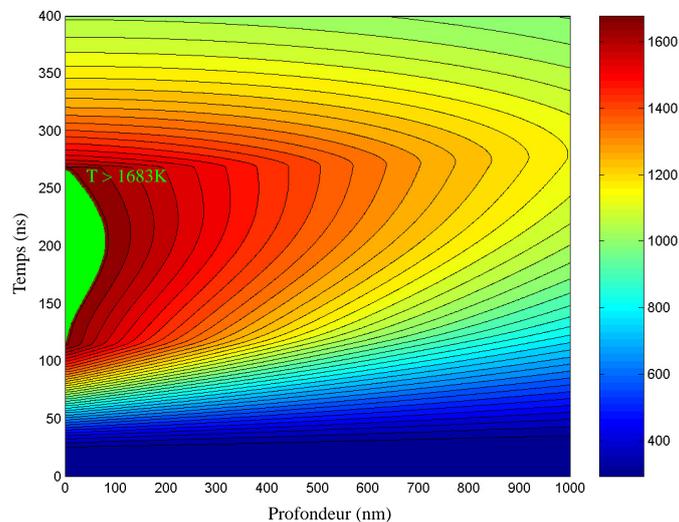
D'un point de vue thermique, nous avons déjà évoqué l'intérêt de la couche d'oxyde enterrée dans le silicium dans le paragraphe III-C dédié aux simulations thermiques. La conductivité thermique de la silice étant bien inférieure à celle du silicium cristallin, l'énergie déposée par le laser est confinée dans la première couche de silicium. L'oxyde de silicium joue donc le rôle de barrière thermique. Sur la figure IV.48, on peut observer l'influence de la présence de cette couche de silice sur la répartition de la température dans un substrat de SOI (figure IV.48.b) comparée à celle d'un substrat de silicium (figure IV.48.a). La température est relativement uniforme sur la première couche de silicium. L'oxyde de silicium limite la diffusion de la chaleur en profondeur. Dans le cas du substrat de silicium, la température décroît dans le solide en suivant une loi quasi exponentielle.

Les expériences de recuit laser ont été menées sur des substrats de SOI d'épaisseurs différentes. Sur la figure IV.49, est représentée la durée de fusion calculée de la surface du substrat en fonction de la densité d'énergie, avec les lasers de SOPRA et de l'IEF. On constate que le seuil de fusion diminue d'un facteur 2 à 3, par rapport au silicium cristallin, et que la durée de fusion augmente plus rapidement avec la densité d'énergie.

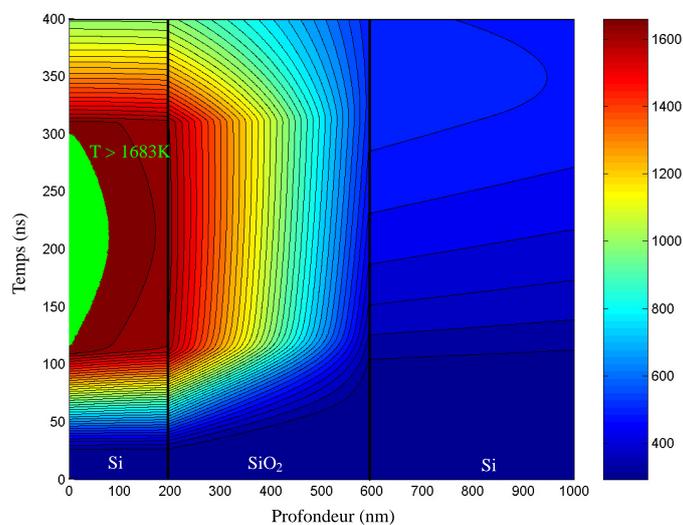
Des profils SIMS ont été réalisés sur un substrat de SOI ayant 200 nm de silicium et 400 nm d'oxyde de silicium, implanté au bore (3 keV, 2.10^{15} at/cm²). Les profils obtenus sont très abrupts, avec des concentrations voisines de celles obtenues dans le cas de substrat de silicium (figure IV.50). On observe également que, lorsque la densité d'énergie dépasse $\simeq 1$ J/cm², les atomes de bore ont diffusé dans la couche de silice puisque le profil des dopants s'étend au delà de 200 nm. Il faut donc prendre soin de ne pas dépasser la densité d'énergie pour laquelle la totalité de la couche de silicium est fondue. Dans le cas contraire, la reconstruction de silicium monocristallin est impossible, et la couche de silice peut être endommagée.

IV-D.2 Mesures par ellipsométrie spectroscopique infra-rouge

En complément aux mesures faites par SIMS, des mesures de résistivité par la méthode des "quatre pointes" ont été faites sur ces échantillons. Les profondeurs d'activation ainsi



(a)



(b)

FIG. IV.48 – Évolution calculée de la température lors d'une irradiation laser sur un substrat de silicium cristallin ($1,8 \text{ J/cm}^2$) (figure a) et sur un substrat de SOI 200nm (Si)/400nm (SiO₂) ($0,65 \text{ J/cm}^2$) (figure b) (laser SOPRA).

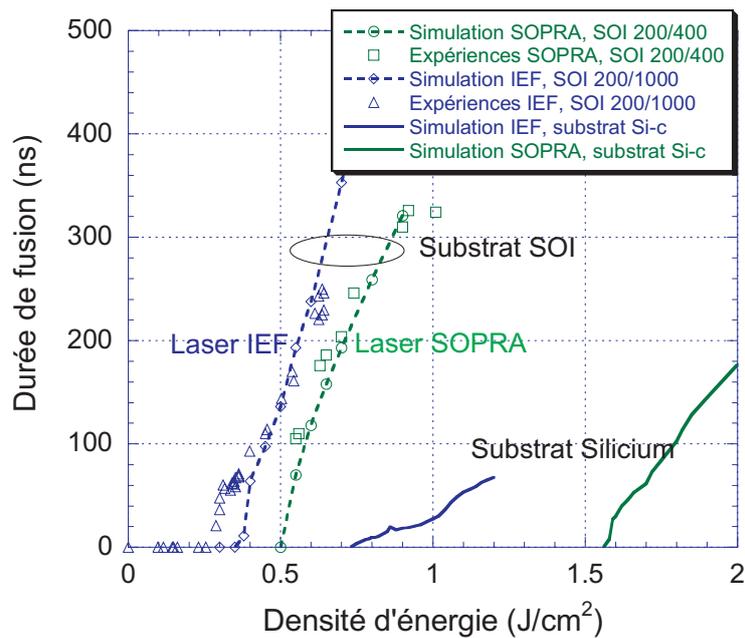


FIG. IV.49 – Évolution de la durée de fusion de la surface lors de l'irradiation avec le laser de SOPRA et de l'IEF sur différents substrats de SOI. La durée de fusion calculée avec le logiciel FIDAP est également tracée.

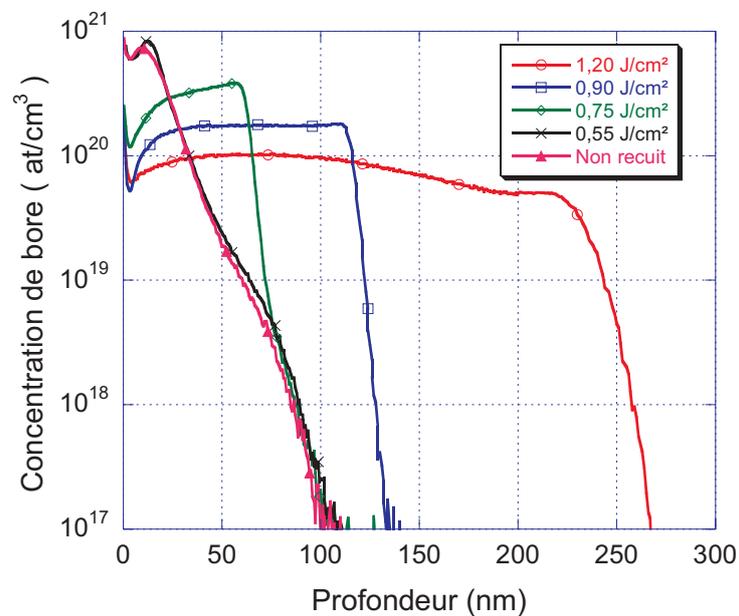


FIG. IV.50 – Profils SIMS réalisés après recuit laser sur un substrat de SOI (200 nm Si-c / 400 nm SiO₂ / substrat si-c) implanté au bore (B⁺, 3 keV, 2.10¹⁵ at/cm²) pour différentes densités d'énergie (laser SOPRA).

que les résistivités des couches recuites ont également été mesurées par ellipsométrie spectroscopique dans l'infra-rouge (IRSE).

L'ellipsométrie spectroscopique est une technique basée sur la mesure du changement de polarisation de la lumière après réflexion sur la surface de l'échantillon à analyser [ROSELER90, LUTTMANN98, BERNOUX, AZZAM86]. L'IRSE pour "Infra-Red Spectroscopic Ellipsometry" est une technique non destructive et sans contact qui permet de déterminer les caractéristiques électriques d'une couche conductrice. L'ellipsométrie spectroscopique infrarouge permet, à la différence de la l'ellipsométrie optique qui est sensible aux propriétés optiques des couches mesurées, de détecter aussi les modes de vibration des liaisons interatomiques. A partir de la modélisation des indices de réfraction de milieux dispersifs tels que des métaux ou des semiconducteurs et à partir de lois physiques et mathématiques tel que :

- la loi de Drude qui permet d'avoir accès aux constantes électriques et des concentrations,
- des lois polynomiales permettant de décrire les pics d'absorption et les liaisons chimiques,

On peut déterminer de nombreux paramètres qui sont :

- la profondeur et les propriétés optiques d'un film conducteur ou dopé,
- la conductivité d'un film,
- la densité des porteurs libres,
- la mobilité des porteurs libres,

et d'en déduire :

- la concentration en dopant,
- la résistivité surfacique.

L'ellipsométrie infrarouge permet par conséquent une caractérisation à la fois géométrique (épaisseur) que chimique (composition) des matériaux étudiés.

Toutes les mesures réalisées par ellipsométrie infrarouge ont été faites à SOPRA sur l'IRSE300. Les résultats obtenus sont repris dans la figure IV.51 [DEFRAUX03]. Les profondeurs d'activation déduites des mesures IRSE sont en très bon accord avec les profondeurs fondues mesurées à partir des profils SIMS. La mesure IRSE montre également la présence d'une couche activée pour les densités d'énergie inférieures au seuil de fusion estimé à $0,5 \text{ J/cm}^2$ pour le laser SOPRA (d'après la courbe en pointillé vert dans la figure IV.49).

Dans le cas des mesures de résistivité surfacique, les valeurs obtenues par la technique des 4 pointes et la technique de l'IRSE sont en excellent accord. On observe également l'augmentation brusque de la résistivité surfacique lorsque la densité d'énergie employée dépasse $1,1 \text{ J/cm}^2$. Au delà de cette énergie, la profondeur fondue atteint l'oxyde de silicium, comme l'indiquent les profils SIMS de la figure IV.50).

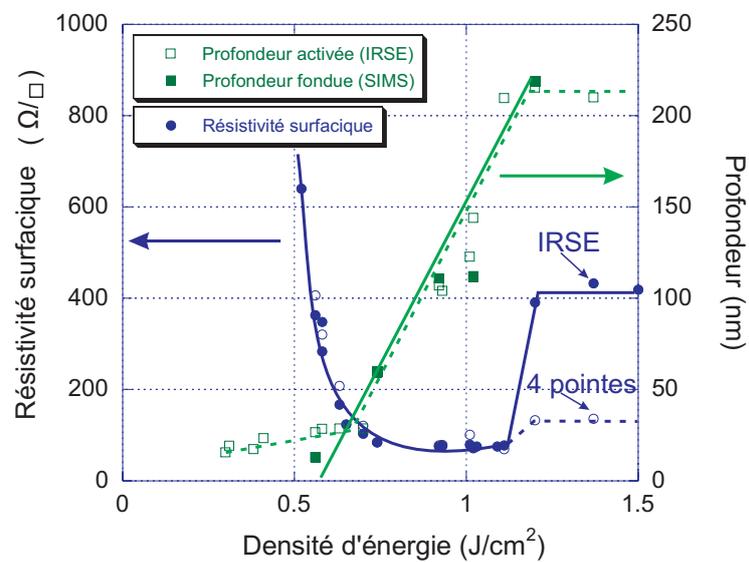


FIG. IV.51 – Évolution de la résistivité surfacique (échelle de gauche) et de la durée de fusion (échelle de droite) lors d'un recuit laser à différentes densités d'énergie. Le substrat SOI 200 nm (Si)/400 nm (SiO₂) est implanté au bore (B⁺, 3 keV, 2.10¹⁵ at/cm²). Comparaison des résultats obtenus par mesures 4 pointes et SIMS avec celles déduites par IRSE (laser SOPRA).

IV-E Déactivation après recuit

IV-E.1 Problèmes liés à un post recuit.

Le recuit laser permet d'obtenir des jonctions ayant des profils de dopant abrupts et de très fortes concentrations, pouvant dépasser, la solubilité limite atteinte avec les techniques de recuit rapide. Il est donc à craindre que les dopants actifs soient dans un état métastable, c'est-à-dire hors équilibre. Un recuit thermique consécutif au traitement laser pourrait donc mener à une déactivation de ces dopants, ce qui annihilerait le bénéfice du recuit par laser. La compréhension de ces mécanismes de déactivation s'avère donc être de première importance.

De nombreux auteurs ont étudié la formation du couple bore inactif et interstitiel (communément appelé BIC's) [LENOSKY00, PELAZ99, SCHROER99]. Les dopants inactifs peuvent prendre la forme de petits amas et précipités de lacunes ou d'interstitiels dont la nature réelle est difficile à déterminer par microscopie électronique en transmission (TEM) ou par RBS (Rutherford Backscattering Spectrometry) [TAKAMURA03]. La formation des BIC's est due à la présence d'un excès d'interstitiels créés lors de l'implantation ionique et responsables de la diffusion transitoire et accélérée du bore (TED).

IV-E.2 Nature de la déactivation

Le phénomène de déactivation intervient principalement pour des échantillons dans lesquels la formation des zones dopées permet d'obtenir des jonctions avec peu de précipités, comme c'est le cas par exemple après un recuit SPER ("Solid Phase Epitaxial Regrowth"), laser ou un dopage par MBE ("Molecular Beam Epitaxie") [LINDFORS01, LANDI87, GABLE02, THOMPSON02, LUO01]. Dans le cas du bore, ces auteurs n'ont pas observé de déactivation lors d'un post recuit à une température inférieure à 700°C ou 800°C. Par contre, pour des températures plus élevées, ce phénomène devient notable. Le taux de déactivation augmente avec la concentration des dopants et il est plus rapide dans le cas d'échantillons recuits par SPER que par laser [LANDI87]. Les auteurs attribuent cette différence à un effet combiné de la déactivation et de la dissolution de précipités inactifs lorsque le bore diffuse dans le substrat.

Ce phénomène est d'autant plus gênant que les contraintes sur les extensions de la source et du drain sont drastiques, avec des jonctions de plus en plus minces, d'épaisseur de l'ordre de 10 nm, et de plus en plus dopées. C'est pour ces raisons que l'industrie de la microélectronique impose aux différentes étapes technologiques des budgets thermiques de plus en plus faibles. L'une des étapes, qui suit la formation des extensions de la source et du drain et demande un fort budget thermique, est la siliciuration. Cette étape permet de diminuer la résistance de contact entre la source et le drain et les reprises des contacts. Cette étape demandait des températures de recuit supérieures à 700°C et des durées de l'ordre de 15 minutes. Actuellement, avec l'utilisation de nouveaux matériaux, tels que le nickel, ces températures sont maintenant plus proches de 500°C [FROMENT03, ALSHEHRI04].

IV-E.3 Expériences réalisées

Takamura a fait une synthèse en effectuant une étude systématique sur les dopants tels que l'arsenic, le phosphore, le bore et l'antimoine [TAKAMURA03]. Pour notre part,

nous nous sommes uniquement intéressés au cas du bore et avons comparé nos expériences avec les récents travaux de Takamura.

Pour cela nous avons recuit, avec le laser de l'IEF, des échantillons implantés au bore par le LETI. Ensuite, nous avons procédé à l'IEF à des recuits thermiques avec des rampes de montée de $150^{\circ}\text{C}/\text{s}$, à des températures variant de 700 à 1000°C et sur des durées allant de 20 à 60 secondes.

Pour chaque échantillon, nous avons mesuré la résistivité surfacique par la méthode des quatre pointes avant et après recuit thermique. Sur la figure IV.52, on observe que le recuit thermique, "post" LTP, n'a pas d'effet notable sur les résistivités surfaciques. Les valeurs très faibles des résistivités obtenues grâce au recuit laser ne sont pas affectées par ce recuit thermique.

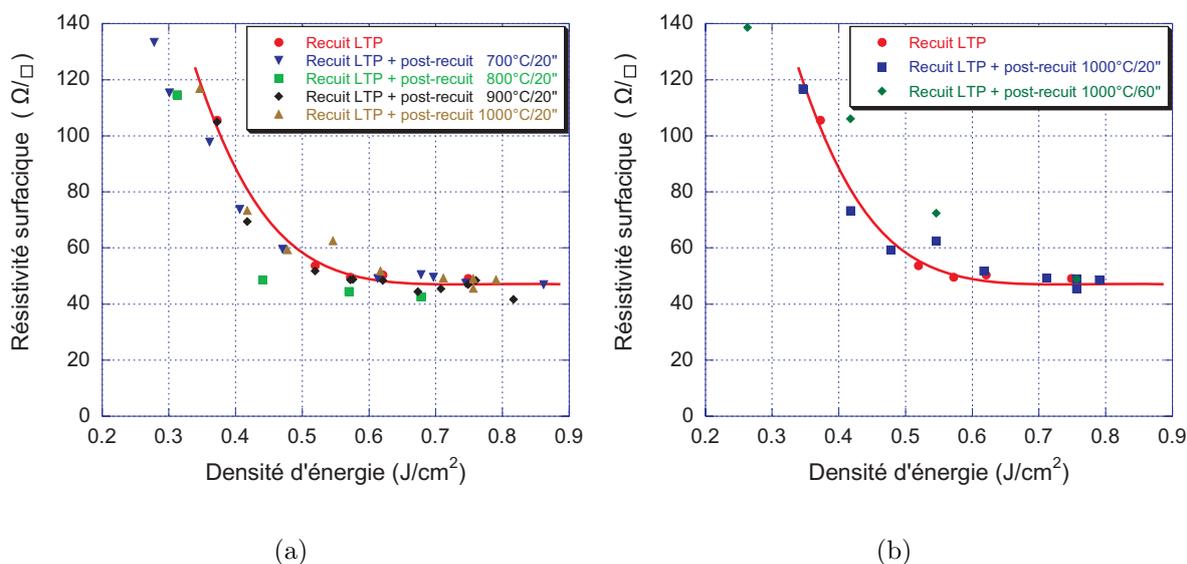


FIG. IV.52 – Evolution de la résistivité surfacique d'échantillons préamorphisés (Ge^+ 10 keV , $10^{15}\text{ at}/\text{cm}^2$) et implanté au bore (B^+ , $0,5\text{ keV}$, $5.10^{15}\text{ at}/\text{cm}^2$), recuit par laser et suivie d'un recuit rapide dans un four pour des températures de 700 , 800 , 900 et 1000°C et une durée de 20 secondes (figure a) et recuit à 1000°C pendant 20 et 60 secondes (figure b)(Laser IEF).

IV-E.4 Discussion

Ces expériences peuvent être comparées aux résultats de Takamura. Sur la figure IV.53, l'influence de la température et de la durée du post-recuit sont étudiées pour différents dopants couramment utilisés en microélectronique et recuits avec un laser Nd :Yag doublé à 532 nm (durée d'impulsion de 14 à 17 ns).

Dans le cas du bore et de l'antimoine, on observe que la déactivation n'apparaît qu'à des températures supérieures à 600°C , et pour des durées de 40 minutes (figure IV.53.a). Par contre à 900°C , la déactivation apparaît dès le début du recuit. Ce résultat est en contradiction avec les nôtres. Nous trouvons, en effet qu'il n'y pas de modification notable de la résistivité surfacique pour un post-recuit de 20 ou 60 secondes pour des températures similaires. Ce désaccord peut être attribué à la nature du recuit laser, notamment à la longueur d'onde utilisée.

Les résultats de Takamura montrent que dans le cas de l'arsenic et du phosphore, la désactivation a lieu avec un budget thermique bien plus faible que dans le cas du bore ou de l'antimoine (figure IV.53.a). Nous avons vu que l'étape technologique qui suit l'étape de dopage et demande le plus fort budget thermique est la siliciuration. Cependant les températures requises, qui étaient de l'ordre de 700°C , tendent actuellement à diminuer jusqu'à 500°C . A ces faibles températures, le bore et l'antimoine ne sont pas désactivés. Par contre, le phosphore et l'arsenic semblent pouvoir être désactivés pour des budgets thermiques relativement modestes.

Cependant leur solubilité limite plus importante dans le silicium leur permet d'atteindre des taux d'activation similaire au bore même après désactivation.

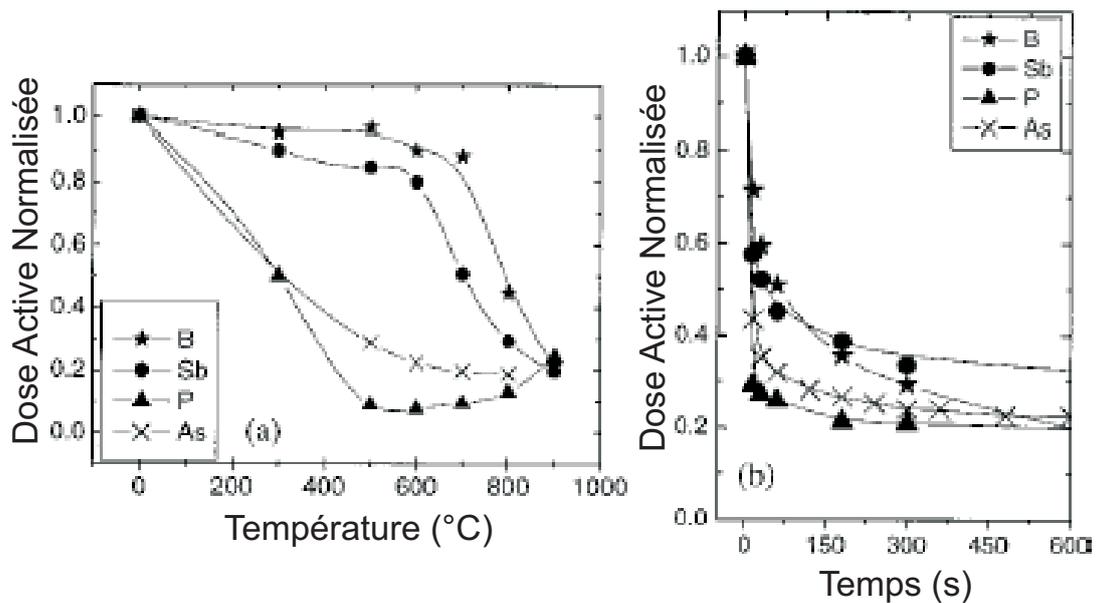


FIG. IV.53 – Évolution normalisée de la dose de dopants activés après recuit laser suivie d'un post-recuit pour le bore, l'antimoine, le phosphore et l'arsenic en fonction de la température pour des temps de recuit de 40 minutes (figure a). Dans le cas de l'arsenic, le recuit est de 10 minutes (travaux de Rousseau [ROUSSEAU96]). L'influence de la durée du recuit pour des températures de 600°C pour l'arsenic et le phosphore et de 900°C pour le bore et l'antimoine a également été étudiée (figure b) [TAKAMURA02, TAKAMURA03].

IV-F Influence de la durée de l'impulsion laser : impulsions très longues

IV-F.1 Principe

La forme et la durée de l'impulsion laser sont les caractéristiques principales qui différencient les lasers que nous avons étudiés. L'un des objectifs de ce travail est de vérifier la faisabilité du recuit par laser pour la réalisation de jonctions ultra-minces. Le deuxième objectif était d'étudier les différences liées à la durée d'impulsion de chacun de ces deux lasers.

Au cours de ce travail, nous avons eu la possibilité de réaliser, avec la société SOPRA, une série d'expériences qui avait pour but d'évaluer l'influence d'une impulsion deux fois plus longue que celle du laser VEL15. Ce laser possède déjà une impulsion de durée supérieure à 180 ns, bien plus longue que celle des lasers présents sur le marché. Ceci a été possible en utilisant deux lasers VEL15 synchronisés permettant de disposer de deux impulsions de ≈ 180 ns décalées d'un délai réglable. Le schéma de principe de ce montage est représenté sur la figure IV.54.

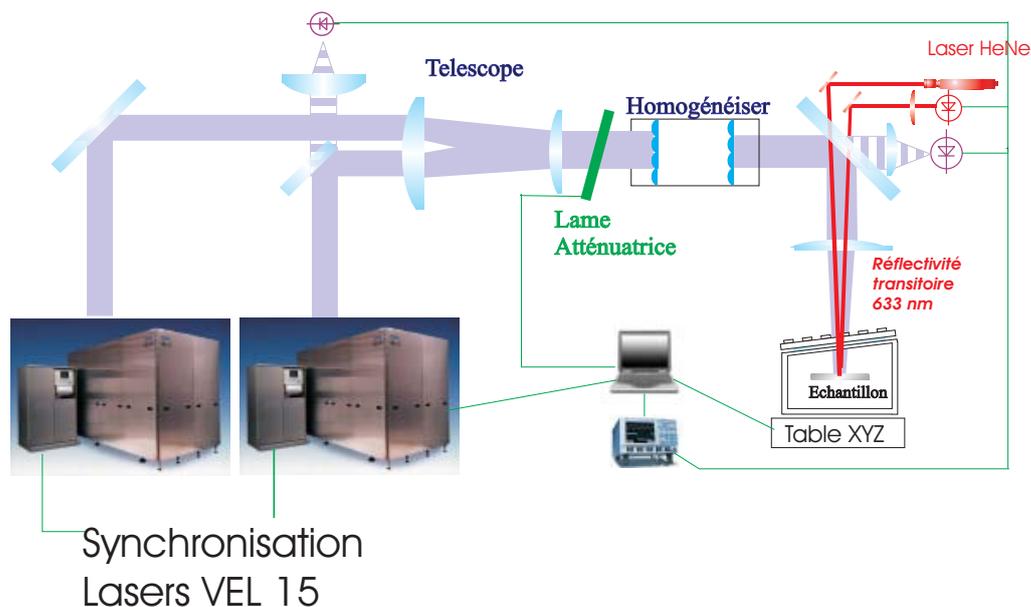


FIG. IV.54 – Montage expérimental utilisé à SOPRA pour les expériences utilisant des impulsions très longues.

La forme temporelle de l'impulsion laser, qui résulte d'un retard de 50, 100, 150 et 185 ns entre les tirs laser, est représentée sur la figure IV.55.

Une plaque de silicium vierge et deux plaques implantées ont été traitées dans ces conditions (tableau IV.5).

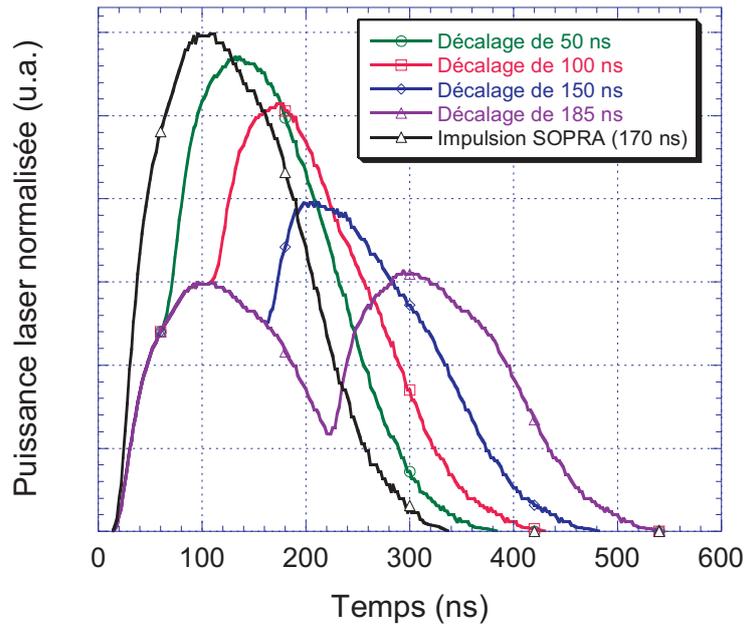


FIG. IV.55 – Forme temporelle de l'impulsion laser en fonction du délai appliqué entre les deux tirs laser.

<i>Substrat</i>			<i>Préamorphisation</i>			<i>Implantation</i>		
Type (n ou p)	Résistivé $\Omega.cm$		Espèce	Energie (keV)	Dose (at/cm ²)	Espèce	Energie (keV)	Dose (at/cm ²)
Si	"p" (B)	10-20		-				
Si	"p" (B)	10-20		-		BF_2	5	2.10^{15}
Si	"p" (B)	10-20	Ge	10	10^{15}	B^+	0,5	5.10^{15}

TAB. IV.5 – Condition d'implantation des plaques dans le cas de l'expérience à impulsion très longue.

La modification de la durée de l'impulsion laser induit de nombreuses variations sur l'évolution de la température dans le silicium irradié. La première est la modification du seuil de fusion du silicium cristallin.

IV-F.2 Résultats obtenus

Nous avons pour cela calculé l'évolution de la profondeur fondue en fonction de la densité d'énergie laser d'irradiation et pour des délais entre impulsions de 100, 150 et 185 ns. A titre de comparaison, nous avons également reporté les résultats obtenus pour le laser Lambda Physik utilisé à l'IEF (durée d'impulsion de 28 ns) et le laser VEL15 de SOPRA (durée d'impulsion de 180 ns) (figure IV.56). Le seuil de fusion augmente avec la durée de l'impulsion laser comme cela est prévisible. Cependant la pente de l'évolution de la profondeur fondue avec la densité d'énergie laser ne semble pas être modifiée par la durée de l'impulsion laser.

La résistivité surfacique des échantillons traités par laser a été mesurée par la méthode

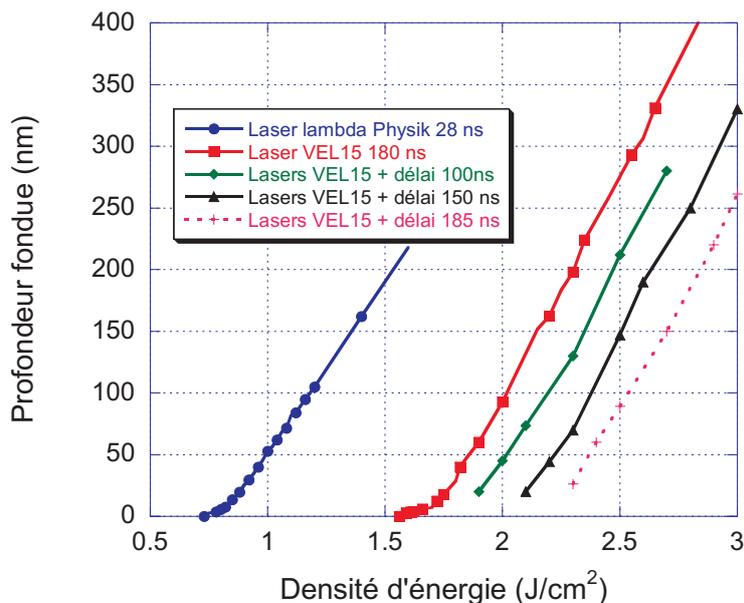


FIG. IV.56 – Évolution calculée de la profondeur fondue en fonction de la durée de l'impulsion laser.

des 4 pointes. Les résultats obtenus avec l'échantillon préalablement préamorphisé au germanium et implanté au bore ($0,5 \text{ keV}$, $5 \cdot 10^{15} \text{ at/cm}^2$) sont représentés sur la figure IV.57. Les résultats préalablement obtenus avec les lasers de l'IEF et de SOPRA y sont également représentés. Les valeurs de résistivité mesurées tiennent compte de la correction induite par la taille géométrique du spot laser pour les échantillons recuits avec le laser de l'IEF.

Les valeurs minimales de résistivité obtenues sont très faibles : entre 35 et 50 ohm/\square . Ces faibles valeurs témoignent de la très bonne activation de la couche dopée, quelle que soit la durée de l'impulsion laser. Avec une impulsion laser double, donc très longue, les résistivités semblent être plus élevées. Ces différences peuvent être dues à la durée de l'impulsion elle-même, qui modifie la dynamique de fusion et de solidification de la couche recuite. Le seuil de fusion augmentant avec la durée d'impulsion, il est également possible que les densités d'énergie employées ne suffisent pas à activer l'ensemble de la couche implantée.

Sur la figure IV.58 sont représentés les profils de bore obtenus dans le cas de recuits avec retard, entre les deux lasers, de 150 ns et 200 ns. Nous avons également reporté les valeurs des résistivités surfaciques. Pour les faibles densités d'énergie laser, les profils de dopants de bore sont similaires aux profils obtenus après implantation.

Pour les densités d'énergie plus élevées, il y a fusion de la couche, et les profils de bore obtenus sont très abrupts, avec des pentes de l'ordre de 5 nm/décade, c'est-à-dire des valeurs similaires à celles obtenues avec des impulsions lasers plus courtes.

Les mesures de réflectivité transitoire indiquent que le seuil de fusion se situe vers $2,7 \text{ J/cm}^2$, avec un retard de 150 ns entre impulsions. Les profils de dopants sont alors similaires aux profils après implantation. Pour les densités d'énergie plus élevées, il y a fusion de la couche superficielle. Les dopants sont répartis dans la zone fondue et on obtient des profils de bore et de germanium carrés et abrupts pour les densités d'énergie laser de 3,25 et 3,7 J/cm^2 .

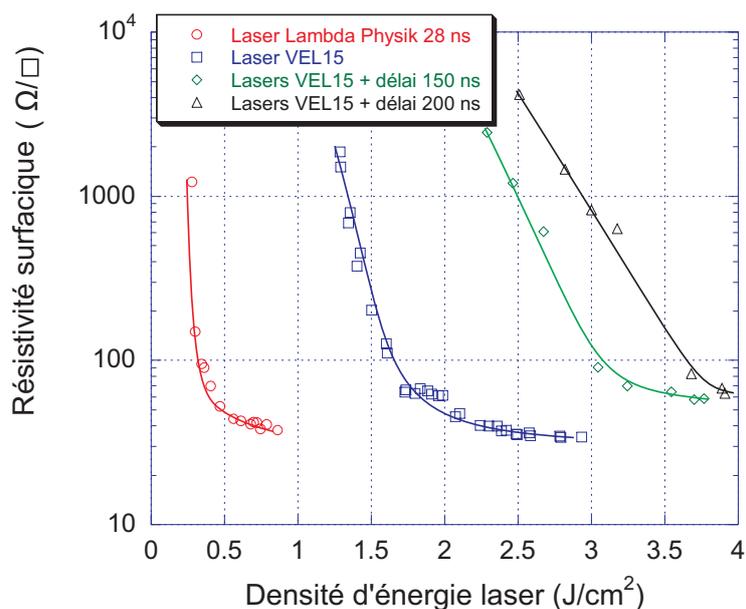


FIG. IV.57 – Influence de la durée de l'impulsion laser sur la résistivité surfacique mesurée par la technique des 4 pointes.

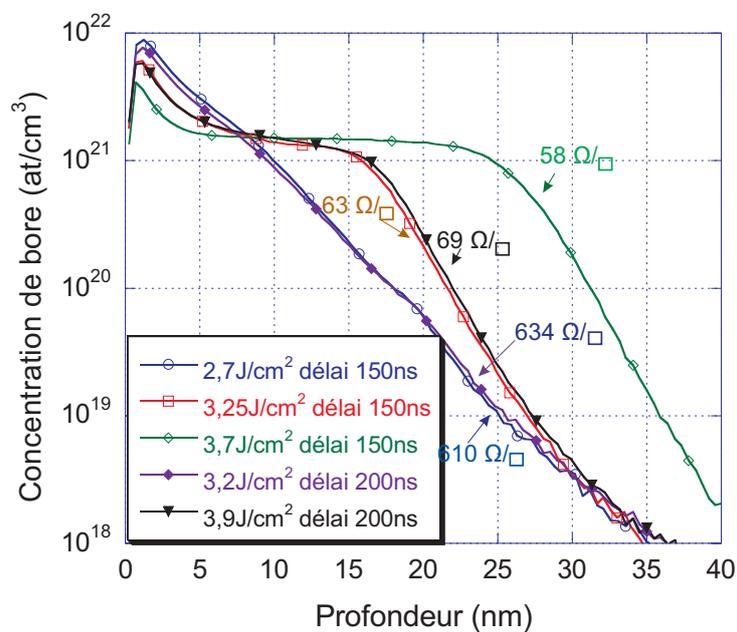


FIG. IV.58 – Profils SIMS de bore sur des échantillons préamorphisés (Ge^+ , 10 keV, 10^{15} at/cm 2) et implantés au bore (B^+ , 0,5 keV, $5 \cdot 10^{15}$ at/cm 2) obtenus lors des expériences de LTP avec des impulsions très longues.

IV-F.3 Discussion

Les résultats obtenus sur les couches implantées ont permis de vérifier que les propriétés des ces couches sont similaires aux couches déjà obtenues avec un seul laser VEL15. Toutefois, une impulsion laser plus longue permet de diminuer les gradients de température et les vitesses des fronts de fusion et de solidification. Elle possède des rampes thermiques moins agressives permettant une activation en dessous du seuil de fusion, tout en gardant les bénéfices d'une impulsion laser de durée inférieure à la microseconde. On notera que le meilleur taux d'activation reste celui produit par une impulsion à 200 ns que délivre un seul laser VEL15.

IV-G Dopage par GILD ("Gas Immersion Laser Doping")

IV-G.1 Principe

La technique de l'implantation ionique associée à un recuit thermique est le procédé usuellement utilisé pour doper le silicium en microélectronique.

Il existe cependant d'autres techniques de dopage utilisant une impulsion laser pour doper le silicium. Des études ont montré que l'on peut utiliser un film mince contenant les dopants comme source de dopant. L'irradiation laser induit la fusion du silicium sous-jacent et permet la diffusion des dopants contenu dans le film mince vers le silicium. On parle de Spin-On Doping [BESI-VETRELLA98, COUTANSON04]. Dans le même principe, une autre solution présentée par Stuck [STUCK81] est de placer l'échantillon à doper dans une solution liquide contenant des dopants. On utilise pour cela un liquide organique dopé tel que le trichlorure d'antimoine (SbCl_3) en solution dans de l'éthanol ou du tributyl phosphate ($\text{C}_{12}\text{H}_{27}\text{O}_4\text{P}$).

La dernière solution que nous avons étudié est le GILD pour "Gas Immersion Laser Doping". Cette technique consiste à amener des dopants sous forme gazeuse. L'irradiation laser va permettre de fondre le silicium et induire la diffusion des dopants dans la zone fondue [FOULON89].

Les expériences de GILD ont été effectuées à l'IEF essentiellement dans le cadre de la thèse de G. Kerrien [KERRIEN04, KERRIEN04a, HERNANDEZ03]. Nous présenterons ici l'essentiel des résultats obtenus.

L'échantillon à doper est placé dans le bâti expérimental sous vide (pression minimale de 10^{-7} mbar). On utilise du silicium vierge de résistivité comprise entre 3 et 6 $\Omega\cdot\text{cm}$. Avant chaque expérience de dopage par GILD, l'échantillon subit un nettoyage classique préalable, puis est trempé dans une solution d'acide fluorhydrique afin de débarrasser l'échantillon de l'oxyde natif présent en surface. Cette étape est importante car elle conditionne la répétabilité des expériences et l'efficacité du procédé. En effet, il est important que la surface de l'échantillon à traiter soit indemne de toute contamination et exempte d'oxyde natif, qui pourrait limiter la diffusion des dopants dans le silicium. L'injection de gaz dopant (BCl_3) est contrôlée par une vanne piezoélectrique pulsée qui permet d'envoyer une très faible quantité de gaz à la surface de l'échantillon. Une partie des molécules de gaz est chimisorbée à la surface de l'échantillon, et le reste est pompé. La quantité de gaz chimisorbé en surface est limitée à une monocouche, ce qui permet un bon contrôle de la quantité de dopants incorporés.

Comme dans le cas du LTP, l'irradiation laser induit la fusion du silicium (sur une profondeur contrôlée par la densité d'énergie laser). Simultanément, une partie des espèces présentes en surface diffuse dans le silicium liquide, l'autre partie étant désorbée et pompée. Un schéma représentatif du GILD est donné sur la figure IV.59. Lors de la resolidification, le silicium est réépitaxié à partir du silicium cristallin sous-jacent, comme dans le cas du LTP en mode de fusion. Les couches dopées sont réalisées à la suite de plusieurs cycles comprenant l'injection de gaz dopants suivie d'un tir laser. Pour atteindre les concentrations en dopants recherchées, on applique de 1 à 200 cycles identiques.

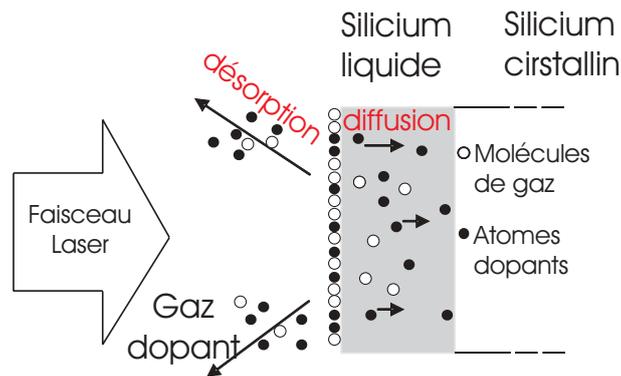


FIG. IV.59 – Principe du GILD.

IV-G.2 Résultats obtenus

Les échantillons dopés par GILD ont été caractérisés en temps réel par la réflectivité transitoire in situ à 675 nm. Des mesures de résistivité surfacique par la méthode des 4 pointes et des profils de bore par SIMS ont complété ces analyses.

Les profils SIMS de bore ont été réalisés au LETI. La figure IV.60 représente trois profils de concentration de bore obtenus pour 50, 100 et 200 tirs laser consécutifs et une même densité d'énergie de 670 mJ/cm². Comme on peut le voir sur cette figure, la technique du GILD permet d'obtenir des profils de dopants carrés et très abrupts, avec de très fortes concentrations en dopants et de très faibles résistivités surfaciques. Le gradient obtenu sur ces mesures de 6 nm/décade est limité dans ce cas à la résolution du SIMS et des conditions d'analyses utilisées (cf. paragraphe IV-C.2). Le coefficient de ségrégation du bore, proche de un, permet d'obtenir une répartition de dopants uniforme dans la zone fondue. Ceci se traduit par le plateau de concentration observé sur les profils SIMS. On note également sur ces profils, l'absence de queue d'implantation induite, en LTP, par l'implantation ionique.

Pour la même densité d'énergie laser, la profondeur de jonction augmente avec le nombre de tirs laser. Ceci est dû à l'incorporation des atomes de bore qui modifie les paramètres thermodynamiques et l'absorption optique du silicium à 308 nm. À l'aide des mesures de réflectivité transitoire, il est possible d'estimer la profondeur fondue lors de chaque tir laser.

Sur la figure IV.61.a est représentée l'évolution de l'épaisseur des jonctions en fonction du nombre de tirs laser. L'évolution de la profondeur est donnée pour deux densités d'énergie différentes. On a également représenté la profondeur fondue déduite des mesures SIMS. On peut ainsi voir que les mesures optiques sont en bon accord avec les résultats du SIMS. Pour la même densité d'énergie laser, le taux d'incorporation de bore par GILD a été mesuré à partir des profils obtenus par SIMS. Comme on peut le voir sur la figure IV.61.b pendant le dopage par GILD, la concentration de bore est proportionnelle au nombre de tirs laser.

Le taux d'incorporation de bore, estimé à partir de ces mesures, est compris entre 10¹³ et 10¹⁴ at/cm² par tir laser et augmente avec la densité d'énergie. Comme dans le cas du LTP, pour un même nombre de tirs laser, l'augmentation de la densité d'énergie laser induit l'augmentation de la profondeur fondue et réduit la résistivité de la couche (figure IV.62).

La technique de dopage par GILD permet d'obtenir des profils très abrupts, avec des

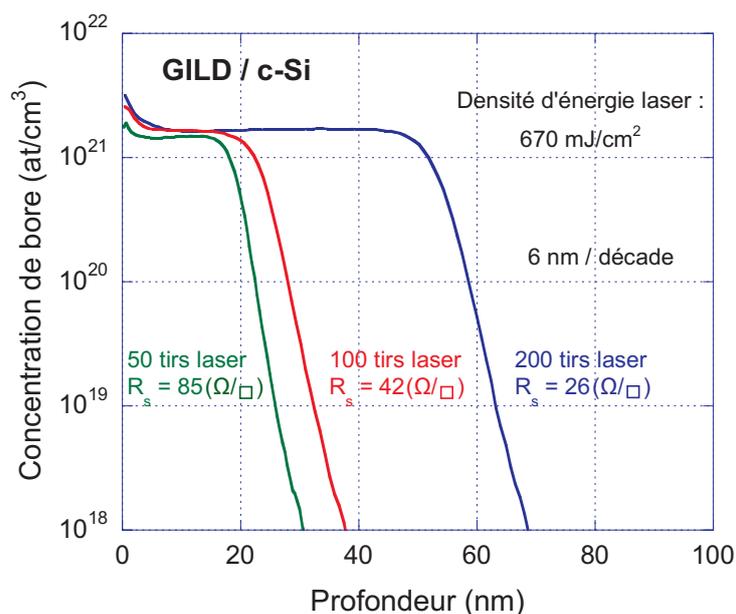


FIG. IV.60 – Profils de bore obtenus par SIMS réalisés sur des couches dopées par GILD pour 50, 100 et 200 tirs à la même densité d'énergie égale à 670 mJ/cm^2 (laser de l'IEF).

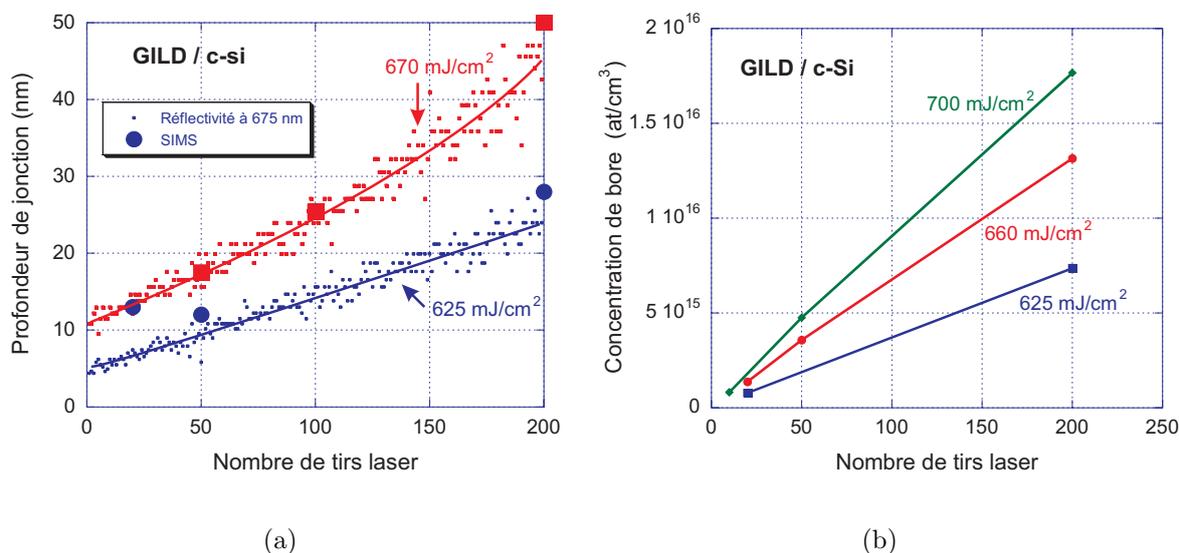


FIG. IV.61 – Évolutions de la profondeur fondue (figure a) et de la concentration de bore incorporée (figure b) obtenues par GILD pour différentes densités d'énergie laser en fonction du nombre de tirs laser (laser de l'IEF).

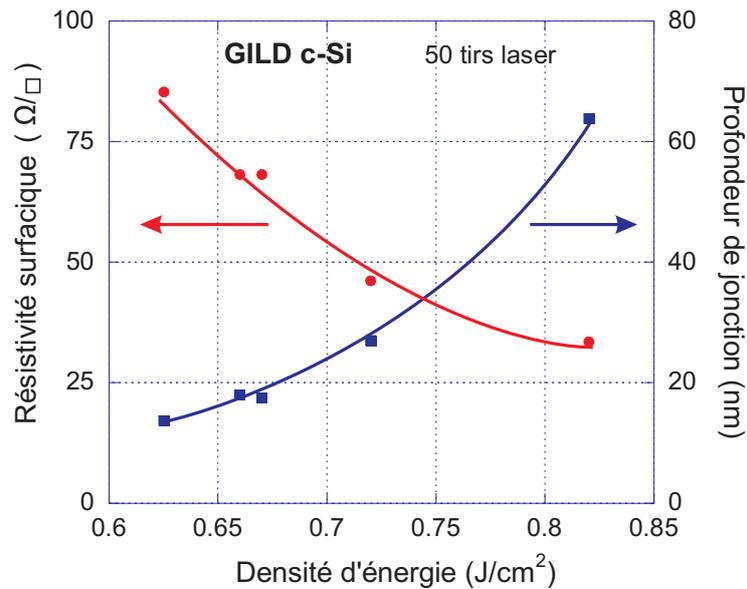


FIG. IV.62 – Évolution de la résistivité surfacique (échelle de gauche) et de la profondeur fondue (échelle de droite) en fonction de la densité d'énergie laser, pour 50 tirs laser consécutifs (laser Lambda Physik de l'IEF).

concentrations très élevées et contrôlées par le nombre de cycles : injection de gaz et irradiation laser. Elle permet d'obtenir des dopages très élevés fonction du nombre de tirs laser, avec de meilleures résistivités que celles obtenues par LTP. Cette technique peut être envisagée en microélectronique puisqu'elle permet de remplacer à la fois les étapes d'implantation ionique et de recuit thermique d'activation. Toutefois, cette technique exige de fonctionner en régime de fusion.

IV-H Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons présenté les résultats expérimentaux de recuits laser de jonctions minces et ultra-minces obtenues sur des plaques de silicium implantées et sans structures. Différents types de substrat et d'implantation ont été caractérisés après recuit par de nombreuses techniques telles que : SIMS, SRP, mesure 4 pointes, ellipsométrie spectroscopique UV et IR, diffraction par rayons X, AFM et TEM. Des mesures de réflectivité transitoire in situ effectuées sur chacun des dispositifs expérimentaux de recuit laser, nous ont permis de contrôler le procédé en déterminant précisément les durées de fusion de surface et le seuil de fusion des couches irradiées.

Les durées de fusion déduites des mesures de réflectivité transitoire et les profondeurs mesurées sur les profils SIMS de bore ont été comparées aux modélisations faites dans le cas 1D. Nous avons pu vérifier le très bon accord entre les mesures et les calculs présentés au chapitre précédent.

Dans le cas du laser SOPRA, à l'aide des mesures de réflectivité, nous avons détecté et qualifié un régime de recristallisation explosive susceptible d'élargir sensiblement la fenêtre de procédé laser lorsque la couche recuite est préamorphisée.

En effet, pour ces couches préamorphisées, l'observation par TEM a permis de confirmer l'existence de différents régimes de fusion en fonction de la densité d'énergie laser. La jonction recuite peut être réépitaxiée et activée à partir du silicium cristallin sous-jacent même lorsque la densité d'énergie laser est inférieure au seuil de fusion du silicium cristallin.

Pour des densités d'énergie proches du seuil de fusion du silicium amorphe, des défauts sont présents dans la couche préalablement amorphe et on observe l'alternance de couches polycristallines et amorphes. La phase polycristalline a été par ailleurs identifiée par des mesures de microscopie AFM avec des valeurs maximales de 16 Å (RMS) vraisemblablement issue des joints de grain du poly-silicium.

La qualité de la cristallinité des couches recuites par LTP avec le laser SOPRA, a pu être vérifiée par diffraction X en corrélation avec les observations TEM.

Les caractérisations des profils de dopants par SIMS et SRP ont montré le caractère fortement abrupt des profils de bore obtenu avec le laser de SOPRA et de l'IEF. Le gradient latéral des profils de dopant obtenu lors d'un recuit par impulsion laser à excimère est d'environ 2 nm/décade. Les taux d'activation du bore déduits des mesures 4 pointes des profils SIMS et SRP ont atteint des valeurs dépassant 60% en phase liquide pour des recuits avec chacun des lasers de l'IEF et de SOPRA.

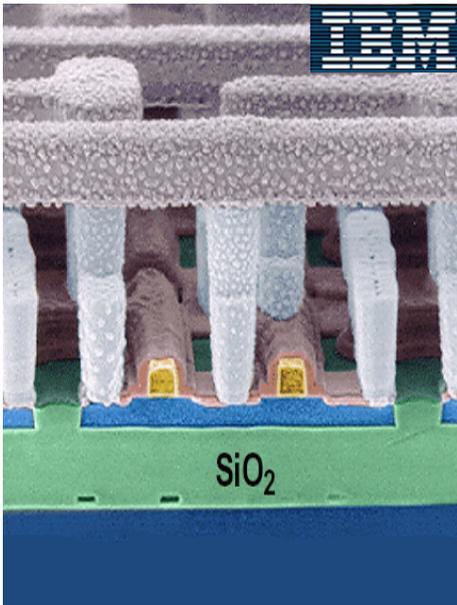
Nous avons étudié l'influence de la durée de l'impulsion laser sur la qualité d'activation des dopants. Pour l'impulsion de 200 ns du laser SOPRA, nous avons mis en évidence un régime d'activation sans fusion de la jonction (régime "sub-melt") qui permet d'obtenir des résistivités inférieures aux valeurs requises par l'ITRS pour les futurs nœuds technologiques. Dans ce régime, les profils SIMS sont identiques aux profils avant recuit, c'est à dire sans diffusion des dopants. Une expérience réalisée à l'aide de deux lasers VEL15 synchronisés, délivrant une impulsion ajustable jusqu'à 400 ns, a montré qu'une durée supérieure à 200 ns ne joue pas un rôle significatif sur les propriétés électriques des jonctions obtenues.

D'autres procédés d'implantations et types de substrats ont été recuits et caractérisés. Une collaboration avec la société IBS nous a permis de bénéficier de substrats de silicium implantés à très faible énergie, avec des profils d'implantation inférieurs à 10 nm. Les mesures de résistivité surfacique obtenues après recuit avec le laser SOPRA sont jusqu'à cinq

fois plus faibles que celles obtenues par recuit RTP. Des tests effectués sur des substrats de SOI ont été caractérisés avec des profils SIMS associés à des mesures de résistivité surfacique obtenues par ellipsométrie infra-rouge et par mesure 4 pointes. Ces mesures ont montré des profils très abrupts, similaires à ceux obtenus sur les substrats de silicium et des résistivités très faibles.

Enfin, le dopage par GILD a également été testé à l'IEF. Cette technique, qui incorpore et active simultanément les atomes dopants déposés et chimisorbés préalablement en surface, est le procédé laser qui permet d'obtenir les plus fortes concentrations de dopant actifs, soit 10^{14} bore/cm² par tir laser et 10^{21} bore/cm³.

Les résultats de ce chapitre mettent en évidence les différentes fenêtres de procédé de recuit laser accessibles, en fonction des substrats et des différents pré-procédés d'implantation. A partir des excellentes caractéristiques des couches activées par recuit laser, nous avons étudié l'intégration du procédé pour la réalisation des extensions de la source et du drain de dispositifs MOSFET. Ce travail fait l'objet du chapitre suivant.



Chapitre V

Intégration du procédé laser pour la réalisation des extensions MOSFET

V-A Introduction

Dans le chapitre précédent, nous avons montré le bénéfice du recuit et du dopage par laser pour réaliser des jonctions fines, abruptes et fortement dopées. Le LTP est actuellement l'une des techniques permettant d'obtenir des jonctions ultra-minces avec des propriétés structurales et électriques répondant aux spécifications de l'ITRS pour le nœud technologique 45 nm et en deçà. L'enjeu majeur de la technique de recuit et du dopage par laser est l'intégration du procédé dans les étapes technologiques de fabrication du MOSFET.

V-A.1 Problèmes liés au recuit laser de structures MOSFET

L'intégration du procédé du LTP et du GILD pour la réalisation des extensions source et drain du MOSFET a été étudiée au cours de ce travail. Nous avons vu que les recuits thermiques qui suivent le recuit laser et pouvant intervenir lors d'étapes ultérieures de fabrication, doivent avoir des budgets thermiques suffisamment faibles pour préserver les propriétés des couches dopées par LTP ou GILD (§IV-E). De même, les problèmes liés à la structure géométrique 3D du transistor et des dispositifs réalisés peuvent avoir des conséquences importantes comme nous l'avons vu dans le chapitre dédié aux simulations numériques (chap.III).

En régime de fusion, plusieurs problèmes sont identifiés. En effet, le recuit par laser doit :

- préserver l'intégrité de la grille du MOSFET, notamment éviter que la grille se déforme en raison de la très haute température atteinte (figure V.1, zone a),
- minimiser la diffusion latérale sous la grille du MOSFET, au risque de court-circuiter la source et le drain du transistor (figure V.1, zone b),
- préserver l'oxyde de grille, afin qu'il puisse jouer correctement son rôle d'isolant (minimiser le courant de fuite de grille) (figure V.1, zone c),

- éviter la diffusion des dopants en dessous des tranchées d’isolations STI (“Shallow Trench Isolation”), ce qui peut conduire à des défauts d’isolement entre deux transistors voisins (figure V.1, zone d).

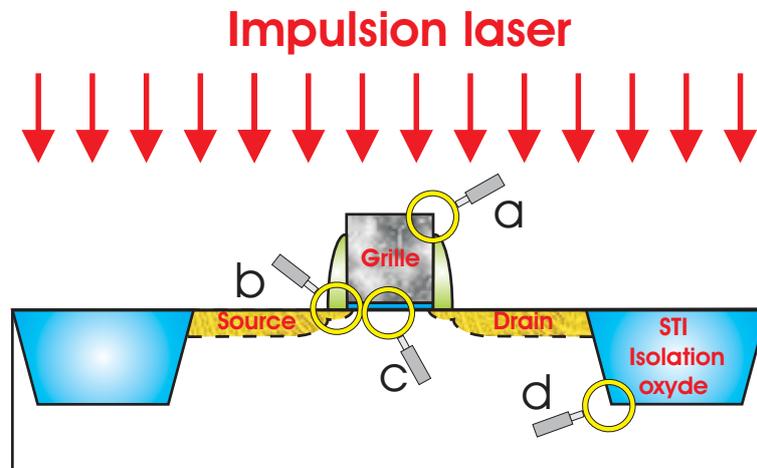


FIG. V.1 – Zones sensibles de la structure MOSFET lors de l’irradiation laser.

A ces différents points sensibles, s’ajoutent les phénomènes de diffraction liés à la cohérence du laser, bien qu’elle soit faible dans le cas des lasers à excimère. Ceci rend difficile la prévision des effets induits par l’irradiation laser sans l’utilisation de simulations optiques et thermiques.

V-A.2 Solutions et élargissement de la fenêtre de procédé laser

V-A.2.a Régime sans fusion

Une des particularités fondamentales du laser SOPRA, par rapport aux lasers habituels, comme celui de l’IEF, est sa durée d’impulsion. Grâce à cette impulsion longue, le laser SOPRA permet un régime d’activation sans fusion (“sub-melt”). Nous avons vu que ce mode de recuit est d’autant plus efficace, qu’il y a peu de défauts après implantation. En effet, dans le cas d’une couche préamorphisée, par exemple, l’activation de dopants en régime sans fusion est moins efficace (cf. § IV-C.1.c).

Dans le cas d’implantation sans préamorphisation, on peut envisager d’utiliser ce régime d’activation sans fusion pour la réalisation des extensions de la source et du drain du transistor. L’avantage est de pouvoir activer les jonctions sans risquer la fusion de la grille du MOSFET. Nous avons vu par exemple, sur la figure IV.12, que l’on commence à activer les zones irradiées, environ 200 mJ/cm^2 en dessous du seuil de fusion. Cet écart semble augmenter avec le nombre de tirs laser. Cette fenêtre de recuit permet d’activer partiellement les dopants des source et drain en atténuant les conséquences du confinement thermique dans la grille. Cependant, ce confinement de la chaleur dans la grille d’une structure de type MOSFET dépend de nombreux paramètres, difficiles à prendre en compte simultanément. Elle dépend de ses dimensions et des phénomènes de diffraction mis en jeu. Toutefois, comme nous le verrons plus tard, la fusion de la grille ne signifie pas obligatoirement sa détérioration.

V-A.2.b Utilisation de couches amorphes

Une autre possibilité est d'utiliser les propriétés thermiques du silicium amorphe. En effet, la température de fusion du silicium amorphe est inférieure de 250°C à celle du silicium cristallin [WEBBER83, DONOVAN83]. En amorphisant les extensions de source et drain, on peut limiter la fusion à ces zones tant que la densité d'énergie laser est supérieure au seuil de fusion du silicium amorphe et inférieure au seuil de fusion du silicium cristallin (cf. chapitre III). Dans ce cas, on évite également la diffusion des dopants sous la grille et l'épaisseur de la jonction est déterminée par l'épaisseur de la couche de silicium amorphe. Cette épaisseur est parfaitement contrôlable par implantation ionique.

V-A.2.c Couches réfléchrices et anti-réfléchrices

On peut également protéger les zones qui doivent rester intactes, en déposant un matériau qui diminue l'énergie absorbée par la grille. Ce matériau doit augmenter la réflexion de la lumière laser incidente sur le haut de la grille, tandis qu'un autre matériau, déposé au dessus des source et drain, doit au contraire, diminuer la réflexion. Ces effets combinés permettent d'augmenter la fenêtre de procédé du recuit par laser en évitant la fusion de la grille, tout en activant les dopants de la source et du drain.

V-A.2.d Autres solutions envisageables

Tous ces différents points ont été testés au cours de notre étude. Nous allons par la suite en présenter les résultats et en débattre. Mais il reste encore d'autres solutions envisageables et à étudier. L'utilisation, par exemple, de grilles métalliques, très étudiées actuellement, permettrait de disposer d'un fort coefficient de réflexion et de températures de fusion plus élevées, ce qui serait favorable à un recuit laser.

De nombreux matériaux de grille, basés sur des alliages de métaux ou alliages nitrurés ou siliciurés ont été envisagés tel que : TiN, TiSi₂, Ta, TaN, TaSi₂, W, CoSi₂, PtSi,... [CHOW85, MURARKA80].

Cependant, le choix du matériau de grille le mieux adapté à la technologie CMOS est encore discuté [TAVEL03].

L'utilisation de substrats de SOI, déjà évoquée dans le chapitre dédié aux simulations thermiques (figure III.28) permet, grâce à la présence de la couche d'oxyde enterrée, de diminuer les effets négatifs du confinement de la chaleur dans la grille. Avec des épaisseurs d'oxyde et de silicium adéquates, on pourrait éviter la fusion de la grille du MOSFET pendant le recuit laser.

Certaines de ces solutions ont été testées au cours de ce travail, et restent à développer et à optimiser, si nécessaire, dans des travaux futurs.

V-A.3 Modules de tests

Afin de caractériser une technologie, le LETI a conçu plus de trois cents modules différents contenant des dispositifs à usage spécifique et précis. Chacun de ces modules permet d'évaluer et tester les transistors selon leur réalisation, et de vérifier et caractériser les paramètres des technologies de fabrication employées. On peut citer par exemple des modules de type diodes, transistors isolés, transistors denses, mémoires, etc... Il existe également des modules plus spécifiques pour les observations par microscopie électronique à balayage et en transmission (modules MEB et TEM) et des modules de mesure de

grandeurs physiques (dimensions, résistivités, épaisseurs, ...). Nous avons, dans un premier temps, étudié et observé les modules MEB et TEM qui ont permis de vérifier les différents points critiques du MOSFET décrits précédemment.

Les modules MEB et TEM sont constitués de structures de type MOSFET. Ce sont des séries de très larges (quelques mm) "grilles" de transistors, parallèles, couvrant toute une gamme de longueurs (de 40 nm à 10 μm) et d'espacements (de 150 nm à 1 μm). Certaines de ces lignes sont déposées sur des canaux d'isolation en oxyde de silicium (type STI). Différentes vues obtenues au microscope optique et au microscope électronique à balayage sont données sur les figures V.2 a, b et c. Sur l'image V.2.c, réalisée au microscope électronique à balayage, on peut voir les isolations en SiO_2 (type STI) et les structures de type "grille" de transistor déposées sur le substrat de silicium et les isolations.

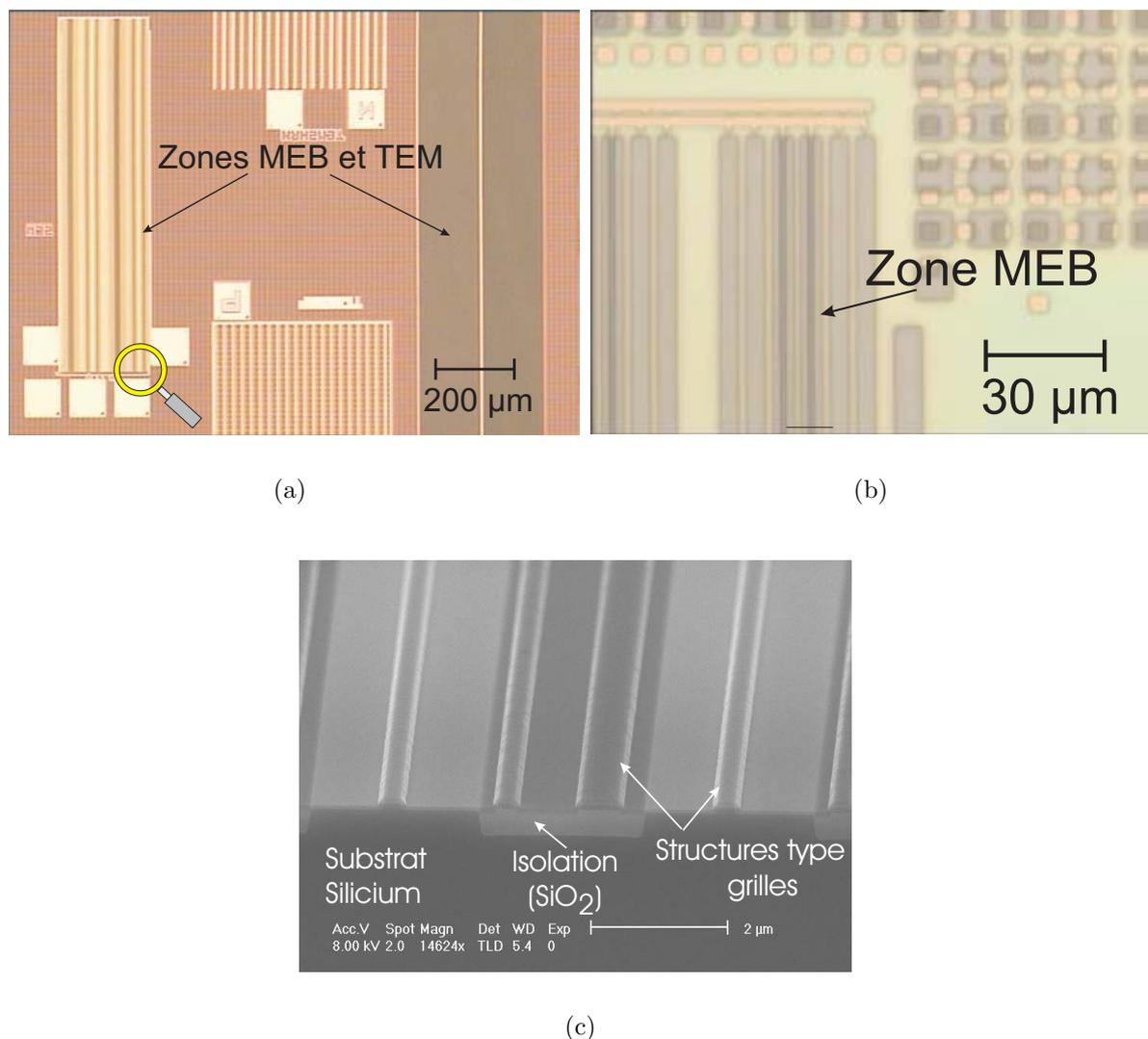


FIG. V.2 – Observation des zones MEB et TEM au microscope optique (a (vue générale) et b (zoom)) et au microscope électronique à balayage (c).

V-B Réintroduction des plaques traitées en salle blanche et problèmes liés à la contamination

Le recuit laser LTP est l'une des dernières étapes de fabrication du transistor en "front end". Après la réalisation des extensions de la source et du drain, sont réalisés les contacts et les interconnexions entre les transistors. Actuellement, les lasers que nous avons utilisés ne sont pas en salle blanche. Il faut donc, après traitement LTP, que les plaques traitées soient réintroduites dans les salles blanches du LETI. Ce problème se présente souvent en microélectronique, lorsqu'un nouvel équipement est testé chez un équipementier à l'extérieur des salles blanches. Le LETI y est donc bien préparé. Il faut pour cela prendre le maximum de précautions afin de ne pas contaminer les plaques à traiter par des poussières qui pourraient en perturber ou compromettre le fonctionnement. Elles ne doivent pas non plus constituer une source de contamination chimique pour les équipements et les autres plaques lors de leur réintroduction en salle blanche. Une procédure de manipulation, de conditionnement et de traitement strictes a ainsi été instaurée. Seules les plaques traitées à SOPRA ont été réintroduites en salle blanche. En effet, l'équipement de dopage laser de l'IEF ne permet pas pour l'instant, de traiter des substrats de silicium de 8 pouces.

V-B.1 Précautions de manipulation et conditions expérimentales

En premier lieu, la chambre de traitement, dans laquelle les recuits laser ont été réalisés, a été placée sous hotte à flux laminaire. On pourra se reporter au paragraphe II-C.3 dans lequel le dispositif expérimental utilisé à SOPRA a été décrit. L'ouverture de la boîte contenant les échantillons, la manipulation et l'irradiation dans la chambre des substrats de silicium ont toujours été réalisées sous cette hotte en fonctionnement continu. Les filtres ont été changés à intervalles réguliers afin de se placer dans des conditions optimales et semblables tout au long des nombreuses expériences qui ont été faites durant ce travail de thèse. La manipulation des substrats est réalisée avec une prépipette sous vide, type salle blanche.

Le traitement des échantillons a été réalisé sous atmosphère de gaz neutre (argon). Avant chaque série de tirs, ont été réalisés trois cycles de pompage (à l'aide d'une pompe à vide sèche) et rinçage au gaz neutre. La présence d'une couche d'oxyde natif lors du traitement par laser, lors du nettoyage chimique au LETI, de protéger la surface de la plupart des contaminations.

D'autre part, l'utilisation d'une couche encapsulante transparente à l'ultra-violet, comme l'oxyde de silicium, qui, lors de son retrait, permettrait d'éliminer les éventuelles particules contaminantes présentes en surface. Les étapes de retrait ou de nettoyage de la couche encapsulante, ne doivent pas être trop agressives pour le silicium dopé. L'épaisseur de silicium gravé, lors de cette opération, doit être faible afin de garder intactes les propriétés des jonctions très fines que l'on souhaite réaliser par laser et dont la profondeur est proche de la dizaine de nanomètres.

V-B.2 Mesures de la contamination

Différentes plaques de silicium vierges ont été traitées afin d'évaluer la contamination induite par la chambre de traitement, le porte substrat, et le traitement laser lui-même. Le recuit a été effectué sous différentes conditions (sous vide, sous pression atmosphérique ou sous flux continu de gaz neutre) pour déterminer leurs influences sur la contamination.

Les tests de contamination ont été faits à la fois sur la face arrière de la plaque (particules et métaux venant du contact avec le porte substrat) et sur la face avant (contamination venant de l'atmosphère ambiante et du traitement laser).

Les mesures de contamination et les essais de nettoyage ont été effectués au LETI sur des plaques traitées par LTP à SOPRA : mesures de contamination métallique par TXRF (Total X-ray Reflection Fluorescence), par VPD-AAS (Vapor Phase Decomposition Atomic Absorption Spectroscopy) et par VPD-ICPMS (Inductively Coupled Plasma Mass Spectrometry). La mesure de TXRF consiste à réaliser des points de mesure (33 points généralement) sur l'ensemble de la plaque. Elle permet d'obtenir des informations localisées et quantitatives sur les éléments contaminants (on peut détecter par exemple la présence des éléments S, Cl, K, Ca, Ti, Cr, Fe, Co, Ni, Cu, Zn, W, Ag).

Les techniques de VPD consistent à dissoudre l'oxyde de silicium du substrat à l'aide d'une solution à base d'acide fluoridrique et à analyser la pellicule formée en surface du substrat par AAS ou ICPMS en fonction des éléments recherchés. Ces techniques permettent, quant à elles, d'avoir une valeur moyennée sur l'ensemble du substrat, et non plus des mesures localisées. Cette technique est complémentaire à la mesure TXRF et analyse la contamination métallique (éléments généralement analysés : Ca, Cr, Fe, Ni, Cu, Zn, Na, Al).

V-B.3 Analyse des résultats

Le résultat des analyses effectuées montre un niveau de contamination en fer de quelques 10^{11} at/cm², le niveau des autres métaux (Ni, Co, Cu, Cr, Zn ...) restant inférieur ou égal à 10^{11} at/cm² (figure V.3). Cette contamination nécessitera un nettoyage adapté. La contamination la plus importante a été relevée pour une plaque de silicium qui a uniquement été placée dans la chambre de traitement, avec trois cycles de nettoyage (c-à-d trois cycles successif de pompage et remplissage avec du gaz neutre (argon ou azote) de la chambre de traitement (cf. §II-C.3) mais sans traitement laser. Pour toutes les autres plaques, traitées par laser, les niveaux de contamination sont généralement inférieurs à 10^{11} at/cm².

On sait que l'une des applications potentielles des lasers est le nettoyage de surface. En effet, l'onde de choc générée par l'impulsion laser peut induire la projection des particules contaminantes présentes en surface de l'échantillon traité [TAM92, ARRONTE02]. Ceci peut expliquer cette différence en terme de contamination. On remarque également que c'est lors du traitement des plaques sous flux continu, que la contamination est minimale. On peut penser que l'effet cumulé du traitement laser ainsi que le flux de gaz continu peut faciliter le nettoyage du substrat de silicium. A partir de ces constatations, nous avons décidé que les échantillons seraient systématiquement traités sous flux continu. Le seuil limite généralement admis au LETI pour la réintroduction des plaques en salle blanche est de l'ordre de 10^{12} at/cm² (plus ou moins élevée en fonction de l'élément contaminant). Généralement un équipement en salle blanche génère une contamination comprise entre 10^9 et 10^{10} at/cm².

V-B.4 Seconde campagne de mesure

Au vu des niveaux de contamination relativement élevés, et après avoir instauré des conditions de manipulation plus strictes, nous avons procédé à une nouvelle étude de contamination. En particulier, nous avons choisi d'installer un filtre à particules entre la

bouteille de gaz comprimé d'argon et l'entrée de la chambre (filtre Millipore WaveGard Iif-micro). Ce filtre permet d'arrêter toutes les particules de diamètre supérieur à 30 nm.

Les résultats des nouvelles mesures de contamination TXRF ont permis de vérifier l'efficacité du filtre particulaire et de diminuer cette source de contamination. Comme le montre la figure V.4, les mesures faites en face arrière sur des substrats traités mettent en évidence une nette diminution des particules métalliques. Ces concentrations se situent en dessous de 10^{11} at/cm² pour une majorité d'éléments métalliques analysés.

Des cartographies de particules présentes à la surface de la plaque ont été effectuées sur un équipement KLA SURFSCAN au LETI. Cet outil permet de cartographier et comptabiliser les particules de taille supérieure à 0,16 μ m de diamètre. Cet équipement, basé sur la diffraction d'un faisceau laser incident, ne permet pas de donner la nature des particules présentes en surface du substrat. Les plaques envoyées pour les essais de contamination avaient toutes été testées : elles avaient moins de cinq particules de plus de 0,2 μ m. Une plaquette témoin, restée dans la boîte, permet de contrôler les contaminations dues à l'environnement de l'expérience (transport des plaques, ouverture de la boîte à SOPRA, ...). Cette plaque, au retour de l'expérience, présente environ 110 particules de plus de 0,2 μ m. Par contre, les autres plaques traitées par LTP dans la chambre de traitement ont de 1000 à 20000 particules.

V-B.5 Nettoyages chimiques

Les nettoyages chimiques ont été réalisés au LETI à l'aide de deux programmes bien spécifiques. Le premier, réalisé sur une paillasse chimique, avait pour but d'éliminer la majeure partie des particules métalliques. On a utilisé pour cela le programme de nettoyage "SC2" ("Standard Clean 2"). Cette solution chimique est composée de HCl, H₂O₂ et H₂O dans les proportions 1/1/10. Le nettoyage est effectué à température ambiante. Puis un second nettoyage a été réalisé sur une machine ultra-propre entièrement automatisée. L'équipement GAMA 1 Sub-Micron System (SMS) de la société Akiron est une machine de type immersion constituée d'un ensemble de modules comprenant des bains de nettoyage de compositions chimiques diverses. Le programme DDC2 a été utilisé. Les bains de nettoyage dans lesquels les plaques sont plongées, sont composés de solutions de HF, HCl et de H₂O à température ambiante.

Après nettoyage, le nombre de particules restantes était compris entre 25 et 4000, révélant ainsi son efficacité.

Sur une plaque traitée sous flux continu d'argon (figure V.5), on observe les impacts du laser, considérée par le SURFSCAN comme des zones rugueuses (haze). Le nombre de particules après LTP est supérieur à 3700, mais après un nettoyage de type SC2, puis DDC2, ce nombre descend en dessous de 3000.

Par contre, ce genre de nettoyage consomme légèrement le silicium de la surface (quelques Å), donc une partie des dopants actifs. Dans le cas où l'on opterait pour l'utilisation d'une couche encapsulante, la consommation due au nettoyage ne serait plus alors un problème et le nombre de particules restantes devrait être négligeable. Cette deuxième solution a été choisie pour pallier à ce problème. Cette couche encapsulante a également joué le rôle de couche réflectrice et anti-réflectrice, comme on le verra au paragraphe §V-D.

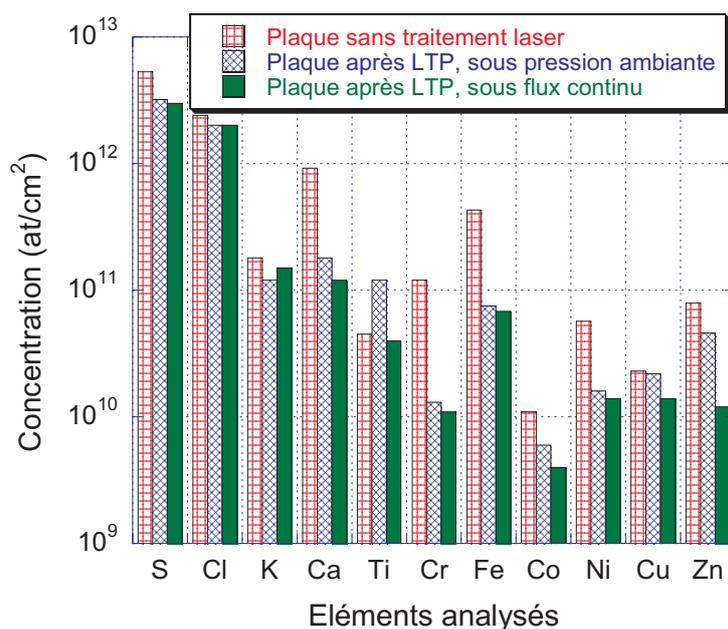


FIG. V.3 – Mesures TXRF réalisées sous différentes conditions expérimentales de recuit (laser SOPRA).

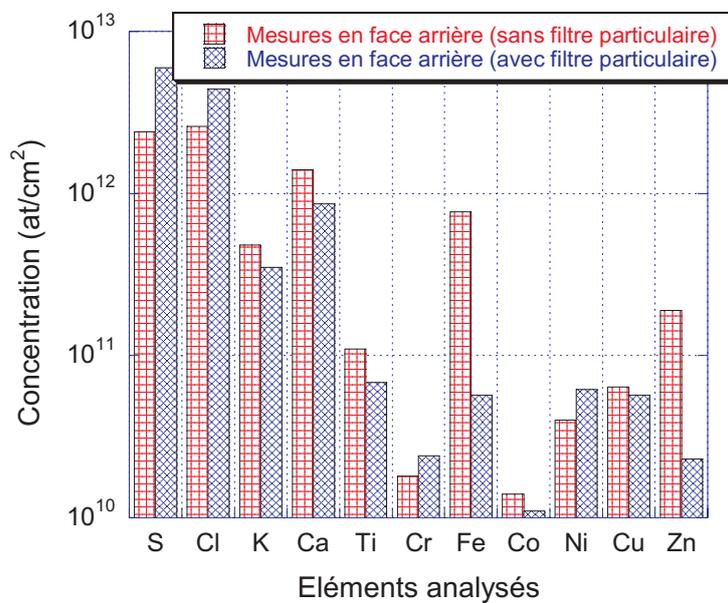
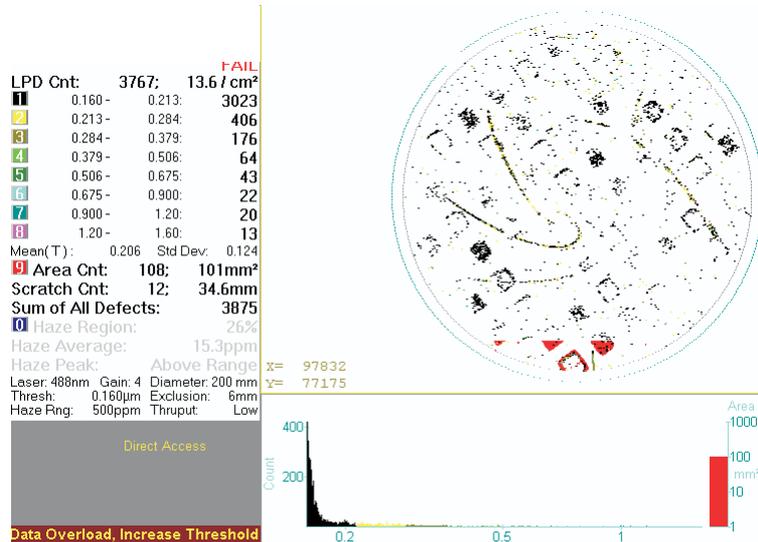
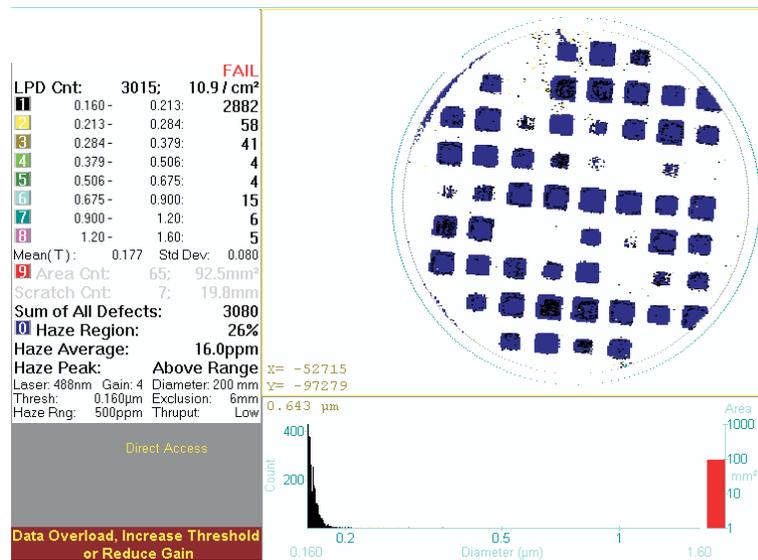


FIG. V.4 – Mesures TXRF réalisées après traitement laser avec et sans filtre particulaire sur la ligne de gaz (laser SOPRA).



(a)



(b)

FIG. V.5 – Cartographie par mesure SURFSCAN d’une plaque traitée sous flux continu d’argon lors d’un recuit LTP, avant (a) et après (b) nettoyage (laser SOPRA).

V-C Tests de LTP sur des structures nues

V-C.1 Observations avant recuit

Des structures de type "MEB", traitées par recuit laser à SOPRA, ont été observées au MEB Philips à haute résolution installé à l'IEF et sur les MEB Toshiba 4000 et 4100 installés au LETI.

Lors des observations en coupe au MEB, il est important de cliver l'échantillon peu de temps avant l'introduction dans le microscope électronique à balayage, afin d'éviter la contamination de l'échantillon à observer.

Les puces réalisées par le LETI ont été recuites à différentes densités d'énergie avec le laser SOPRA. La surface d'irradiation de plusieurs centimètres carrés du spot du laser SOPRA permet de recuire une puce entière à chaque tir laser. Suite à ces recuits, les zones MEB et TEM ont été observées en vue de dessus et en coupe. La figure V.6, représente différentes structures de type grille de transistor de différentes longueurs et espacements. On y remarque les grilles en polysilicium et leurs espaceurs. Le diélectrique de grille a une épaisseur de 1,2 nm.

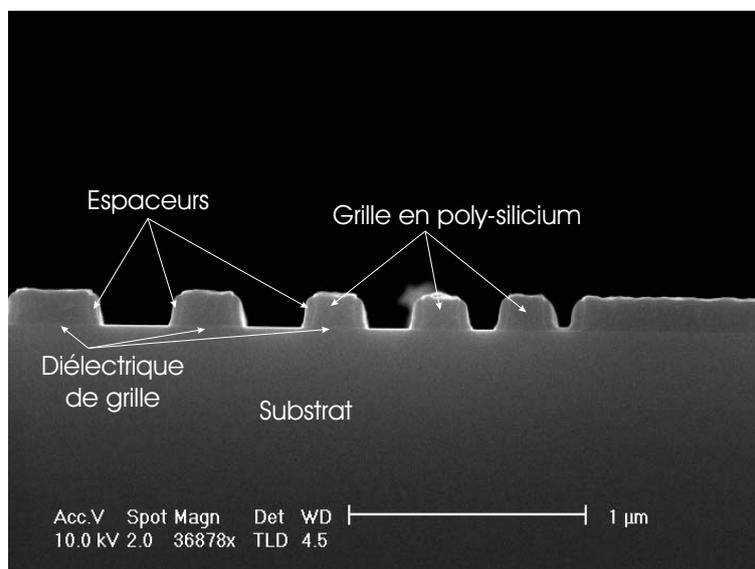


FIG. V.6 – Structures observées au microscope électronique à balayage sur les zones MEB-TEM sur un échantillon non recuit pour des longueurs de grille variant de 100 nm à 1 μm .

V-C.2 Observations après recuit

Sur les échantillons recuits, on remarque qu'après le traitement laser les grilles sont intactes (figures V.7.a.b.c). On note toutefois l'apparition de légères protubérances au sommet des grilles pour des densités d'énergie au delà du seuil de fusion. Ce phénomène observé à la surface de la grille est attribué à la fusion du polysilicium dont la taille de grains est modifiée par le processus de fusion/solidification. C'est ce qu'on peut observer lors du recuit laser de silicium amorphe sur verre pour la réalisation de transistors de type TFT ("Thin Film Transistor") [FOGARASSY01]. La nature de l'atmosphère de travail, lors des traitements, peut également accentuer ce phénomène [MARMORSTEIN97,

VOUTSAS99].

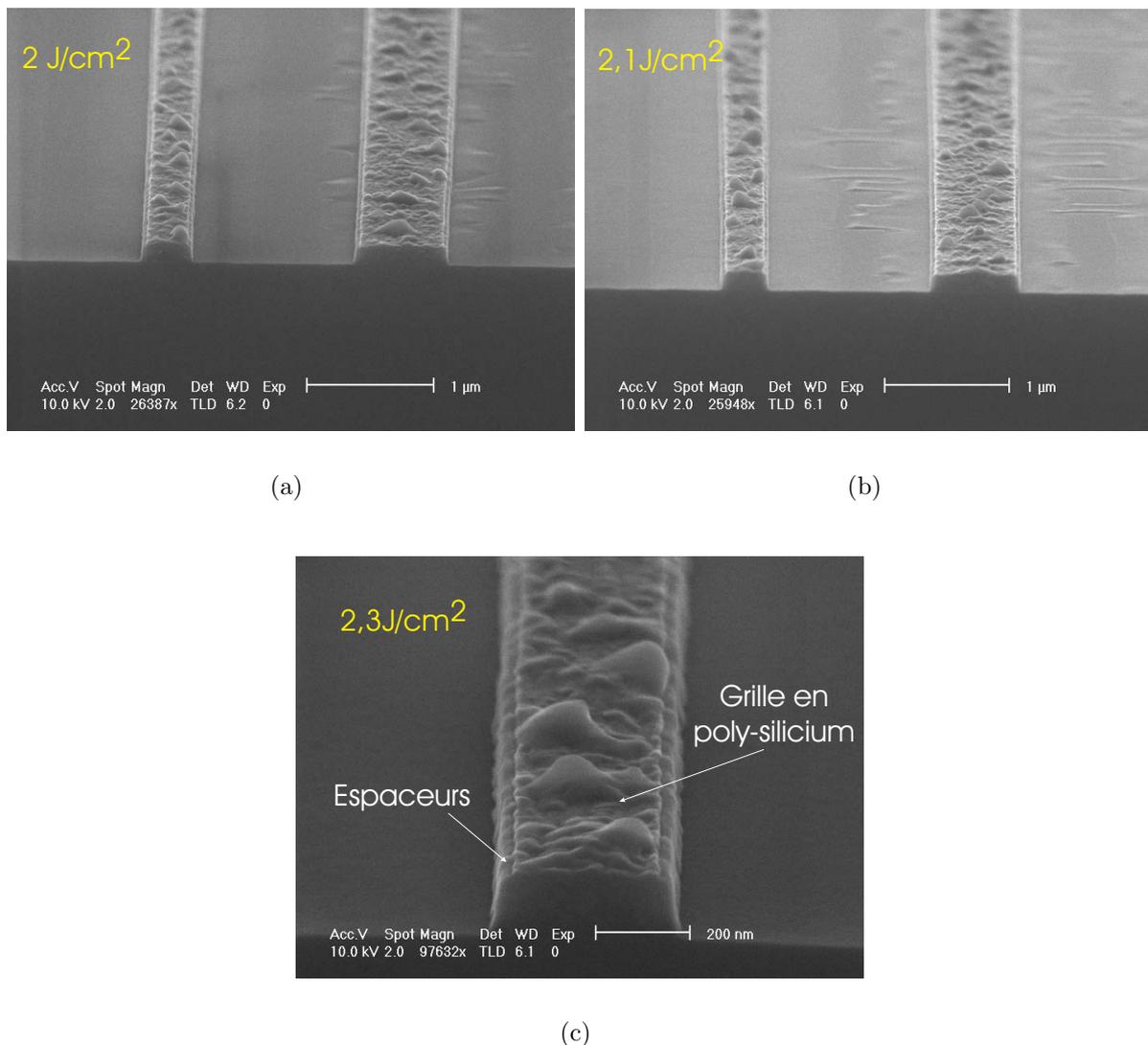


FIG. V.7 – Structures observées au microscope électronique à balayage sur les zones MEB-TEM sur un échantillon recuit à 2 J/cm^2 (a), $2,1 \text{ J/cm}^2$ (b) et $2,3 \text{ J/cm}^2$ (c) (laser SOPRA).

La figure V.7.c montre qu'à une densité d'énergie de $2,3 \text{ J/cm}^2$, pour laquelle la profondeur fondue de silicium est de $\simeq 70 \text{ nm}$, la grille reste intacte et ne subit aucune déformation. Il est très probable pourtant que le polysilicium de la grille ait fondu au cours du tir laser. Le maintien de la géométrie de la grille est dû à la combinaison de l'extrême rapidité du procédé laser et à la présence des espaceurs en nitrure de silicium qui confinent mécaniquement la grille.

De même, la durée de l'impulsion laser particulièrement longue (200 ns) exclue tout phénomène d'ablation pour les densités d'énergie considérées.

V-D Structures avec couches réfléchtrices et anti-réfléctrices

V-D.1 Problématique

Pour que le procédé laser puisse être intégré dans la chaîne des étapes conventionnelles de fabrication des structures CMOS, celui-ci doit préserver l'intégrité des différentes structures irradiées et notamment la grille du MOSFET. Ceci passe par exemple par la diminution du budget thermique de la grille. De plus, les étapes supplémentaires induites par la technologie laser doivent être compatibles avec toutes les étapes de fabrication du transistor et leur nombre doit être minimisé. Une des possibilités est d'utiliser des couches optiques jouant le rôle de film réflecteur ou anti-réflecteur qui permettraient de protéger les structures susceptibles d'être détériorées par l'irradiation laser et de contrôler la diffusion latérale des dopants. De plus, ces couches doivent, si possible, réduire les phénomènes de diffraction induits par la grille. Le but est donc d'augmenter la réflectivité au dessus de la grille et minimiser les effets dus à la diffraction électromagnétique. Cependant, il faut que les matériaux utilisés soient compatibles avec les contraintes de la microélectronique et de la salle blanche.

Afin de créer un contraste en terme de réflectivité entre le haut et le bas des grilles, on peut, par exemple, utiliser deux matériaux différents qui induiraient, du fait de leurs indices optiques, des réflectivités différentes. Ceci est cependant difficilement intégrable dans les procédés de fabrication des transistors MOS, puisqu'il faudrait pouvoir déposer un matériau sur les grilles de transistors puis un second matériau sur le reste du substrat. Cette solution n'est pas technologiquement viable puisqu'elle impliquerait des étapes de photolithographie permettant d'insoler uniquement les grilles des transistors, ce qui est impossible en raison des dimensions très faibles des grilles des transistors.

La deuxième solution proposée par Bonnet [BONNET83] et plus tard par Tsukamoto et col. [TSUKAMOTO93], tire parti du masque dur en oxyde de silicium, utilisé lors de la gravure des grilles. En recouvrant la grille et le masque dur, d'une seconde couche d'un diélectrique, identique ou non, on peut créer un contraste de réflectivité dû aux phénomènes d'interférence entre le silicium sous-jacent et les interfaces des différentes couches déposées.

La figure V.8 schématise le principe de cette technique. Afin de rester compatible avec les technologies silicium, nous avons privilégié l'oxyde et le nitrure de silicium. Ces matériaux sont couramment utilisés en microélectronique. Il n'y a donc pas de risque de contamination et on peut les déposer et les retirer aisément [HERNANDEZ04, VENTURINI04b].

Nous avons testé ce principe avec des couches de silice, d'épaisseurs différentes sur et entre les grilles, puis avec des doubles couches de silice et de nitrure de silicium. Les tests préliminaires ont été faits sur des substrats de silicium préamorphisés et implantés, et sans structures afin de mesurer les efficacités de ces couches et la reproductibilité du procédé.

V-D.2 Couches d'oxyde de silicium

V-D.2.a Influence de la température de dépôt et amorphisation

L'oxyde de silicium se réalise généralement dans des fours thermiques dans lesquels un mélange de silane (SiH_4) et de protoxyde d'azote (N_2O) est injecté. Les températures

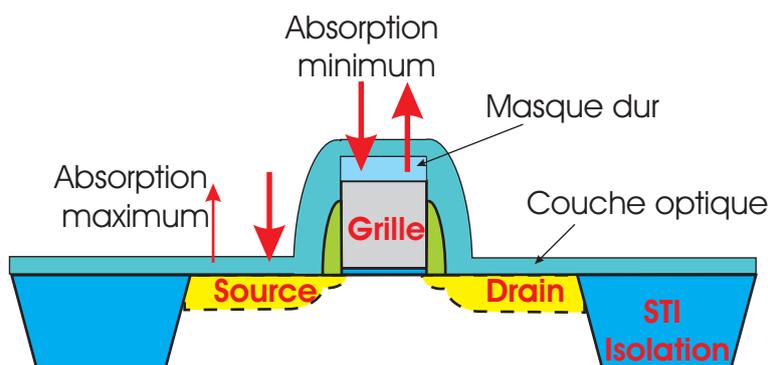


FIG. V.8 – Principe de la structure utilisée pour obtenir des couches réfléchissantes et anti-réfléchissantes sur les structures de type MOSFET.

atteintes, pour obtenir un oxyde de silicium de bonne qualité, sont de l'ordre de 730 à 800°C. On parle d'oxyde HTO ("High Temperature Oxide Deposition"). C'est ce type d'oxyde qui est utilisé majoritairement. Ces oxydes sont "déposés" sur le silicium sans le consommer, à la différence des oxydes thermiques basés sur l'oxydation sous atmosphère O_2 ou $(O_2 + H_2O)$. Cependant, de nouvelles techniques, de plus en plus utilisées, permettent d'obtenir un oxyde de bonne qualité avec de faibles températures (inférieures à 500°C).

Dans la problématique des jonctions minces, le budget thermique apporté lors des différentes étapes suivant la réalisation des extensions source et drain, doit être suffisamment faible pour minimiser la diffusion des dopants dans le matériau. Dans le cas où l'on souhaite utiliser les propriétés d'une couche amorphe, il est nécessaire de pouvoir déposer de l'oxyde à des températures inférieures au seuil de recristallisation des couches amorphes. Dans le cas des techniques de recristallisation en phase solide (SPER) de couches amorphes, les températures de recuit varient entre 550 et 750°C [BORLAND02]. Le dépôt d'oxyde thermique à des températures supérieures à 700°C, comme nous l'avons utilisé pour certaines plaques, induirait la recristallisation de ces couches.

V-D.2.b Dépôts utilisés

Afin de tester l'effet des couches amorphes avec des couches optiques d'oxyde de silicium, nous avons dû utiliser deux autres techniques de dépôt.

La première technique est le dépôt appelé TEOS, ("TetraEthylOrthoSilicate" : $Si(OC_2H_5)_4$). Ce dépôt est réalisé par injection de TEOS vaporisé dans le réacteur et en appliquant une tension entre deux électrodes permettant la création d'un plasma. La vitesse de dépôt est d'environ 800 nm/min. Cet oxyde est peu uniforme au début du dépôt et est rugueux sur les 50 premiers Angströms.

La seconde technique testée est le dépôt "Silane" par PECVD (Plasma Enhanced Chemical Vapor Deposition). L'oxyde est déposé en phase vapeur. Les températures de dépôt sont de l'ordre de 370 à 400°C. Il présente également une rugosité et ne se dépose pas uniformément lorsqu'il existe des cavités à remplir. A titre de comparaison, pour les conditions expérimentales utilisées au LETI, les vitesses de dépôt pour l'oxyde thermique sont comprises entre 0,4 et 1,5 nm/min en fonction de la température. Ce type d'oxyde reste sans conteste, un oxyde d'excellente qualité (électrique et structurel) par rapport aux autres dépôts que nous venons de citer.

V-D.2.c Propriétés optiques

Les propriétés optiques de l'oxyde de silicium sont relativement peu sensibles aux techniques de dépôt. A la longueur d'onde de 308 nm, l'oxyde a pour indice optique $n=1,485$ à température ambiante et ne présente pas d'absorption [PALIK98].

A partir des coefficients optiques de l'oxyde de silicium et du silicium cristallin, il est possible de calculer l'évolution du coefficient de réflexion en fonction de l'épaisseur d'oxyde de silicium. On suppose pour cela que l'on a un substrat de silicium cristallin non dopé d'indice $n=5,015+3,65i$ [PALIK98].

Huit plaques ont permis de vérifier les propriétés optiques des couches déposées. Le LETI a réalisé des dépôts de 30, 50, 80 et 100 nm d'oxyde de silicium par les techniques TEOS et Silane PECVD sur des plaques préalablement préamorphisées au germanium (10 keV, 10^{15} at/cm²) et implantées au BF₂ (3 keV, $2 \cdot 10^{15}$ at/cm²). Ces plaques ont été ensuite recuites à SOPRA et à l'IEF avec un nombre de tirs et des densités d'énergie laser variables.

L'objectif de ces essais est de déterminer l'épaisseur optimale à déposer sur les futures structures et de vérifier que les propriétés électriques des jonctions obtenues ne sont pas affectées par la présence de cette couche.

Les coefficients de réflexion des tranches ainsi réalisées, à la longueur d'onde du laser ($\lambda=308$ nm), ont été mesurés par ellipsométrie spectroscopique à SOPRA en mode "photométrie".

Connaissant les indices optiques de la silice ($n=1,485$) et du silicium cristallin ($n=5,015+3,65i$) [PALIK98], on peut calculer le coefficient de réflexion attendu avec les plaques réalisées au LETI. La figure V.9 montre l'évolution du coefficient de réflexion en fonction de l'épaisseur d'une couche de silice déposée sur du silicium. On y a aussi représenté le cas d'une couche de nitrure de silicium. Le résultat des mesures de photométrie sont portés sur la figure V.9 : on constate un accord très satisfaisant entre les mesures et les simulations.

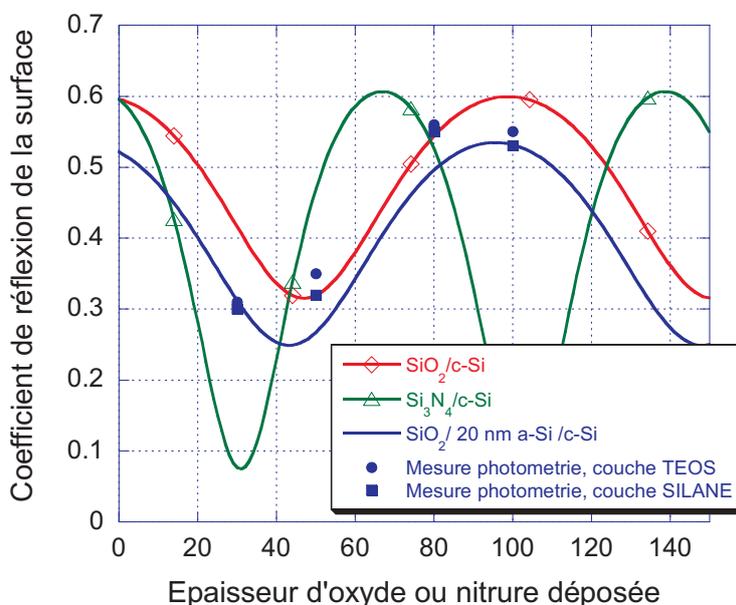


FIG. V.9 – Evolution de la réflectivité de la surface, calculée (lignes) et mesurée (points) en fonction des épaisseurs d'oxyde ou de nitrure de silicium déposées.

Cette figure montre que le coefficient de réflexion varie sinusoidalement entre 0,3 et

0,6. On note ici l'intérêt de ce type de couches pour le LTP. En faisant en sorte que la couche de silice ait une épaisseur correspondant à un maximum de réflexion sur la grille du MOSFET, et à un minimum de réflexion au dessus des sources et drains du transistor, on pourra réduire de près d'un facteur deux l'énergie laser absorbée par la grille tout en recuisant convenablement les sources et drains.

Ce calcul est valable uniquement en l'absence de structures. Dans la réalité, il faut tenir compte des phénomènes de diffraction électromagnétique qui dépendent des matériaux utilisés et des dimensions des grilles irradiées.

On voit également que l'utilisation du nitrure de silicium (Si_3N_4) permettrait d'augmenter considérablement cette différence puisque, dans ce cas, le coefficient de réflexion varie de 0,08 à 0,6. Nous avons toutefois préféré ne tester que l'oxyde de silicium car le LETI ne dispose pas de techniques de dépôt de nitrure à suffisamment basse température.

V-D.2.d Irradiations laser "pleine plaques"

A chaque tir laser, le seuil et la durée de fusion du silicium ont été déterminés par les mesures de réflectivité transitoire in situ.

La figure V.10 donne la variation de la durée de fusion en fonction de la densité d'énergie pour chaque épaisseur d'oxyde de silicium déposé. Ces durées de fusion sont comparées à celles obtenues avec un échantillon de référence, implanté dans les mêmes conditions, recouvert uniquement de son oxyde de silicium natif. On note le décalage de l'évolution de la durée de fusion avec l'épaisseur de l'oxyde de silicium déposée, dû au coefficient de réflexion provoqué par la couche d'oxyde. Ce décalage varie comme observé partir des coefficients de réflexion de la figure V.9 [HERNANDEZ04, VENTURINI04b].

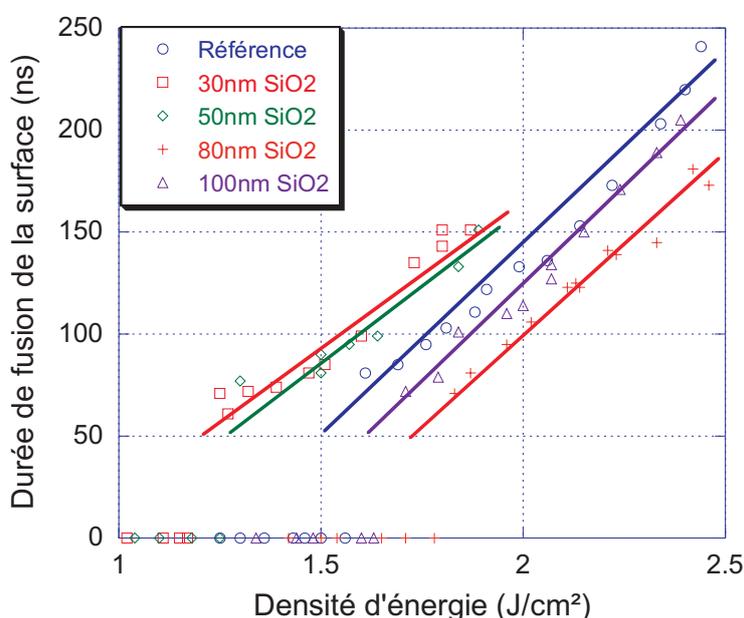


FIG. V.10 – Influence de l'épaisseur d'oxyde déposé par dépôt TEOS sur l'évolution des durées de fusion de la surface du substrat (laser SOPRA).

Les échantillons recuits étaient préalablement préamorphisés. Dans le cas des échantillons recuits avec le laser SOPRA, l'apparition de la première bosse, signature de la présence d'une couche d'amorphe (cf. paragraphe IV-B), rend difficile la mesure de la

durée de fusion inférieure à 50 ns. C'est pour cette raison qu'elle ne figure pas sur le graphique. De plus, les différentes couches d'oxyde déposées, induisent des phénomènes d'interférence sur le signal de réflectivité qui ne facilitent pas la lecture de la mesure. Au delà des 50 ns, c'est la fusion du silicium cristallin qui domine cette évolution.

V-D.2.e Mesures de résistivité et SIMS

Après irradiation laser, les couches d'oxyde de silicium déposées ont été retirées à l'aide d'une solution à 1% d'acide fluorhydrique (HF). Ensuite, les mesures de résistivité surfacique ont été faites au LETI par la technique des "quatre pointes".

Les résultats obtenus sont représentés sur la figure V.11. Toutes les courbes représentant la variation de la résistivité en fonction de la densité d'énergie laser sont semblables à celle de l'échantillon de référence. Une couche d'oxyde de 30 ou 50 nm décale ces courbes vers les densités d'énergie les plus faibles. Ces résultats sont très corrélés à ceux de la figure V.10. Ils montrent bien l'effet escompté par les couches d'oxyde déposées. Ils montrent également que les jonctions réalisées ne sont pas affectées par la présence de l'oxyde en surface [HERNANDEZ04].

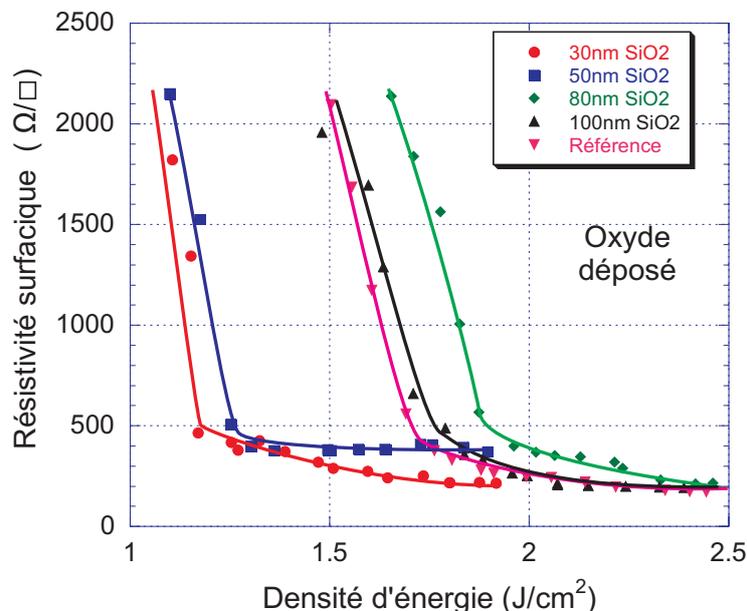


FIG. V.11 – Influence de l'épaisseur d'oxyde déposée par dépôt TEOS sur l'évolution des résistivités surfaciques (laser SOPRA).

Des profils SIMS réalisés au LETI ont permis de vérifier la variation des profondeurs fondues (figure V.12). Les densités d'énergie laser de recuit sont comprises entre 1,8 et 1,9 J/cm². Comme attendu (voir figure V.9), les épaisseurs des jonctions obtenues sur le substrat ne portant qu'une couche d'oxyde natif et sur le substrat sur lequel a été déposé 100 nm d'oxyde de silicium sont très proches (25 nm à 10¹⁸ at/cm³). L'épaisseur est en effet neutre optiquement (cf. figure V.9). Avec 50 nm de silice, le coefficient de réflexion est réduit d'un facteur deux environ : l'épaisseur de la jonction mesurée est approximativement deux fois supérieure. Cette épaisseur est supérieure à ce que nous attendions ce qui laisse supposer que cette couche d'oxyde induit une augmentation du coefficient de réflexion et peut également modifier les vitesses de solidification qui pourrait être responsable de cet effet.

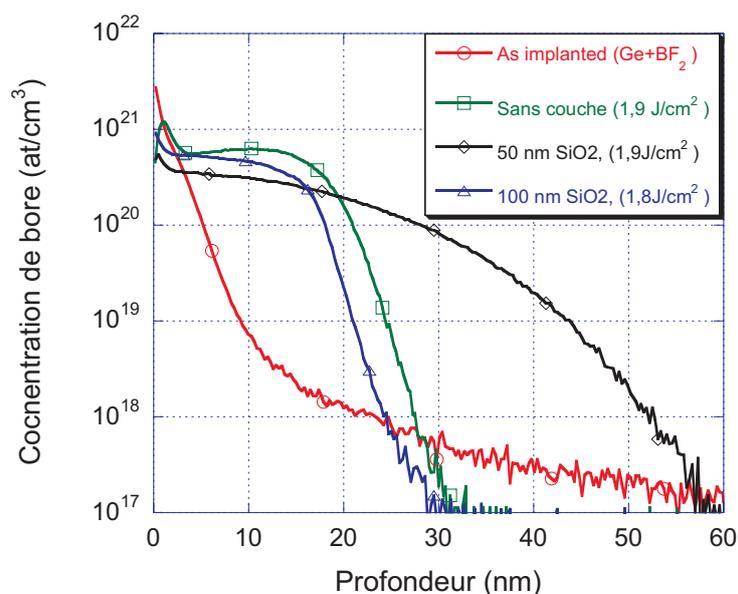


FIG. V.12 – Profils SIMS obtenus après recuit laser sur un substrat avec différentes couches d’oxyde de silicium (laser SOPRA).

V-D.2.f Dépôts sur structures

Ayant démontré l’efficacité de cette technique, nous l’avons appliquée à des structures de type MOSFET. La figure V.13 montre une coupe MEB d’une de ces structures avec les couches réfléchtrices et anti-réflétrices en silice. La couche de silice déposée sur les structures est de 50 nm. Les épaisseurs mesurées correspondent bien à celles attendues (sur la grille, l’épaisseur du masque dur de silice s’ajoute aux 50 nm de silice déposée de la couche).

V-D.3 Couches de nitrure de silicium

V-D.3.a Techniques de dépôt

Le nitrure de silicium a également été testé pour réaliser des couches réfléchtrices et anti-réflétrices. Les dépôts sont obtenus de façon similaire à l’oxyde HTO, pour des températures comprises entre 750 et 800°C.

Cependant, il n’est pas possible d’utiliser uniquement le nitrure de silicium, pour des raisons technologiques et de compatibilité avec les procédés de fabrication actuellement utilisés pour réaliser les transistors MOS.

En effet, le masque dur utilisé au LETI est en oxyde de silicium. L’utilisation de tout autre matériau demanderait de nombreuses études d’optimisation de gravure des grilles. Nous nous sommes donc adaptés aux outils existants au LETI. De plus, les architectures du MOSFET utilisées ont imposé d’autres contraintes : lors des étapes de fabrication des transistors, des espaceurs en nitrure de silicium sont utilisés pour réaliser les implantations des extensions source et drain (figure 1). Il n’est donc pas possible de déposer directement une couche de nitrure sur l’ensemble du substrat car ceci rendrait difficile, voir impossible, le retrait de la couche de nitrure utilisée pour le LTP sans attaquer les espaceurs que l’on souhaite garder intacts, ni dégrader le silicium des source/drain. Nous avons donc choisi d’utiliser une couche d’oxyde de silicium jouant le rôle de couche barrière afin

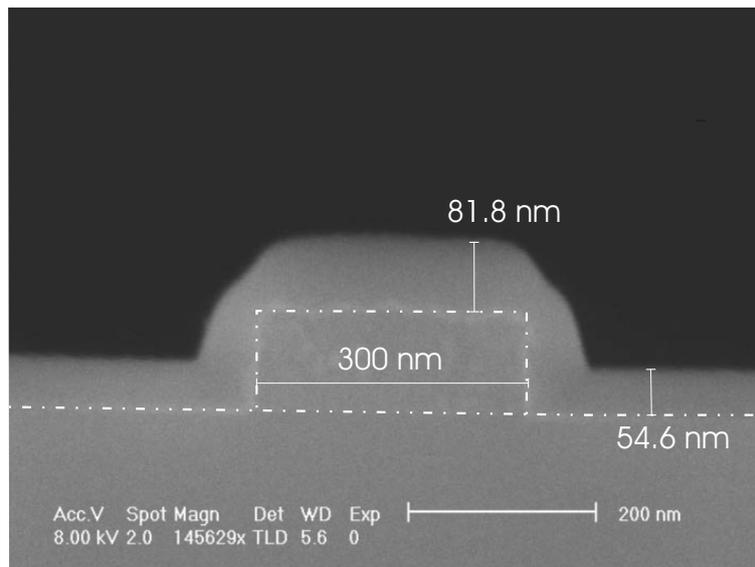


FIG. V.13 – Structure de type MOSFET observée en coupe au microscope électronique à balayage sur les zones MEB-TEM sur un échantillon non recuit et après dépôt d'une couche de silice de 50 nm. L'épaisseur de silice sur la grille correspond à l'épaisseur du masque dur ajouté à la couche déposée de 50 nm.

”d'encapsuler” les grilles des MOSFET et de permettre de retirer aisément le nitrure de silicium sans risque pour les espaceurs des grilles. De plus, le Si_3N_4 induit des contraintes mécaniques dans le silicium et ne peut pas être déposé sur du silicium nu. Un schéma représentatif des différentes couches utilisées est représenté sur la figure V.14.

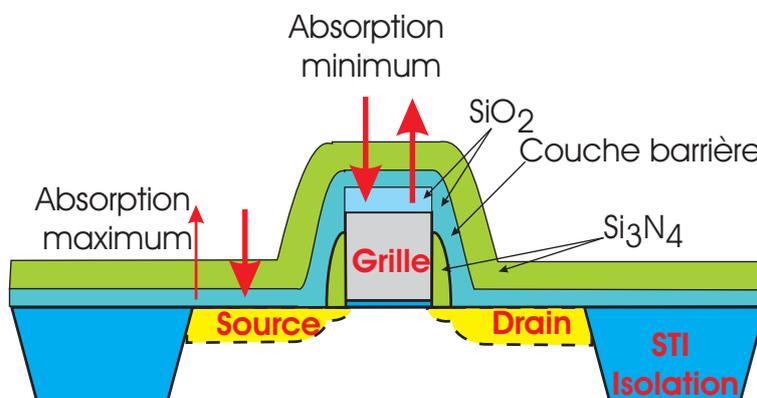


FIG. V.14 – Principe de la structure utilisée pour obtenir des couches réfléchrices et anti-réfléchrices utilisant des empilements $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2/\text{Si}$.

V-D.3.b Propriétés optiques

Afin de déterminer les valeurs optimales d'oxyde et de nitrure de silicium à déposer, nous avons calculé les coefficients de réflexion en faisant varier simultanément les épaisseurs d'oxyde et de nitrure de silicium pour obtenir un maximum de réflexion en haut des grilles et un minimum de réflexion en bas des grilles. Ces calculs ont été réalisés avec le logiciel Winelli développé par SOPRA.

La figure V.15 représente l'évolution du coefficient de réflexion en fonction de chacune des épaisseurs d'oxyde et de nitrure de silicium. L'échelle de couleur permet de lire simultanément l'influence des épaisseurs des deux matériaux représentées sur chacun des axes.

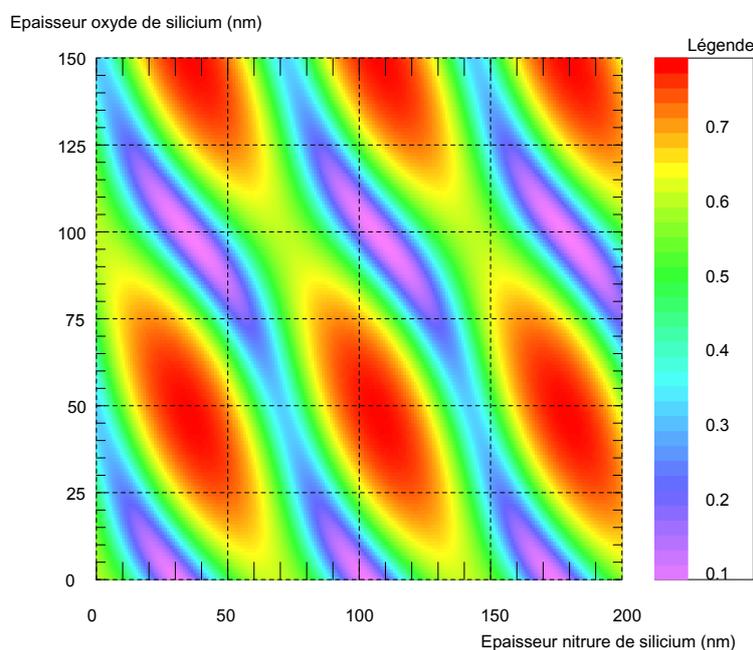


FIG. V.15 – Évolution calculée du coefficient de réflectivité d'un substrat de silicium sur lequel les épaisseurs d'oxyde de silicium et de nitrure de silicium varient.

A partir de ce schéma, on a pu déterminer les épaisseurs optimales comprises entre 20 et 30 nm pour le nitrure de silicium et de 60 nm pour le SiO_2 en haut des grilles (pour un coefficient de réflexion maximum) et de 10 nm en bas des grilles (pour avoir un coefficient minimum). Ces calculs ne sont valables que dans le cas 1D.

V-D.3.c Irradiations laser "pleine plaques"

Afin de vérifier les effets de ces différents empilements, nous avons déposé 10 et 60 nm d'oxyde de silicium avec 20, 25 et 30 nm de Si_3N_4 sur 6 plaques différentes. Ces couches sont supposées simuler les effets à une dimension sur le bas et le haut des grilles des structures MOSFET.

Les substrats sur lesquels ont été déposées les couches, ont été préamorphisés puis implantés au BF_2 (2,2 keV, $2 \cdot 10^{15}$ at/cm²). Cependant, les températures atteintes lors du dépôt des couches de nitrure induisent la recristallisation partielle des couches amorphes. Lors du LTP, les substrats se comportaient donc comme s'il n'y avait pas eu d'amorphisation.

La figure V.16 représente la durée de fusion du silicium en fonction de la densité d'énergie laser avec les différentes couches réfléchtrices et anti-réflétrices. Comme dans le cas de l'oxyde de silicium, ces couches déposées provoquent un décalage vers les faibles énergies des courbes d'évolution des durées de fusion par rapport à l'échantillon de référence.

Dans le cas des couches de 60 nm d'oxyde de silicium, les plaques ont été irradiées jusqu'à des énergies de 3 J/cm² et nous n'avons observé aucune modification sur les

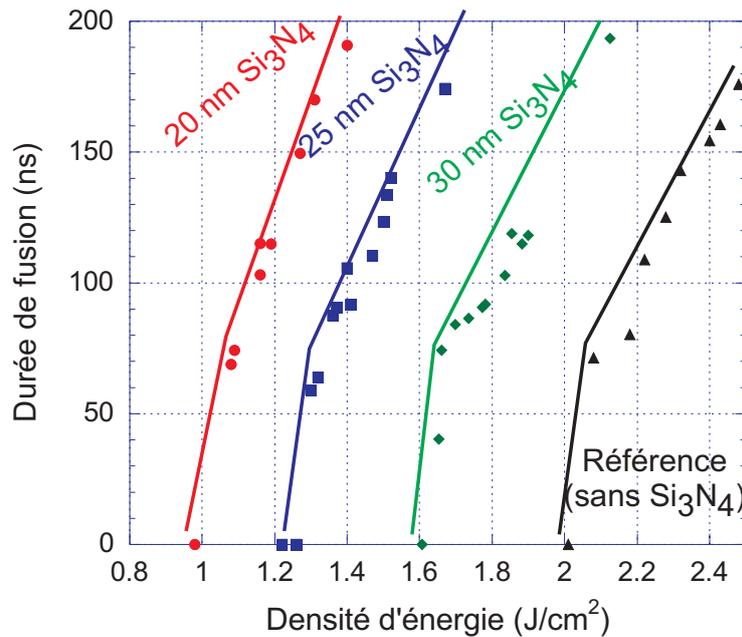


FIG. V.16 – Influence de l'épaisseur de nitrure déposé sur 10 nm d'oxyde de silicium sur l'évolution de la durée de fusion (laser SOPRA).

signaux de réflectivité transitoire : il n'y a donc pas fusion de silicium, même à 3 J/cm^2 . Avec 60 nm de SiO_2 , le coefficient de réflexion est donc fortement augmenté comme attendu.

Les couches de nitrure et d'oxyde de silicium ont été retirées à l'aide d'une solution d'acide phosphorique (H_3PO_4) à $T \simeq 130^\circ\text{C}$ (température d'ébullition). Puis l'oxyde de silicium a été retiré à l'aide d'une solution à 1% d'acide fluorhydrique.

V-D.3.d Mesures de résistivité et SIMS

Les mesures de résistivité surfacique ont ensuite été réalisées sur l'équipement RE-SMAP du LETI. Avec 10 nm de silice et 20, 25 ou 30 nm de nitrure, le seuil de fusion est décalé vers des densités d'énergie plus faible : les couches de silice et de nitrure de silicium jouent bien le rôle de couche anti-reflet, favorisant ainsi la fusion du silicium sous-jacent. La figure V.17 montre bien que l'activation des dopants par LTP est excellente.

Par contre, avec 60 nm de silice, la fusion laser n'est jamais atteinte, même avec la densité d'énergie maximum disponible (3 J/cm^2) : les couches de silice et de nitrure jouent bien leur rôle de couches réfléchissantes en empêchant la fusion du silicium sous-jacent. La figure V.17 montre qu'en effet, il n'y a pas eu activation des dopants par LTP.

La figure V.18 montre les profils SIMS des échantillons avec 10 nm de silice et 20, 25 et 30 nm de nitrure de silicium. Ils montrent que, pour obtenir une même profondeur fondue, il est nécessaire d'augmenter la densité d'énergie : 1,2, 1,4 et 1,8 J/cm^2 pour 20, 25 et 30 nm de Si_3N_4 respectivement.

La figure V.18 montre également un profil SIMS obtenu sur du silicium nu à une densité d'énergie encore plus élevée : 1,9 J/cm^2 . L'épaisseur de jonction est bien plus faible que pour les échantillons munis de couches $\text{Si}_3\text{N}_4/\text{SiO}_2$ anti-réfléchissantes, ce qui en prouve encore l'efficacité sur le procédé de recuit.

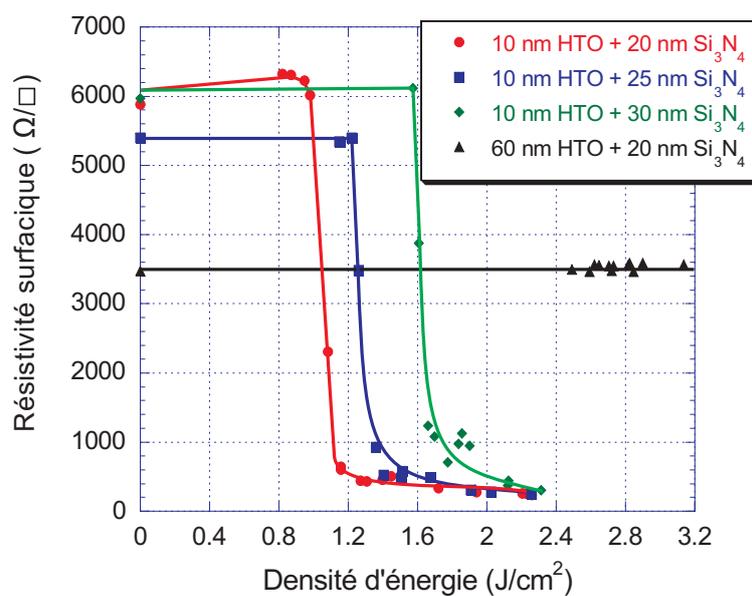


FIG. V.17 – Influence de l'épaisseur de nitrure déposée sur 10 nm d'oxyde de silicium sur l'évolution de la résistivité surfacique (laser SOPRA).

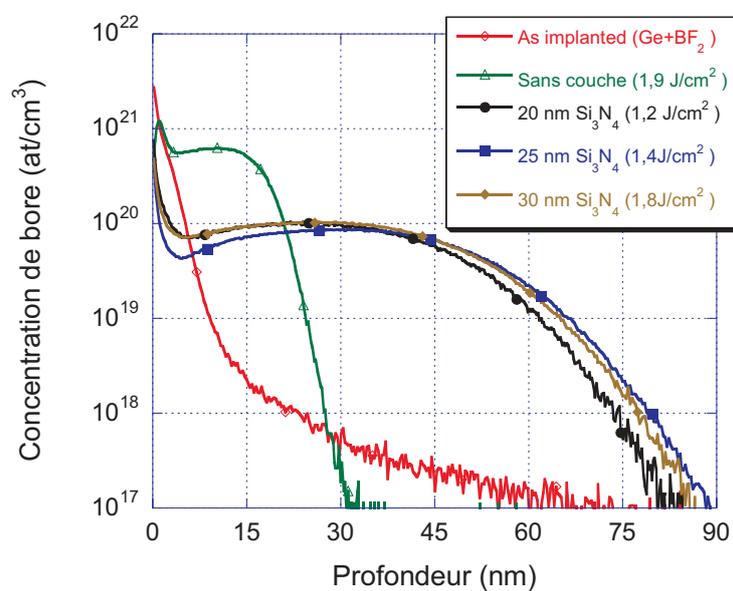


FIG. V.18 – Profils SIMS obtenus après recuit laser sur un substrat avec différentes couches de nitrure déposées sur un substrat avec 10 nm d'oxyde de silicium préalable (laser SOPRA).

V-D.3.e Dépôt des empilements étudiés sur structures

Ayant démontré la validité de cette technique, nous l'avons appliquée à des structures MOS du LETI. Le masque dur de silice, d'épaisseur $\simeq 40$ nm, recouvrant la grille, a été conservé, puis on a déposé successivement 10 nm de silice et 20 nm de nitrure sur l'ensemble du dispositif. Ainsi, la grille est protégée par des couches Si_3N_4 (20 nm)/ SiO_2 (60 nm) réfléchissantes, alors que le reste du dispositif est recouvert de couches Si_3N_4 (20 nm)/ SiO_2 (10 nm) anti-réfléchissantes.

La figure V.19 montre une coupe obtenue par microscopie électronique à balayage d'une de ces structures MOS. Les épaisseurs mesurées sont cohérentes avec celles souhaitées puisque l'on trouve $\simeq 60$ nm (au lieu de 80 nm) au dessus de la grille et $\simeq 27$ nm (au lieu de 30 nm) en bas des grilles.

V-D.3.f Recuit des structures avec empilements de couches optiques

Ces structures ont été recuites par laser à SOPRA à différentes densités d'énergie et pour un ou dix tirs laser consécutifs. Après ces recuits et avant même de retirer les couches réfléchrices et anti-réfléchrices, nous avons procédé à de nombreuses observations au microscope optique ou au microscope électronique à balayage.

Sur les figures V.20 sont représentées deux observations de structures comportant des empilements Si_3N_4 (20 nm)/ SiO_2 (10 nm) en bas des grilles et Si_3N_4 (20 nm)/ SiO_2 (60 nm) en haut des grilles et recuites à une densité d'énergie laser de 1 J/cm^2 . A partir de $0,7 \text{ J/cm}^2$, il apparaît des "taches" sombres au dessus des grilles situées au dessus de tranchées d'isolation de type STI, constituées d'oxyde de silicium. La présence de ces taches augmente avec la densité d'énergie laser. Par contre, sur les grilles réalisées sur le substrat de silicium, ce phénomène apparaît seulement pour des énergies supérieures à $1,3 \text{ J/cm}^2$. En dessous de cette énergie aucun dommage n'est observable. Les couches réfléchissantes, déposées sur les grilles, jouent bien leur rôle protecteur. Ces taches sombres apparaissent vraisemblablement lorsque la grille fond localement. Elles apparaissent bien plus tôt sur les grilles placées sur les STI car celles-ci sont très fortement isolées thermiquement par l'oxyde de silicium, ce qui abaisse fortement leur seuil de fusion. Dans la réalité, les dispositifs ne font que traverser les caissons d'isolation. Les vraies structures électriques ne sont que très localement situées sur de l'oxyde. Mais ces observations montrent l'importance d'avoir des couches optiques très fortement réfléchrices sur le haut des grilles ou au contraire très fortement absorbantes en bas des grilles.

V-D.4 Caractérisations par révélation chimique

La révélation sélective des zones dopées a déjà été utilisée dans le passé pour mesurer des profondeurs de jonction ou leurs caractéristiques bidimensionnelles [BONNET83, SPINELLA95]. Cette technique est très bien adaptée au cas des jonctions ultra-minces, puisqu'elle permet d'obtenir le profil des dopants à deux dimensions avec une bonne résolution.

D'autres techniques, plus sophistiquées, telles que Scanning Spreading Resistance Microscopy (SSRM) ou Scanning Capacitance Microscopy (SCM) [WANG04], permettent d'obtenir le profil de dopant à deux dimensions avec des résolutions pouvant atteindre 10 nm [BUSSMANN04], mais ne sont pas disponibles pour ce travail.

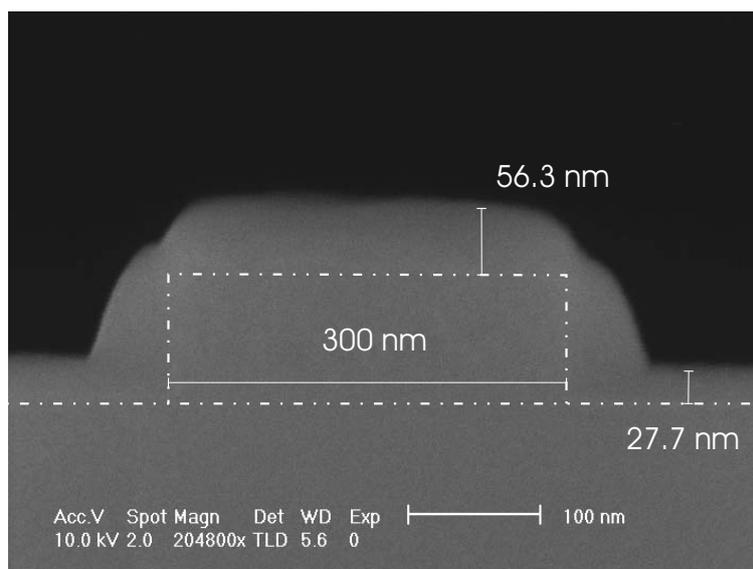


FIG. V.19 – Structure de type MOSFET observée en coupe au microscope électronique à balayage sur les zones MEB-TEM sur un échantillon non recuit et après dépôt successif de 10 nm de silice et 20 nm de nitrure sur l'ensemble du dispositif. Le masque dur de silice, d'épaisseur $\simeq 40$ nm, recouvrant la grille, a été conservé. La grille est ainsi protégée par des couches Si_3N_4 (20 nm)/ SiO_2 (60 nm) réfléchissante. Le reste du dispositif est recouvert de couche Si_3N_4 (20 nm)/ SiO_2 (10 nm) anti-réfléchissantes.

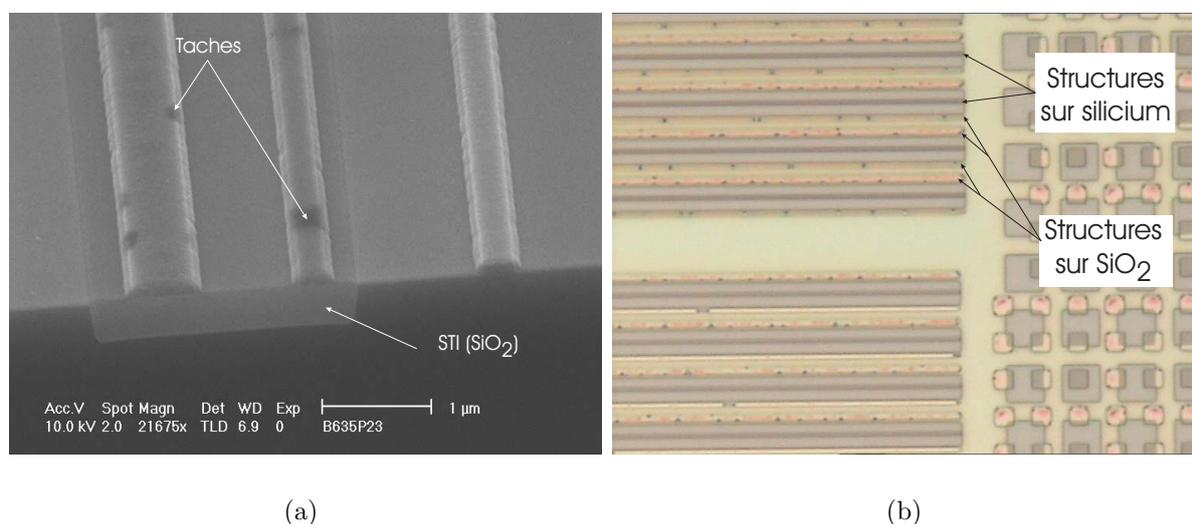


FIG. V.20 – Observation des structures de type grille par microscopie électronique à balayage (a) et par microscopie optique (b) après recuit laser à une densité d'énergie de $0,7 \text{ J/cm}^2$. On observe des "taches" sur les structures déposées sur les tranchées d'isolations (STI). Sur les grilles de type MOSFET déposées sur silicium, aucun défaut est observable (laser SOPRA).

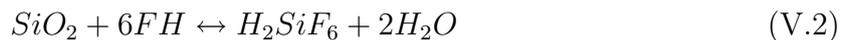
V-D.4.a Solutions d'attaque chimique utilisées

Le choix de la solution utilisée pour l'attaque sélective dépend du type ou de l'espèce de dopant à révéler.

Nous avons étudié et utilisé essentiellement deux solutions. La première solution est un mélange d'acide fluorhydrique, d'acide nitrique et d'acide acétique, suivant les dilutions : (1 volume) HF/(3 volumes) HNO₃/(32 volumes) CH₃COOH. Les temps d'attaque sont courts et réalisés à température ambiante [WANG04]. D'autres gammes de dissolutions sont mentionnées dans la littérature (1/3/8 ; 1/3/20 ...) avec, dans certains cas, l'ajout d'une source lumineuse dans l'ultra-violet. En effet, l'illumination de la solution durant l'attaque permet de créer un excès de porteurs et de révéler le silicium jusqu'à de faibles niveaux de dopage.

Les mécanismes mis en jeu sont relativement complexes. Ils peuvent être résumés par la compétition entre des mécanismes d'oxydation (rôle de l'acide nitrique) et de dissolution de l'oxyde formé (rôle de l'acide fluorhydrique). L'acide acétique joue le rôle de solution tampon et influe directement sur l'énergie d'activation de la réaction et sur le taux de dissociation des acides.

Les réactions principales sont :



Nous avons également utilisé une solution de Tétraméthyl Ammonium Hydroxyde (TMAH). Cette solution est couramment utilisée pour graver de manière anisotrope, c'est-à-dire avec des vitesses de gravure différentes suivant les orientations cristallographiques du silicium [SHIKIDA99]. Le TMAH se présente sous forme de cristaux dissous dans de l'eau désionisée. La concentration et la température du bain vont directement modifier la vitesse d'attaque de la réaction. Cette solution très anisotrope n'attaque quasiment pas l'oxyde et le nitrure de silicium. De plus, le TMAH est compatible avec les procédés CMOS classiques. La solution de TMAH utilisée a une concentration de 25%. Elle grave préférentiellement les plans (100) et (110) et révèle les plans (111). Les premiers tests de gravure sélective en dopage ont montré que le TMAH était bien adapté à la révélation de jonctions ultra-minces. C'est pour cela que nous l'avons privilégié au détriment de la première solution.

V-D.4.b Révélation chimique des recuits laser sur échantillons tests

Afin de calibrer la solution TMAH, nous avons procédé à une série de tests sur des échantillons préamorphisés au germanium (Ge⁺, 10 keV, 10¹⁵ at/cm²) et dopés au BF₂⁺ (3 keV, 2.10¹⁵ at.cm²) sur un substrat de type n puis recuits à différentes densités d'énergie. Nous avons déterminé qu'une durée de gravure d'une minute était suffisante pour obtenir la révélation de zones dopées bien visibles au MEB. Nous avons ainsi pu déterminer, à partir de différentes révélations chimiques corrélées à des profils SIMS, que le seuil de sélectivité en dopage de la solution était d'environ 3.10¹⁹ bore/cm³ dans ces conditions d'attaque chimique.

V-D.4.c Révélation chimique des recuits laser de structures CMOS

Après avoir défini les meilleures conditions d'attaque sélective par TMAH sur des couches planes, nous avons procédé à l'étude d'échantillons comportant des structures de

type grille sur deux types d'échantillons :

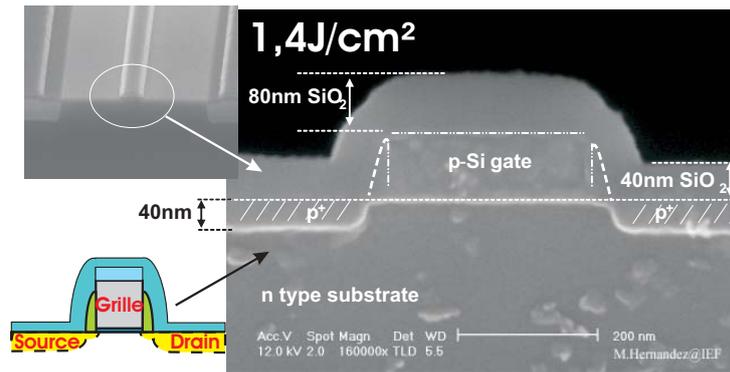
1. des échantillons préamorphisés (Ge^+ , 10 keV, 10^{15} at/cm²), implantés au bore (B^+ , 3 keV, $3 \cdot 10^{15}$ at/cm²) et munis de couches optiques en silice TEOS (épaisseur déposée $\simeq 50$ nm),
2. des échantillons non préamorphisés, implantés au bore (B^+ , 3 keV, $3 \cdot 10^{15}$ at/cm²) munis de couches optiques en silice et nitrure ($\text{Si}_3\text{N}_4(20 \text{ nm})/\text{SiO}_2(60 \text{ nm})/\text{grille}$ et $\text{Si}_3\text{N}_4(20 \text{ nm})/\text{SiO}_2(10 \text{ nm})$ entre les grilles) (cf. principe sur la figure V.14).

Sur la figure V.21.a, on peut voir les zones révélées par l'attaque chimique sur le premier type de ces échantillons recuit à une densité d'énergie de 1,4 J/cm². Cette observation montre que la zone fondue par l'irradiation laser est limitée à la zone préalablement préamorphisée, compte tenu de la densité d'énergie de recuit laser et de la présence de la couche anti-reflet. On note également qu'il n'y a pas eu de diffusion latérale et que la grille est restée parfaitement intacte [HERNANDEZ04, VENTURINI04b].

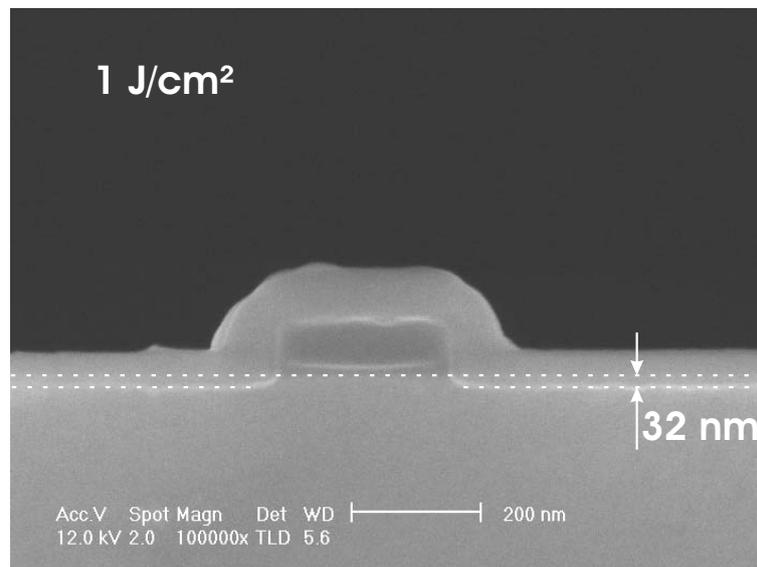
Les figures V.21.b et c montrent des zones révélées sur des échantillons du second type recuit à 1 J/cm² (figure V.21.b) et 1,4 J/cm² (figure V.21.c). Comme précédemment, on note que la grille est restée parfaitement intacte et qu'il n'y a pas eu de diffusion latérale sous la grille. Les épaisseurs de jonction révélées sont respectivement de 32 et 80 nm. On notera la différence induite sur les profils révélés dans le cas de structures de type 1 et 2 (figures V.21.a et c). En effet, dans le cas des structures de type 2, (échantillons non préamorphisés), au voisinage de la grille, l'épaisseur de la couche dopée diminue plus graduellement que dans le cas des structures de type 1.

En conclusion, ces attaques chimiques sélectives révèlent bien les zones dopées par le laser. Elles permettent de s'assurer qu'il n'y a pas de diffusion latérale sous la grille. De plus, grâce aux couches optiques que nous avons utilisées, les grilles restent parfaitement intactes lors de l'irradiation laser. On voit également, sur la figure V.21.c, qu'il ne semble pas y avoir de diffusion de dopants le long des STI. Nous pouvons ainsi supposer que les isolations entre les transistors ne sont pas détériorées et qu'il n'y a pas eu fusion sous ces STI. Ces tests démontrent donc la pertinence et la faisabilité du recuit par laser.

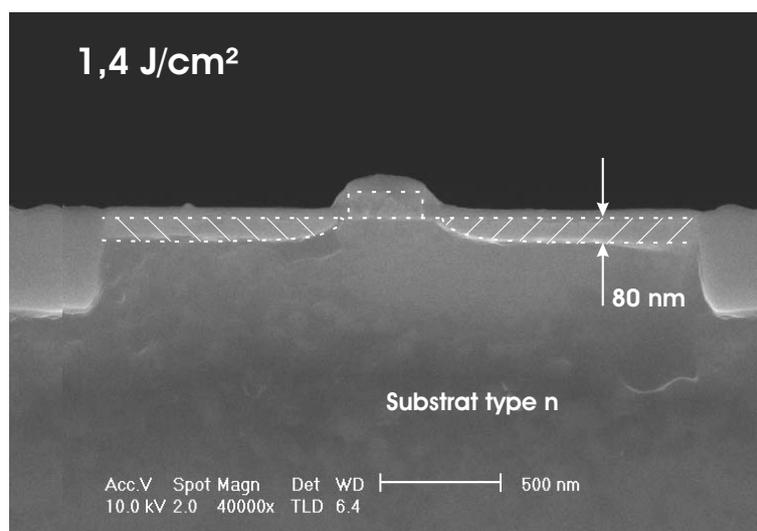
Ces résultats sont donc très encourageants et les structures testées ne semblent pas révéler de points critiques. Il est cependant important de contrôler les caractéristiques électriques de ces jonctions et la fonctionnalité des transistors réalisés par LTP.



(a) Structures de type 1, recuit laser à $1,4 \text{ J/cm}^2$



(b) Structures de type 2, recuit laser à 1 J/cm^2



(c) Structures de type 2, recuit laser à $1,4 \text{ J/cm}^2$

FIG. V.21 – Révélation chimique par solution TMAH de la zone dopée et recuite à différentes densités d'énergie. Influence de la préamorphisation et des couches déposées (laser SOPRA).

V-E Résultats électriques sur diodes

Les caractérisations électriques des dispositifs réalisés permettent de tester la viabilité de composants élémentaires fabriqués au LETI, avec une étape de recuit par LTP à SOPRA. Un lot électrique de 25 plaques (\varnothing 200 mm) a été dédié à l'étude du recuit par laser à SOPRA. Certaines de ces plaques ont servi de référence et ont été traitées par recuit RTP.

V-E.1 Protocole expérimental du recuit laser

Les diodes mesurées ont été réalisées sur des échantillons du premier type (cf. §V-D.4.c), c'est à dire en utilisant des couches anti-réfléctrices en SiO_2 déposées par technique TEOS (dépôt à basse température compris entre 370 et 400°C). Les échantillons ont été préamorphisés (Ge^+ , 10 keV, 10^{15} at/cm²) puis implantés au bore (B^+ , 3 keV, $3 \cdot 10^{15}$ at/cm²).

V-E.2 Mesures électriques

Dans un premier temps, nous avons mesuré les caractéristiques courant/tension $I(V)$ des diodes obtenues. Ceci nous a permis de vérifier l'effet du recuit sur des structures à une dimension, en s'affranchissant des problèmes liés à la présence de la grille du MOSFET.

La caractérisation courant/tension de diodes nous a permis de vérifier la qualité du recuit par laser. En effet, la valeur du courant de fuite en polarisation inverse par exemple, constitue une mesure simple et très sensible pour mettre en évidence les phénomènes de génération-recombinaison des porteurs dans la zone de déplétion. Celle-ci s'étend sur une région dans laquelle se situaient les défauts ponctuels dus à l'implantation avant recuit ou à la zone fondue lors du recuit laser. La mesure du courant de fuite reflète l'évolution des défauts résiduels pendant le recuit par laser. Dans la pratique, ce courant de fuite, a une tension inverse nominale (correspondant à la tension d'alimentation du circuit intégré), qui ne doit pas dépasser une valeur fixée par les contraintes de consommation statique. La tension de claquage d'une diode permet également de caractériser le niveau de dopage et le gradient latéral des profils de dopants. Mais celui-ci dépend fortement de la résistivité du substrat.

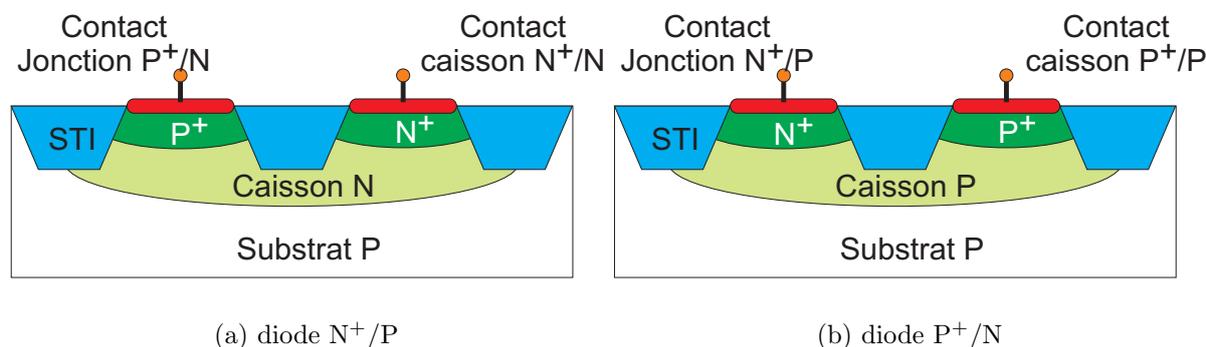
Les diodes réalisées et caractérisées au LETI, ont été mesurées sur des modules spécifiques sur chacune des puces recuites par laser à différentes densités d'énergie. Chaque module comporte 8 diodes de rapports périmètre/surface et de forme différents. La variation de ces deux paramètres permet de dissocier les phénomènes liés à des effets de surface et des effets de volume (les caractéristiques géométriques des diodes réalisées sont données sur le tableau V.1).

Diode	Type	Périmètre P(mm)	Surface S (mm ²)	Rapport P/S (mm ⁻¹)
1N	N ⁺ /P	4,26	0,1197	35,6
1P	P ⁺ /N	4,26	0,1197	35,6
2N	N ⁺ /P	0,4	0,01	40
2P	P ⁺ /N	0,4	0,01	40
3N	N ⁺ /P	33,78	0,05544	609
3P	P ⁺ /N	33,78	0,05544	609
4N	N ⁺ /P	44,6	0,033	1351
4P	P ⁺ /N	44,6	0,033	1351
5N	N ⁺ /P	24,4	0,123	198
6N	N ⁺ /P	1,96	0,229	8,6

TAB. V.1 – Tableau récapitulatif des diodes testées.

Sur les figures V.22.a et b sont représentées les structures des diodes "N⁺/P" et "P⁺/N" testées. Les diodes "N⁺/P" sont directement réalisées sur le substrat de type P des plaques d'origine (figure V.22.a). Les diodes "P⁺/N" sont réalisées sur un caisson de type N (nécessaire pour isoler les dispositifs N⁺ et P⁺).

Pour l'ensemble de ce lot électrique, les zones N⁺ ont été réalisées par implantation d'arsenic (5 keV, 3.10¹⁵ at/cm²), les zones P⁺, par implantation de bore (B⁺, 3 keV, 3.10¹⁵ at/cm²) et les caissons N, par implantation au phosphore (80 à 300 keV, ≈10¹³ at/cm²).

FIG. V.22 – Configuration des diodes "N⁺/P" et "P⁺/N" testées.

Les mesures ont été réalisées à température ambiante. Les mesures manuelles sont faites à l'aide d'un analyseur de semiconducteur de marque HP. Les tests paramétriques ont été faits sur des équipements semi-automatisés sous pointes.

Les diodes ont été caractérisées à des tensions allant de 0 à 2 V en direct et de 0 à -10 V en inverse. La plaque sur laquelle les caractéristiques I(V) des diodes ont été révélées, a été préalablement préamorphisée par germanium à une énergie de 20 keV, 10¹⁵ at/cm². Une couche de 50 nm d'oxyde de silicium a été déposée sur l'ensemble de la plaque. Le seuil de fusion de la plaque était donc estimé à 1 J/cm².

V-E.3 Diodes "N⁺/P"

Les figures V.23 représentent les caractéristiques I(V) des diodes obtenues en polarisation directe par RTP (figure a), lorsque le paramètre P/S varie de 9 mm⁻¹ à 1350 mm⁻¹.

Sur la figure b, nous avons reporté les caractéristiques $I(V)$ après LTP pour des diodes carrées de surface égale à $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$ (rapport P/S égal à 40 mm^{-1}) à différentes densités d'énergie. Sur cette deuxième figure, on peut nettement voir l'effet du recuit laser sur les caractéristiques des diodes en direct.

En effet, lorsque la densité d'énergie augmente, la tension de coude augmente également, jusqu'à atteindre une valeur proche de celle obtenue par RTP, c'est à dire $0,6 \text{ V}$. Par contre, les pentes de ces caractéristiques sont peu sensibles à la densité d'énergie.

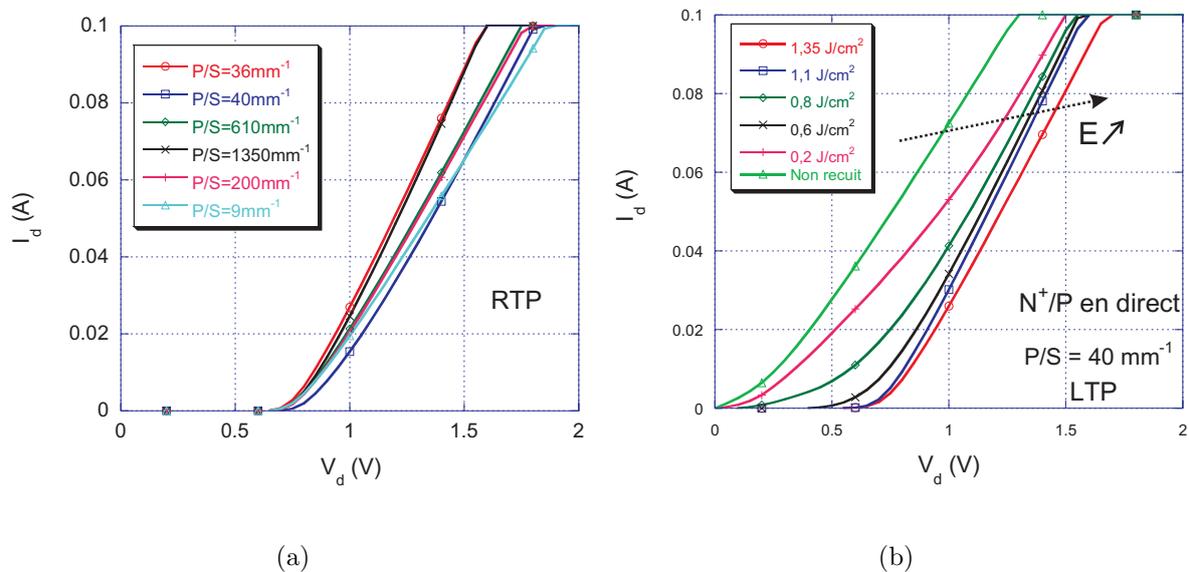


FIG. V.23 – Caractéristiques $I(V)$ en direct des diodes " N^+/P " obtenues par recuit classique RTP (a) sur différentes diodes et par LTP (b) à différentes densités d'énergie (laser SOPRA).

En polarisation inverse (figure V.24), on détermine, sur les caractéristiques des diodes obtenues par RTP, une tension de claquage de $-8,4 \text{ V}$. Les courants de fuite sont relativement faibles et inférieurs à 10^{-10} A , pour des tensions supérieures à -2 V . On note toutefois une variation anormale de ces caractéristiques illustrées par le changement brusque de la valeur absolue de I_d .

Dans le cas du LTP, les courants de fuite sont supérieurs à ceux obtenus après RTP. Mais, on note également que les caractéristiques des diodes en direct s'améliorent lorsque la densité d'énergie augmente. La figure V.25 représente cette tendance.

Nous avons reporté les valeurs des courants de fuite à -2 V et -5 V , dans le cas du LTP et dans le cas du RTP pour des diodes carrées de $100 \mu\text{m} \times 100 \mu\text{m}$. Dans le cas où I_d est égal à 10^{-11} A , pour les diodes recuites par RTP. Dans le cas du LTP, le courant I_d diminue de manière linéaire avec la densité d'énergie. Ces résultats montrent que les densités d'énergie du recuit laser n'ont pas été suffisantes pour atteindre ou améliorer les valeurs obtenues par RTP. De futures expériences sont requises pour irradier les dispositifs à des densités d'énergie permettant de réduire les courants de fuite de façon satisfaisante.

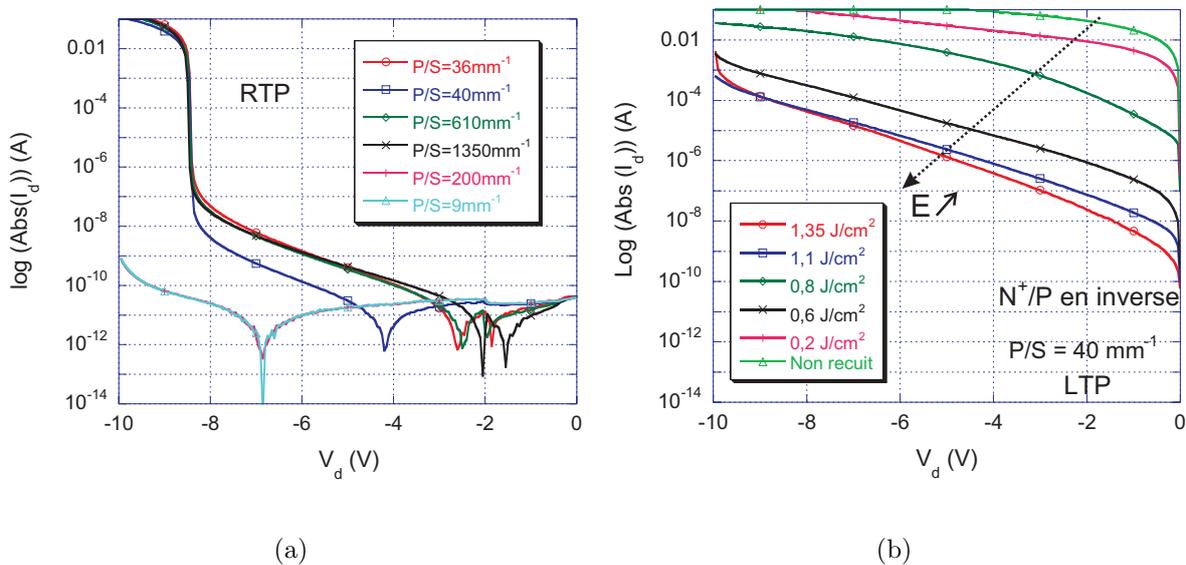


FIG. V.24 – Caractéristiques I(V) en inverse des diodes "N⁺/P" obtenues par RTP (a) sur différentes diodes et par LTP (b) à différentes densités d'énergie (laser SOPRA).

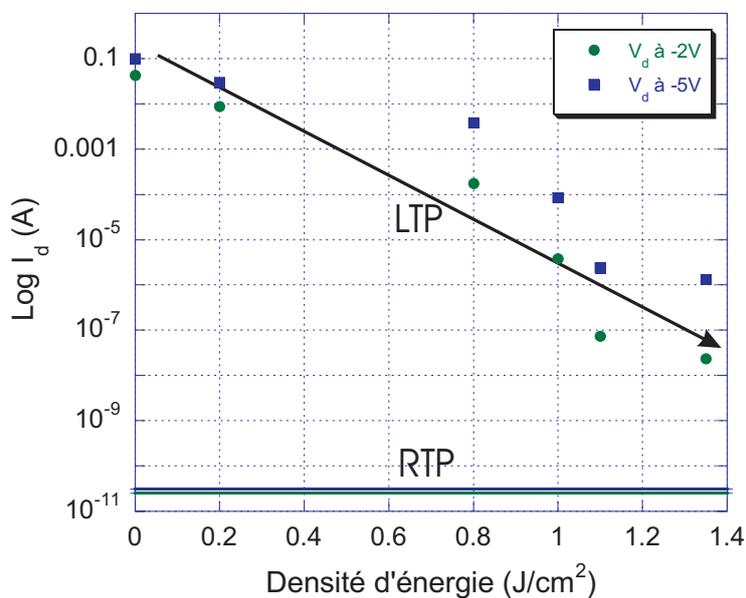


FIG. V.25 – Évolution des courants de fuite pour V_d égal à -2 et -5 V, mesurés sur des diodes "N⁺/P" (P/S=40 mm⁻¹). Comparaison entre le recuit RTP et le recuit LTP (laser SOPRA).

V-E.4 Diodes "P⁺/N"

Dans le cas des diodes "P⁺/N", on note également la même tendance. En effet, sur les figures V.26.a et b sont représentées les caractéristiques des diodes en direct (figure a) et en inverse (figure b) obtenues par RTP et LTP. Les tensions de seuil des diodes en polarisation directe sont proches de celles obtenues par RTP (figure V.26.a). De plus, on voit nettement l'effet du recuit sur ces diodes. Les pentes de ces caractéristiques varient avec la densité d'énergie et tendent vers 0,1 A/V (valeurs mesurées sur les diodes recuites par RTP). En polarisation inverse, les courants de fuite sont plus faibles que pour les diodes "N⁺/P" et ces caractéristiques s'améliorent avec la densité d'énergie.

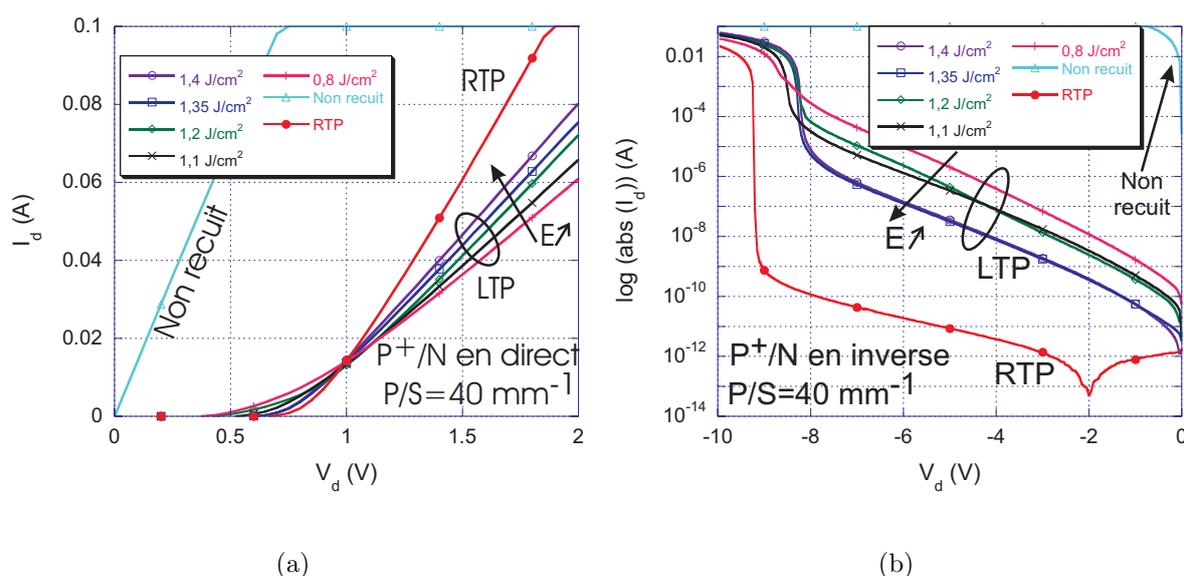


FIG. V.26 – Caractéristiques I(V) des diodes "P⁺/N" obtenues par RTP et LTP à différentes densités d'énergie en direct(a) et en inverse (b) (laser SOPRA).

La figure V.27 résume ces tendances. On y a reporté les valeurs des courants de fuite obtenus pour V_d égal à -2 V et -5 V. Comme dans le cas des diodes N⁺/P, on voit que les courants de fuite diminuent avec la densité d'énergie et tendent vers les valeurs obtenues par RTP. Ceci laisse espérer que pour des densités d'énergie supérieures, les valeurs de référence obtenues avec le recuit RTP pourront être atteintes ou même dépassées.

Compte tenu de l'épaisseur amorphisée, il est possible que toute la couche amorphe n'ait pas été recuite. Ceci pourrait expliquer les différences observées sur les caractéristiques I(V). Il aurait donc fallu, pour obtenir de meilleurs résultats, amorphiser le silicium sur de plus faibles épaisseurs ou recuire à des densités d'énergie plus importantes. Mais il est cependant plutôt préférable de déterminer des solutions pour diminuer le budget thermique nécessaire à l'activation des jonctions. Ceci est possible en étudiant d'autres couches réfléchissantes et anti-réfléchissantes afin d'améliorer le couplage entre l'irradiation laser et les structures.

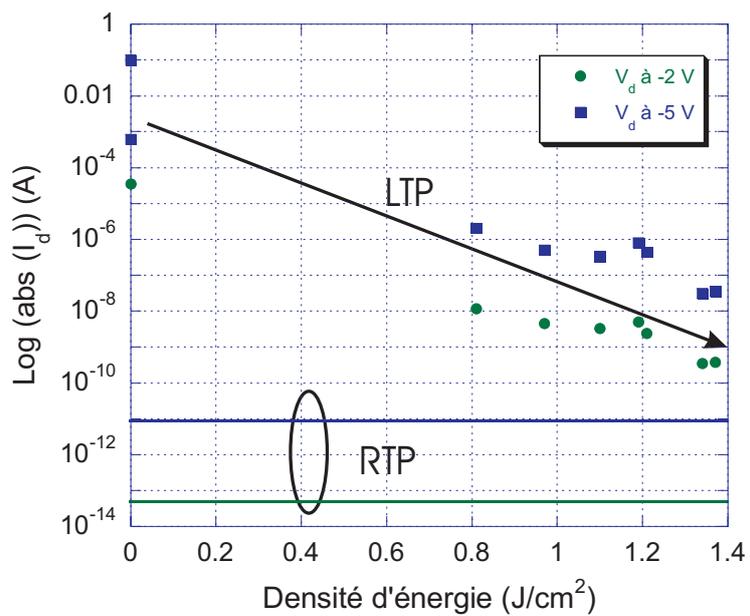


FIG. V.27 – Évolution des courants de fuite à -2 et -5 V mesurés sur des diodes "P⁺/N" ($P/S=40 \text{ mm}^{-1}$). Comparaison RTP et LTP (laser SOPRA).

V-F Résultats électriques sur transistors MOS

V-F.1 Procédés avant recuit

L'enjeu de cette étude est de montrer l'intégration du procédé et la faisabilité de cette technique pour la réalisation de transistors CMOS.

Pour ces tests, nous avons utilisé une plaque réalisée par lithographie e-beam, munie d'un empilement nitrure/oxyde de silicium c'est à dire : $\text{Si}_3\text{N}_4(20 \text{ nm})/\text{SiO}_2(60 \text{ nm})$ /grille et $\text{Si}_3\text{N}_4(20 \text{ nm})/\text{SiO}_2(10 \text{ nm})$ /Silicium (cf. §V-D.4.c). On a utilisé pour réaliser les extensions source et drain une implantation au bore (B^+ , 3 keV, $3.10^{15} \text{ at/cm}^2$).

Ces dépôts sont réalisés à haute température ($> 750^\circ\text{C}$). L'utilisation de la préamorphisation pour la source et le drain est donc exclue car les jonctions seraient recristallisées lors du dépôt des couches d'oxyde et de nitrure. Cependant ce type d'empilement est intéressant car il permet un meilleur couplage entre l'irradiation laser et les structures.

Les longueurs de grille des transistors testés vont de $10 \mu\text{m}$ à 40 nm et leurs largeurs sont de $10 \mu\text{m}$.

Compte tenu des tests effectués précédemment, nous avons estimé que le seuil de fusion se situait vers $0,9 \text{ J/cm}^2$, pour les régions de source et drain, et au delà de 3 J/cm^2 pour la grille (cf. figure V.16). Les densités d'énergie laser ont été variées de $0,25$ à 1 J/cm^2 , c'est à dire dans des conditions où le LTP est en régime de "sub-melt" et proche du seuil de fusion des source et drain.

V-F.2 Mesures électriques

Dans un premier temps, nous avons vérifié les caractéristiques obtenues par un recuit classique RTP. Ces mesures ont pour but de confirmer que toutes les étapes technologiques se sont bien déroulées et ont permis d'obtenir des transistors fonctionnels avec un recuit classique. Sur les figures V.28 sont représentées les caractéristiques I_d en fonction de V_g à V_d faible ($0,5 \text{ V}$) (figure a) et V_d fort ($1,5 \text{ V}$) (figure b). On observe que les transistors ne sont plus fonctionnels pour des longueurs de grille inférieures à 75 nm .

Nous avons par la suite comparé ces résultats à ceux obtenus par LTP. Les figures V.29.a et V.29.b présentent les caractéristiques de fonctionnement I_{off} en fonction de I_{on} de transistors NMOS et PMOS ayant été recuits par RTP (points noirs) ou par LTP (points verts). Chaque groupe de points correspond à une série de résultats de mesures effectuées sur différents transistors ayant la même largeur de grille. On constate tout d'abord que les transistors réalisés avec cette technologie ne sont réellement fonctionnels que pour des longueurs de grille supérieures ou égales à 75 nm , quelque soit la technique de recuit. La figure V.29.a montre que les transistors NMOS, qui impliquent un dopage de type N (ici avec As^+), sont de plus mauvaise qualité avec un recuit laser qu'avec un recuit classique. Il faut cependant remarquer que le dopage N n'a pas été abordé au cours de cette étude, si bien que nous ne sommes pas en mesure d'expliquer précisément les performances médiocres des transistors NMOS recuits par laser. Par contre, les résultats obtenus avec les transistors PMOS, qui implique un dopage au bore, comme étudié dans ce travail, sont bien plus encourageants. En effet, la figure V.29.b montre que, pour des longueurs de grille inférieures ou égales à 75 nm , leurs caractéristiques $\log(I_{off})/I_{on}$, sont meilleures avec un recuit LTP qu'avec un recuit classique. En dessous de 75 nm , aucune des deux techniques de recuit n'est satisfaisante. Remarquons que tous les points correspondant au recuit laser ont été obtenus avec des densités d'énergie allant de $0,25$ et 1 J/cm^2 . La

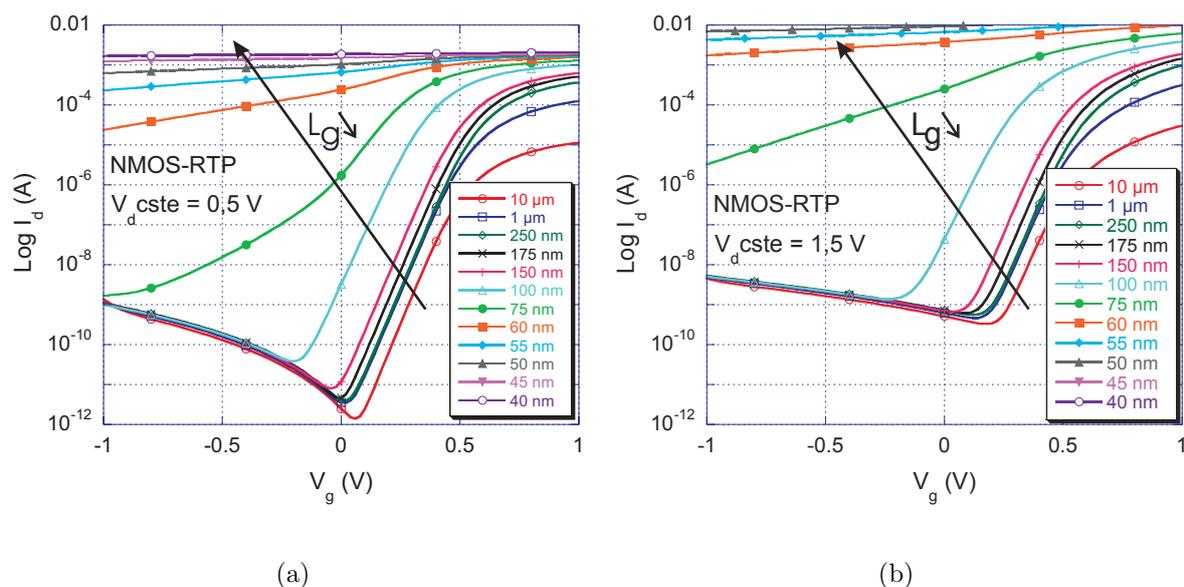
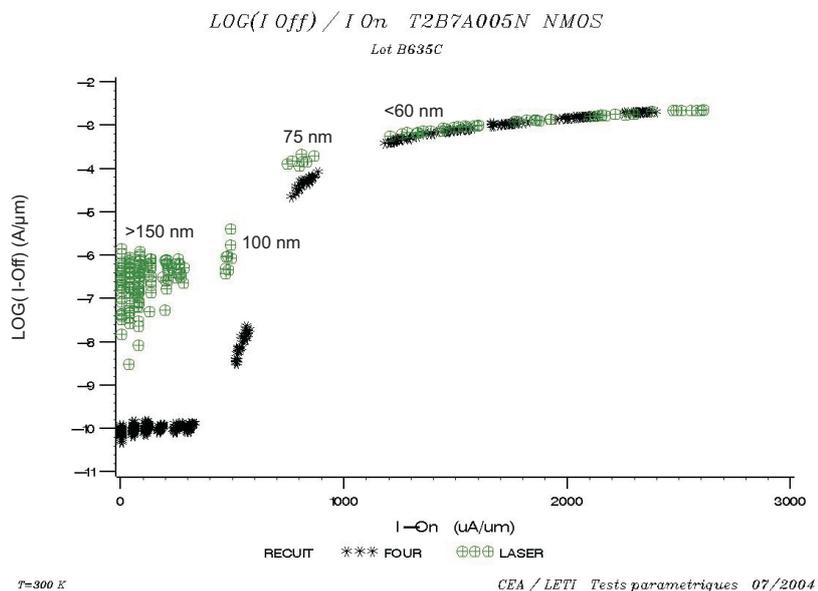


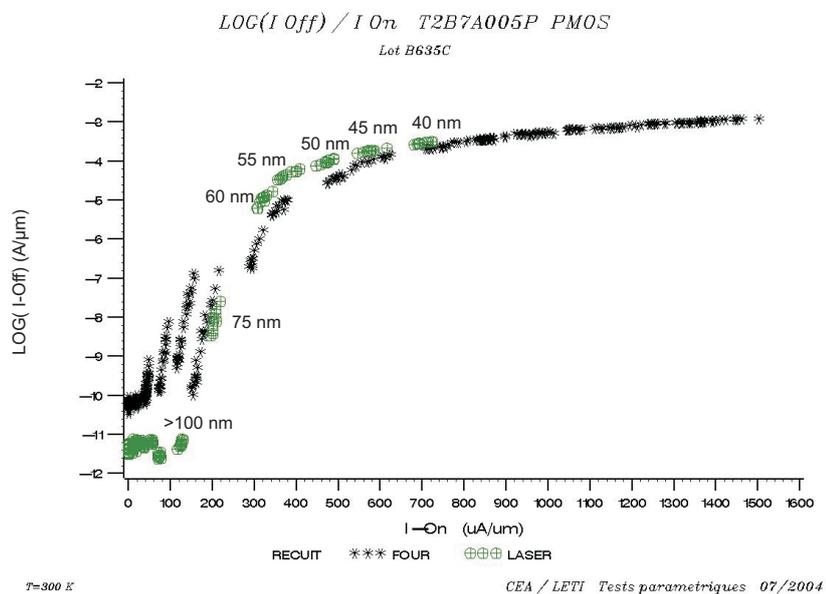
FIG. V.28 – Caractéristiques courant de drain (I_d) et fonction de la tension de commande (V_g) pour V_d faible (0,5 V) (cas a) et V_d fort (1,5 V) pour des transistors dont les longueurs de grilles varient de 10 μm à 40 nm.

variation de la densité d'énergie laser semble donc avoir un effet mineur : il est probable que les températures élevées atteintes lors des dépôts d'oxyde HTO et de nitrure sont responsables d'un recuit au moins partiel des couches implantées. Quoiqu'il en soit, des expériences complémentaires seront nécessaires pour pouvoir conclure définitivement.

Les premiers résultats obtenus avec ce lot électrique sont prometteurs, car ils démontrent que le recuit laser peut être utilisé pour remplacer l'étape de recuit RTP. Il est effectivement possible de réaliser des transistors fonctionnels, notamment en utilisant les deux couches d'oxyde et de nitrure. Il subsiste cependant des points à éclaircir et de nouveaux essais sont à réaliser afin d'optimiser les conditions d'implantation, les épaisseurs et la nature des couches encapsulantes et les conditions laser.



(a)



(b)

FIG. V.29 – Caractéristiques $I_{\text{on}}-I_{\text{off}}$ des transistors NMOS (figure a) et PMOS (figure b) après recuit laser (points verts) et recuit RTP (points noirs).

V-G Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons étudié les possibilités d'intégrer le procédé d'activation des dopants par laser dans la chaîne de fabrication de transistors CMOS. Différents protocoles de manipulation ont été mis en place pour pouvoir réintroduire les plaques en salle blanche et finaliser la fabrication des transistors au LETI après irradiation des structures MOSFET à SOPRA. Nous avons montré que sur des structures nues, c'est-à-dire sans couches protectrices, il n'y avait pas de détérioration de la grille pour des densités d'énergies laser de $2,3 \text{ J/cm}^2$. Cette valeur correspond à une profondeur fondue d'environ 40 nm sur des plaques vierges, profondeur bien plus importante que celles souhaitées pour la réalisation des futures jonctions source et drain des nœuds 65 nm et inférieurs. Afin d'élargir la fenêtre de procédé laser, nous avons ensuite déposé des couches réfléchissantes et anti-réfléchissantes sur les structures MOSFET avant irradiation pour coupler la lumière laser aux structures. Ces couches avaient pour but de protéger les zones sensibles de la grille et diminuer le seuil de fusion des zones à recuire. Cette première étude a été réalisée sans tenir compte de la diffraction des ondes électromagnétiques par les structures sub-longueur d'onde. Les épaisseurs déposées ont seulement été vérifiées et optimisées par des mesures de réflectométrie préalablement effectuées sur des plaques sans structures.

Les observations MEB de révélations chimiques TMAH ont permis de montrer qu'il n'y avait pas :

- de détérioration de la grille et de l'oxyde de grille,
- de diffusion latérale sous la grille de la zone fondue et que la zone de dopants activés restait confinée à la zone préamorphisée.

Des mesures électriques ont été réalisées sur des dispositifs recuits par laser. Les résultats des plaques irradiées ont été comparés avec des plaques de référence activées par recuit spike et RTP. Les résultats obtenus sur des diodes, pour des substrats préamorphisés en utilisant des couches réfléchissantes et anti-réfléchissantes de SiO_2 , montrent une influence des caractéristiques $I(V)$ en fonction de la densité d'énergie laser de recuit. Toutefois, il semble que les densités d'énergie laser n'aient pas été suffisantes pour obtenir des caractéristiques identiques à celles mesurées après recuit RTP. De futures expériences sont requises pour irradier des dispositifs à plus forte densité d'énergie.

Dans le cas des transistors MOS, des empilements de $\text{SiO}_2/\text{Si}_3\text{N}_4$ ont été utilisés. Pour les transistors PMOS, nous avons obtenu des transistors fonctionnels dont les caractéristiques sont meilleures après recuit laser qu'après recuit RTP pour les nœuds supérieurs à 50 nm. Pour les transistors NMOS, les résultats obtenus montrent que les transistors recuits par laser sont moins performants que par recuit RTP. De futurs travaux sont nécessaires pour comprendre pourquoi les transistors dopés avec de l'arsenic ont des caractéristiques moins bonnes.

L'objectif de ces premiers tests a été atteint : confirmer l'intégration du procédé laser à excimère dans la chaîne de fabrication d'un transistor MOS.

Les futurs travaux porteront sur des structures utilisant d'autres empilements de couches optiques dont les épaisseurs auront été optimisées par des calculs de diffraction électromagnétique. Les études intégreront des structures MOSFET plus proches de celles envisagées pour les futures générations de composants (substrats de SOI, utilisation de couches diélectriques " high-k", implantations très basse énergie, grilles métalliques, ...).

Conclusions et perspectives

La réalisation de jonctions ultra-minces et fortement dopées est un enjeu majeur pour la poursuite de la miniaturisation des dispositifs de la microélectronique et de son composant de base, le transistor MOS. Actuellement aucune technique testée, associant des implantations à très faible énergie et des recuits de plus en plus rapide ne répondent aux exigences de l'ITRS pour les noeuds technologiques sub-60 nm. La technique de recristallisation en phase solide (SPER), bien qu'elle permette d'obtenir des jonctions très fines, laisse des défauts dans le silicium qui induisent de forts courants de fuite. Les autres techniques évaluées aujourd'hui par les fabricants de composants microélectronique, comme le recuit par lampes flash ou le balayage par faisceau laser continu, ne proposent des solutions industrielles que pour le nœud 65 nm. Au cours de ce travail, nous avons montré que les techniques de recuit et de dopage par laser à excimère étaient bien adaptées à la réalisation de jonctions ultra-minces et pouvaient répondre aux exigences de l'ITRS pour tous les nœuds technologiques utilisant le silicium y compris pour les nœuds 45 nm et inférieurs.

En effet, les résultats reportés sur la figure VI.1 comparent les résistivités surfaciques et les profondeurs de jonction obtenues par recuit laser au cours de nos expériences à celles obtenues par d'autres techniques tel que les recuits "spike-RTP", "SPER", lampes Flash ou laser (les rectangles représentent les spécifications de l'ITRS [ITRS2003]).

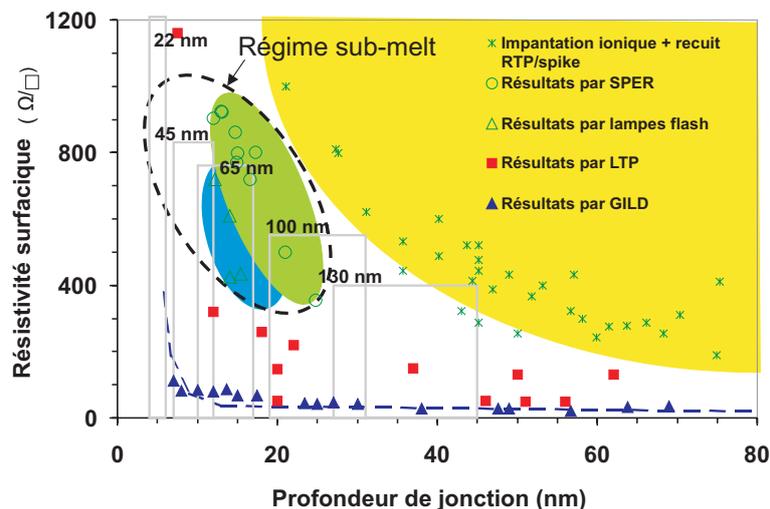


FIG. VI.1 – Résistivités surfaciques en fonction de la profondeur de jonction obtenues par différentes techniques de recuit classiques [LENOBLE01], avancées [TIMANS04] et laser et comparées aux spécifications de l'ITRS pour les futures générations de la technologie CMOS (rectangles).

La première partie de ce travail a consisté à optimiser le dispositif de recuit de SO-

PRA en y adaptant la mesure de réflectivité transitoire in situ et en améliorant l'optique de traitement et d'homogénéisation du faisceau laser. Ceci nous a permis d'obtenir un faisceau très uniforme où les inhomogénéités sont limitées à 1,5%.

En parallèle de toutes les expériences de recuit laser effectuées à l'IEF et à SOPRA, de nombreux calculs de simulation thermique ont été réalisés et nous ont permis de disposer d'un outil d'évaluation du procédé laser indispensable. Nous avons évalué des rampes de montée en température de $\approx 10^{10}$ K/s qui se situent plusieurs ordres de grandeur au dessus des celles obtenues par les lampes flash ou les lasers continu CW. Les profondeurs fondues ont pu aussi être prédites et les densités d'énergie laser optimisées.

Les expériences de recuit laser sur les dispositifs expérimentaux de SOPRA et de l'IEF, à partir de nombreuses plaques de 200 mm non structurées, et les nombreuses caractérisations réalisées au cours des différents séjours au LETI, à SOPRA et à l'IEF, ont permis de quantifier les effets de la durée de l'impulsion des lasers utilisés et ont défini les différentes fenêtres de procédé explorables pour de futures irradiations sur dispositifs. Chacune des jonctions réalisées a été caractérisé in situ en temps réel par réflectivité transitoire et, après traitement par de nombreuses techniques telles que : SIMS, SRP, mesure 4 pointes, ellipsométrie, diffraction par rayons X, AFM, MEB et TEM.

Dans le cas de couches préamorphisées, la durée de l'impulsion laser induit des différences dans les mécanismes de fusion et solidification de la couche irradiée. Nous avons montré que le mécanisme de cristallisation explosive à 200 ns pouvait améliorer la fenêtre de procédé laser dans le cas d'une couche amorphisée. L'étude de la durée de l'impulsion laser nous a aussi permis de vérifier l'existence d'un mode d'activation en régime "sub-melt", c'est à dire sans fusion. Ce mode de fonctionnement est une solution à court terme pour obtenir des jonctions activées par des recuits laser bien plus rapides que les recuits classiques actuellement utilisés, mais sur des jonctions n'ayant pas subi de préamorphisation. Les caractérisations de profils d'activation par SIMS et SRP ont montré que le laser SOPRA et le laser Lambda Physik de l'IEF permettaient d'obtenir des profils de bore carrés et extrêmement abrupts (2 nm/décade). Les caractérisations par TEM et diffraction par rayons X ont souligné la très bonne qualité cristalline des couches recuites par LTP.

Des techniques d'implantations alternatives ainsi que d'autres types de substrats ont été étudiés à SOPRA et à l'IEF :

- le dopage par GILD a été notamment testé à l'IEF. Cette technique a permis d'incorporer près de 10^{14} bore/cm² par tir laser et d'atteindre des concentrations en bore supérieures à 10^{21} at/cm³.
- une collaboration avec la société IBS, spécialiste de l'implantation ionique qui développe un outil industriel d'implantation par immersion plasma, nous a fait bénéficier de substrats implantés à très faible énergie où les profils d'implantation sont inférieurs à 10 nm. Cette étude nous a permis de vérifier que, grâce à l'impulsion laser de 200 ns, nous pouvions obtenir des jonctions ayant des résistivités surfaciques environ cinq fois plus faibles que par RTP.
- des tests effectués sur des substrats de SOI, de plus en plus utilisés dans l'industrie de la microélectronique, ont conduit à des jonctions répondant aux caractéristiques requises par l'ITRS pour les futures générations de transistors MOS.

Enfin, une partie importante de ce travail a été consacrée à l'étude de l'intégration du recuit par LTP dans la chaîne de fabrication des composants microélectronique. Pour cela nous avons évalué plusieurs types d'encapsulation par des couches d'oxyde ou de nitrure permettant à la fois de protéger la grille de polysilicium et de recuire convenablement les source et drain du transistor. L'épaisseur et la nature de ces couches ont été préalablement

optimisées par des études sur des plaques sans structures. Les observations MEB couplées à la technique de révélation chimique des couches dopées ont mis en évidence l'efficacité de cette technique, la bonne tenue de la grille et l'absence de diffusion latérale des dopants.

Les premiers résultats électriques obtenus sur ces dispositifs sont très encourageants pour les techniques de dopage par laser puisqu'ils ont montré que ce procédé de recuit permettait d'obtenir des transistors CMOS fonctionnels. En effet, l'enjeu majeur de cette technique est son intégration au sein des procédés actuels de réalisation, avec un minimum d'étapes supplémentaires.

Les résultats obtenus au cours de cette thèse permettent d'envisager les suites à court terme de ce travail :

- le premier travail consistera à vérifier et à optimiser les résultats électriques obtenus en testant de nouveaux empilements de couches réfléchissantes et anti-réfléchissantes. Ces empilements seront optimisés grâce aux calculs de simulation de diffraction électromagnétique par les structures afin d'obtenir un procédé laser pertinent pour tous les espacements existants entre les différentes grilles d'une même puce.
- d'autre part, sont à l'étude à SOPRA des calculs et des expériences permettant de visualiser complètement le mécanisme de cristallisation explosive à 200 ns.

Ce travail de thèse très complet m'a permis d'aborder de nombreux sujets de la physique et de la microélectronique au sein de différents environnements et structures de recherches offrant des moyens complémentaires. Les résultats obtenus ont en outre participé à ce que l'outil industriel développé à SOPRA soit aujourd'hui utilisé en production dans certaines usines de fabrication de composants à base de semiconducteurs pour des applications connexes d'activation de dopants dans le silicium.

Les futures possibilités de procédés offertes par le recuit ultra-rapide du laser à excimère pour l'industrie des semiconducteurs sont nombreuses.

Citons :

- l'utilisation de substrats SOI qui permet de faciliter le couplage thermique entre le laser et le substrat.
- L'étude de l'association du recuit laser à d'autres techniques de recuit plus conventionnelles comme les recuits SPER ou le Spike-RTP.
- l'emploi de nouveaux matériaux tels que des couches à forte permittivité (HfO_2), du silicium contraint ou du SOI ultra-mince.
- certains résultats préliminaires de simulations de diffraction électromagnétique qui ont montré que les effets de confinement de l'énergie laser pourraient être mis à profit au sein de structures constituées de plusieurs grilles ou FIN-FET.

Annexe

Distribution des ions après implantation

Pouvoir d'arrêt

Lorsqu'une particule chargée pénètre dans la cible, elle perd son énergie E par interaction avec les électrons et par collision avec les atomes de la cible. Cette perte d'énergie, dépend de la profondeur de pénétration dans le matériau x . Le pouvoir d'arrêt est alors noté dE/dx . La section efficace de perte d'énergie σ_S est donné par :

$$\sigma_S(E) = \frac{1}{N} \frac{dE}{dx} \quad (\text{VII.3})$$

où N est la densité atomique de la cible. ($N=5.10^{22} \text{ cm}^{-3}$ pour le silicium)

La perte d'énergie tient compte de :

- la contribution du terme "ralentissement nucléaire" notée $(dE/dx)_n$ qui décrit les pertes d'énergie par collisions élastiques entre l'ion incident et les noyaux des atomes cibles,
- la contribution du terme "ralentissement électronique" noté $(dE/dx)_e$ dû aux mécanismes d'interaction ion/électron.

Cette composante inclut aussi bien le transfert d'énergie cinétique aux électrons de la cible par collision élastique que les phénomènes inélastiques tels que l'ionisation ou l'excitation des atomes de la cible ou du projectile.

Le pouvoir d'arrêt total s'exprime en $\text{keV}/\mu\text{m}$:

$$S(E) = \frac{1}{N} \frac{dE}{dx}_n + \frac{1}{N} \frac{dE}{dx}_e = S_n(E) + S_e(E) \quad (\text{VII.4})$$

S s'exprime généralement en $\text{keV}/\mu\text{m}$ à N donné.

La figure VII.1 présente les variations des pouvoirs d'arrêt nucléaire ($S_n(E)$) et électronique ($S_e(E)$) dépendant de la vitesse de l'ion implanté. En fonction de la vitesse de l'ion, on distingue trois domaines d'énergie :

Dans la région I des faibles énergies, le pouvoir d'arrêt nucléaire joue un rôle prépondérant c'est-à-dire pour des vitesses :

$$V < V_0 Z_1^{\frac{2}{3}} \quad (\text{VII.5})$$

où V_0 représente la vitesse de Bohr ($V_0=2,2 \times 10^8 \text{ cm/sec}$), et Z_1 le numéro atomique de l'ion incident. Dans la zone I, $S_e(E)$ est une fonction croissante de E .

Dans le cas des zones II et III, c'est le pouvoir d'arrêt électronique qui prédomine. Le

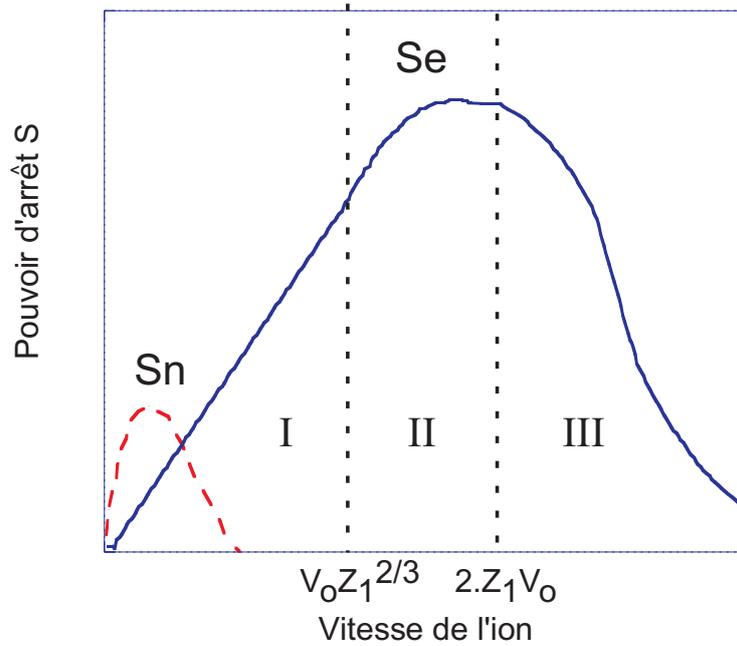


FIG. VII.1 – Composantes nucléaires et électroniques du pouvoir d'arrêt en fonction de la vitesse de l'ion incident.

maximum du pouvoir d'arrêt est situé en $V=2V_0Z_1$. Dans le présent travail, les énergies d'implantation seront faibles, puisqu'il s'agit de réaliser des jonctions ultra-minces. On se trouvera toujours dans la zone I de la figure VII.1, avec une importance prépondérante des processus d'arrêt nucléaires.

Distribution des ions après implantation

L'aspect le plus important de l'implantation ionique est la distribution en profondeur des espèces implantées. C'est ce qui va déterminer les propriétés électriques de la jonction réalisée. Les nombreuses interactions nucléaires rendent cette trajectoire fortement aléatoire, du fait du caractère isotrope du matériau implanté. Les atomes-cibles sont ainsi considérés comme étant placés au hasard dans le volume. Il faut tenir compte à la fois de la distance parcourue par l'ion en mouvement entre deux collisions successives et de la déviation que subit sa trajectoire lors d'un choc avec les noyaux cibles.

On définit la distance moyenne R parcourue par un ion d'énergie E_0 à partir des pouvoirs d'arrêt électronique S_e et nucléaire S_n par la relation suivante :

$$R = \int_0^{R_p} dr = \frac{1}{N} \int_0^{E_0} \frac{dE}{S_e(E) + S_n(E)} \quad (\text{VII.6})$$

Chaque ion suit une trajectoire bien particulière dans le matériau, dépendante des diverses collisions obtenues avec les atomes-cibles.

Une schématisation du parcours de quelques ions implantés dans un matériau amorphe est donnée sur la figure VII.2.a. Tous les ions sont implantés avec la même énergie à travers un masque d'épaisseur déterminée. La longueur R est difficilement exploitable expérimentalement. Il est plus aisé de considérer le *parcours projeté moyen* c'est-à-dire la projection du parcours de l'ion incident sur la direction perpendiculaire à la surface

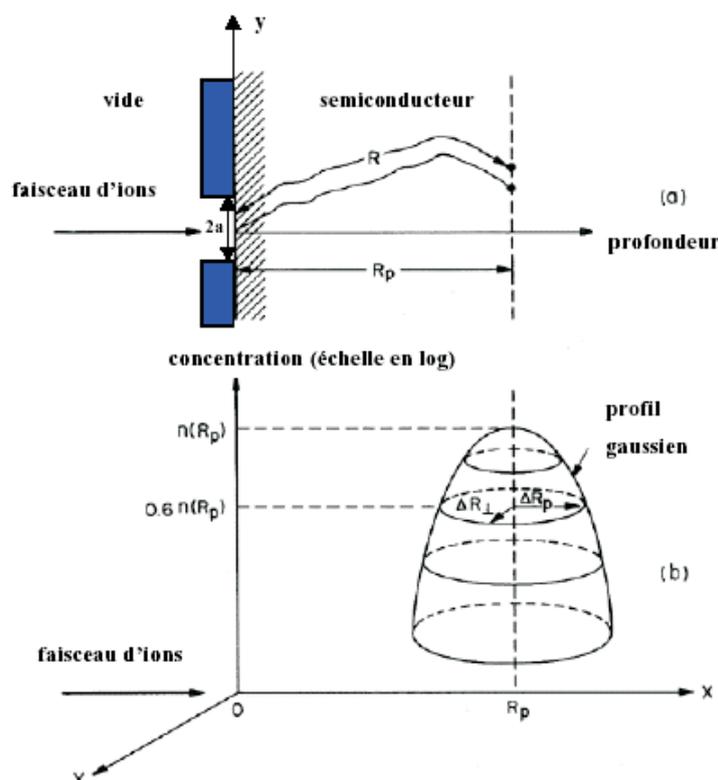


FIG. VII.2 – Distribution des ions implantés [WOLF86].

du matériau implanté. R_p correspond donc à la moyenne de tous les parcours projetés. Il peut être déterminé par :

$$R_p = \frac{1}{\Theta} \int x n(x) dx \quad (\text{VII.7})$$

où Θ est la dose totale implantée exprimée en ions/cm². La fonction $n(x)$ représente la distribution en profondeur de tous les ions.

En première approximation [LINDHARD63], la distribution des parcours projetés peut être considérée comme une distribution gaussienne et caractérisée par R_p , le parcours projeté moyen, et ΔR_p l'écart type également appelé "straggling".

La distribution gaussienne prend l'expression analytique suivante :

$$n(x) = n_0 e^{-\frac{(x-R_p)^2}{2\Delta R_p^2}} \quad (\text{VII.8})$$

L'intégration de cette expression nous donne la valeur du pic de concentration n_0 :

$$n_0 = \frac{\Theta}{\sqrt{2\pi}\Delta R_p} \quad (\text{VII.9})$$

Le nombre total d'ions implantés est défini par la dose Q égale à :

$$Q = \sqrt{2\pi}\Delta R_p \cdot n_0 \quad (\text{VII.10})$$

Hofker et al ont montré, suite à de nombreux travaux sur l'implantation de bore dans le silicium, que les profils de distribution deviennent de plus en plus asymétriques à mesure que l'énergie d'implantation augmente [HOFKER75]. L'approximation par une simple courbe de Gauss devient alors peu précise.

Plusieurs auteurs ont introduit des distributions plus complexes prenant en compte des dissymétries observées dans les profils d'implantation à plus haute énergie. Ces distributions ont été utilisées pour décrire la localisation des espèces implantées dans le matériau de façon plus précise. L'emploi de distributions de type "Pearson", est la plus courante. On pourra se reporter aux références [WOLF86] et [MAYER70] pour plus de précisions.

Plusieurs logiciels de simulation sont actuellement disponibles, pour lesquelles les méthodes de calculs pour déterminer les distributions des espèces implantées diffèrent. Les deux méthodes principales sont basées sur l'équation de transport de Boltzmann, ou sur la méthode dite de Monte-Carlo. La première permet de construire directement le profil d'implantation à l'aide des moments de la distribution spatiale [CHRISTEL80]. La deuxième, dite de Monte-Carlo, est basée sur la simulation des trajectoires de particules individuelles à travers leurs collisions successives avec les atomes-cibles. Les collisions nucléaires et électroniques sont calculées de façon indépendante, et la sommation des pouvoirs d'arrêt est faite ensuite sur un nombre N de trajectoires (en général, $N > 1000$).

La méthode de Monte-Carlo possède deux principaux avantages, par rapport aux formulations analytiques de la théorie du transport de Boltzmann (BTE) : le traitement des collisions élastiques est plus rigoureux, et la distribution en volume de l'énergie déposée par les ions implantés peut être déterminée plus aisément. Grâce à l'accroissement de la puissance de calcul des ordinateurs, de nombreux auteurs ont adapté la technique de Monte-Carlo à la simulation de l'implantation ionique.

Références bibliographiques

- [AKHAMANOV89] S. A. Akhmanov, N. I. Koroteev, and I. L. Shumay. *Non linear diagnostics of laser-excited surfaces*. edited by Harwood Academic Publishers, 1989.
- [ALLMEN87] M. Von Allmen. *Laser-Beam Interactions with Materials, Physical Principles and Applications*, volume 2. edited by Springer Series in Materials Science, 1987.
- [ALQUIER98] D. Alquier. *Jonctions Ultra-Minces p^+/n : modélisation, réalisation et caractérisation*. Thèse de doctorat, INSA Toulouse, 1998.
- [ALSHEHRI04] Y. A. Alshehri. Development of full silicidation (fusi) process for nickel silicide. *22th Annual Microelectronic Eng. Conf.*, page 52, 2004.
- [ANSELL98] S. Ansell and S. Krishnan, J. J. Felten, and D. L. Price. Structure of super-cooled liquid silicon. *J. Phys. : Condens. Matter*, 10 :73, 1998.
- [ARMSTRONG62] J.W. Armstrong. *J. Electrochem. Soc.*, 109 :1065, 1962.
- [ARRONTE02] M. Arronte, P. Neves, and R. Vilar. Modeling of laser cleaning of metallic particulate contaminants from silicon surfaces. *J. Appl. Phys.*, 92(12) :6973, 2002.
- [AUBERTON86] A.-J. Auberton-Herve. *Etude de la faisabilité d'une filière CMOS-micronique sur silicium sur isolant*. Thèse de doctorat, Ecole Centrale Lyon, 1986.
- [AZIZ88] M. J. Aziz and T. Kaplan. Continuous growth model for interface motion during alloy solidification. *Acta Metallurgica*, 36 :2335, 1988.
- [AZZAM86] R. M. A. Azzam and N. M. Bashara. *Ellipsometry and Polarized Light*. edited by North-Holland Personal Library, 1986.
- [BABOUX02] N. Baboux, J. C. Dupuy, G. Prudon, P. Holliger, F. Laugier, A. M. Papon, and J. M. Hartmann. Ultra-low energy sims analysis of boron deltas in silicon. *J. Crys. Growth*, 245 :1, 2002.
- [BAERI79] P. Baeri, S. U. Campisano, G. Foti, and E. Rimini. A melting model for pulsing-laser annealing of implanted semiconductors. *J. Appl. Phys.*, 50(2) :788, 1979.
- [BAUER00] M. Bauer, M. Oehme, M. Sauter, G. Eifler, and E. Kasper. Time resolved reflectivity measurements of silicon solid phase epitaxial regrowth. *Thin Solid Films*, 364(1-2) :228, 2000.
- [BERNOUX] F. Bernoux, J-P Piel, B. Castellon, C Defranoux, J-H Lecat, P. Boher, and J-L Stehle. *Ellipsométrie : Instrumentation et applications*. Techniques de l'ingénieur, Numéro : R6 491.

- [BERTRAND04] I. Bertrand, J-M. Dilhac, and P. Renaud. Recristallisation en phase liquide de films épais de poly-silicium pour la réalisation à faible coût de circuits de puissance sur soi partiel. *VII^{èmes} Journées Nationales du Réseau Doctoral de Microélectronique JNRDM 04*, page 229, 2004.
- [BESI-VETRELLA98] U. Besi-Vetrella, E. Salza, L. Pirozzi, S. Noel, A. Slaoui, and J. C. Muller. Selective doping of silicon by rapid thermal and laser assisted processes. *Mat. Sci. Semiconductor Proces.*, 1 :325, 1998.
- [BIRIKH66] R. V. Birikh. Thermocapillary convection in horizontal layer of liquid. *J. Appl. Mech. Tech.*, 7 :43, 1966.
- [BLIN03] D. Blin. *Croissance et propriétés de films minces de HfO₂ déposés par Atomic Layer Deposition pour des applications microélectroniques*. Thèse de doctorat, Université Montpellier II, 2003.
- [BONNET83] T. Bonnet. *Caractérisation de la diffusion latérale et évaluation du recuit laser pour l'optimisation du dopage des transistors MOS*. Thèse de doctorat, Insitut National Polytechnique de Grenoble, 1983.
- [BORLAND02] J. O. Borland. Low temperature shallow junction formation for 70 nm technology node and beyond. *Mat. Res. Soc. Symp.*, 717 :C1.1.1, 2002.
- [BORN89] M. Born and E. Wolf. *Principles of Optics, Electromagnetic Theory of Propagation Interference and Diffraction of Light, sixth edition*. edited by Pergamon Press, 1989.
- [BOUCARD03] F. Boucard. *Modélisation de la diffusion des dopants dans le silicium pour la réalisation de jonctions fines*. Thèse de doctorat, Université de Strasbourg, 2003.
- [BOURNEL04] A. Bournel, S. Galdin-Retailleau, and P. Dollfus. *L'électronique ultime. Les nanosciences : Nanotechnologies et nanophysique* éditions Belin, 2004.
- [BOYD87] L. C. Feldmann and J. W. Mayer. *Laser Processing of Thin Films and Microstructures*, volume 3. edited by Springer Series in Materials Science, 1987.
- [BRACHT98] H. Bracht, E. E. Haller, and R. Clark-Phelps. Silicon self-diffusion in isotope heterostructures. *Phys. Rev. Lett.*, 81(2) :393, 1998.
- [BRANLY99] S. Branly. *Chaîne d'amplification régénératrice XeCl : Algorithme de dimensionnement, réalisation et application*. Thèse de doctorat, Université Paris XIII, 1999.
- [BUSSMANN04] E. Bussmann and C. C. Williams. Sub-10nm lateral spatial resolution in scanning capacitance microscopy achieved with solid platinum probes. *Review of Scientific Instrument*, 75(2) :422, 2004.
- [CAMPISANO83] S. U. Campisano. Non-equilibrium dopants incorporation in silicon melted by laser pulses. *Appl. Phys. A*, 30 :195, 1982.
- [CAO89] Y. Cao, A. Faghri, and W. S. Chang. A numerical analysis of stefan problems for generalized multi-dimensional phase-change structures using the enthalpy transforming model. *J. Heat. Mass. Transfert*, 32(7) :1289, 1989.
- [CAREY86] P.G. Carey, K. Bezjian, T. W. Sigmon, P. Gildea, and T. J. Magee. Fabrication of submicrometer mosfet's using gas immersion laser doping (gild). *IEEE Elect. Dev. Lett.*, 7(7) :440, 1986.

- [CERVA92] H. Cerva and G. Hobler. Comparison of transmission electron microscope cross sections of amorphous regions in ion implanted silicon with point-defect density calculations. *J. Electrochem. Soc.*, 139(12) :3631, 1992.
- [CHAO96] H. S. Chao, P. B. Griffin, J. D. Plummer, and C. S. Rafferty. The dose, energy, and time dependence of silicon self-implantation induced transient enhanced diffusion at 750°C. *Appl. Phys. Lett.*, 69(14) :2113, 1996.
- [CHOW85] T. P. Chow and A. J. Steckl. A critique of refractory gate applications for mos vlsi. *VLSI Electronics, Microstructure science*, 9 :37, 1985.
- [CHRISTEL80] L. A. Christel, J. F. Gibbons, and S. Mylroie. An application of the boltzmann transport equation to ion range and damage distributions in multilayered targets. *J. Appl. Phys.*, 51 :6176, 1980.
- [CLAVERIE99] A. Claverie, L. F. Giles, M. Omri, B. de Mauduit, G. Ben Assayag, and D. Mathiot. Nucleation, growth and dissolution of extended defects in implanted si : impact on dopant diffusion. *Nucl. Inst. Meth. in Phys. Res. B*, 147(1) :1, 1999.
- [COLINGE91] J. Colinge. *Silicon-On-Insulator Technology : Materials to VLSI*. edited by Kluwer academic publishers, 1991.
- [COLLART98] E. J. H. Collart, K. Weermers, D. J. Gravesteijn, and J. G. M. Van Berkum. Characterization of low-energy (100ev-10kev) boron ion implantation. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16(1) :280, 1997.
- [CONNELL01] A. D. McConnell, S. Uma, and K. E. Goodson. Thermal conductivity of doped polysilicon layers. *J. of Microelectrochemical systems.*, page 360, 2001.
- [CONRAD87] J. R. Conrad, J. L. Radtke, R. A. Dodd, F. J. Worzala, and N. C. Tran. Plasma source ion-implantation technique for surface modification of materials. *J. Appl. Phys.*, 62 :4591, 1987.
- [CORBETT81] J. W. Corbett, J. P. Karins, and T. Y. Tan. Ion-induced defects in semiconductors. *Nucl. Inst. and Methods*, 182 :457, 1981.
- [COUTANSON04] S. Coutanson, E. Fogarassy, and J. Venturini. Fabrication of p+/n ultra shallow junction (usj) in silicon by excimer laser doping from spin-on glass sources. *Mat. Res. Soc.*, 810 :C4.13, 2004.
- [COWERN99] N.E.B. Cowern, G. Mannino, P. A. Stolk, F. Roozeboom, H. G. A. Huizing, J. G. M. van Berkum, F. Cristiano, A. Claverie, and M. Jaraíz. Energetics of self-interstitial clusters in si. *Phys. Rev. Lett.*, 82(22) :4460, 1999.
- [DEFRANOUX03] C. Defranoux, T. Emeraud, S. Bourtault, J. Venturini, P. Boher, M. Hernandez, C. Laviron, and T. Noguchi. Infrared spectroscopic ellipsometry applied to the characterization of ultra shallow junction on silicon and soi. *International Conference of Spectroscopic Ellipsometry 2003 (ICSE 03)*, 2003.
- [DONOVAN83] E. P. Donovan, F. Spaepen, D. Turnbull, J. M. Poate, and D. C. Jacobson. Heat of crystallization and melting point of amorphous silicon. *App. Phys. Lett.*, 42(8) :698, 1983.
- [DRIEL] H.V. Van Driel. *Transport properties of laser generated non-equilibrium plasmas in semiconductors*. edited by Harwood Academic Publishers, 1989.
- [DROSD82] R. Drosd and J. Washburn. Some observations on the amorphous to crystalline transformation in silicon. *J. Appl. Phys.*, 53 :397, 1982.

- [DUHANYAN98] N. Duhanyan. *Etude des ségrégations solutales à l'intérieur de l'alliage Ga(1-x)InxSb encours de solidification directionnelle en front plan suivant la méthode de Bridgman*. Thèse de doctorat, Université Paris 7, 1998.
- [DUSCH02] A. Dusch. *Modélisation de la diffusion accélérée et transitoire du bore implanté à basse énergie dans les dispositifs submicroniques silicium*. Thèse de doctorat, Université de Rouen, 2002.
- [EAGLESHAM94] D. J. Eaglesham, P. A. Stolk, H.-J. Gossmann, and J. M. Poate. Implantation and transient b diffusion in si : The source of the interstitials. *Appl. Phys. Lett.*, 65(18) :2305, 1994.
- [EBERHART97] J. P. Eberhart. *Analyse structurale et chimique des matériaux*. Ed. Dunod, Paris, 1997.
- [EHRlich89] D. J. Ehrlich and J. Y. Tsao. *Laser Microfabrication, Thin Film Processes and Lithography*. edited by Academic Press, 1989.
- [FARHANE04] R. El Farhane, C. Laviron, F. Cristiano, N. Cherkashin, P. Morin, M. Juhel, P. Stolk, F. Arnaud, A. Pouydebasque, F. Wacquant, D. Lenoble, and A. Halimaoui. Solid phase epitaxy process integration on 50-nm pmos devices : Effects of defects on chemical and electrical characteristics of ultra shallow junctions. *Mat. Res. Soc.*, 810 :C1.4.1, 2004.
- [FIDAP-DOC] FLUENT. *FIDAP user's manual Vol.1-8*. edited by FLUENT INC, 2001.
- [FIORY02] A. T. Fiory, S. G. Chawda, S. Madishetty, V. R. Mehta, N. M. Ravindra, S. P. McCoy, M. E. Lefrançois, K. K. Bourdelle, J.M. McKinley, H.-J. L. Gossmann, and A. Agarwal. Transient-enhanced diffusion in shallow junction formation. *J. Elec. Materials*, 31(10) :999, 2002.
- [FIORY02r] A. T. Fiory. Recent developments in rapid thermal processing. *J. Elec. Materials*, 31(10) :981, 2002.
- [FOAD98] M. A. Foad and D. Jennings. Formation of ultra-shallow junctions by ion implantation and rta. *Solid-State Technology*, page 43, 1998.
- [FOGARASSY01] E. Fogarassy, B. Prevot, S. de Unamuno, C. Prat, D. Zahorski, Y. Helen, and T. Mohammed-Brahim. Long-pulse duration excimer laser processing in the fabrication of high performance polysilicon tfts for large area electronics. *Mat. Research. Soc.*, 2001.
- [FOGARASSY89] E. Fogarassy, C. Fuchs, S. De Unamuno, and P. Siffert. Excimer laser induced melting of heavily doped silicon : a contribution to the optimization of the laser doping process. *App. Surf. Science*, 43 :316, 1989.
- [FOULON89] F. Foulon. *Dopage photoassisté par laser excimère du silicium placé sous atmosphère de gaz dopant*. Thèse de doctorat, Université Paris VII, 1989.
- [FROMENT03] B. Froment, M. Muller, H. Brut, R. Pantel, V. Carron, H. Achard, A. Halimaoui, F. Boeuf, F. Wacquant, C. Regnier, D. Ceccarelli, R. Palla, A. Beverina, V. DeJonghe, P. Spinelli, O. Leborgne, K. Bard, S. Lis, V. Tirard, P. Morin, F. Trentesaux, V. Gravey, T. Mandrekar, D. Rabilloud, S. Van, E. Olson, and J. Diedrick. Nickel vs. cobalt integration for sub-50nm cmos. *ESSDERC'03*, page 215, 2003.
- [FUCHS00] M. S. K. Fuchs. Optical properties of liquid silicon : the integral equation approach. *J. Phys. : Condens. Matter*, 12(19) :4341, 2000.

- [FULL56] C. S. Fuller and J. A. Ditzenberger. Diffusion of donor and acceptor element in silicon. *J. Appl. Phys.*, 27 :544, 1956.
- [GABLE02] K. A. Gable, K. Jones, M. E. Law, L. S. Robertson, and S. Talwar. Electrical and structural characterization of boron implanted silicon following laser thermal processing. *Mat. Res. Soc.*, 717 :C1.10.1, 2002.
- [GAUTIER97] B. Gautier. *Etude de la résolution en profondeur lors de l'analyse par spectrométrie de masse des ions secondaires. Détermination de la fonction de résolution pour le bore dans le silicium, mise au point d'une procédure de déconvolution et applications.* Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 1997.
- [GERL97] M. Gerl and J.-P. Issi. *Physique des matériaux.* Traité des Matériaux 8, édition Presse Polytechniques et Universitaires Romandes, 1997.
- [GODARD94] B. Godard, P. Murer, M. X. Stehle, J. C. Bonnet, and D. R. Pigache. Improvement of the first kilowatt xecl laser for different specific applications. *High-Power Gas and Solid State Lasers SPIE Proc.*, 2206 :25, 1994.
- [GREEN71] M. A. Green and M. W. Gunn. The evaluation of geometrical effects in four point probe measurements. *Solid State Elec.*, 14 :1167, 1971.
- [HADDARA00] Yaser M. Haddara, Brennan T. Folmer, Mark E. Law, and Temel Buyuklimanli. Accurate measurements of the intrinsic diffusivities of boron and phosphorus in silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 77(13) :1976, 2000.
- [HAMMAD01] Y. Hammad and D. K. Schroder. Analytical modeling of the partially-depleted soi mosfet. *IEEE Trans. Electron Devices*, 248(2) :252, 2001.
- [HEBRAS03] X. Hébras. *Contribution à l'étude de la diffusion, de l'agglomération et de l'activation du bore dans le silicium : Application à la réalisation de jonctions ultraminces P⁺/N pour le MOS fortement submicronique.* Thèse de doctorat, Université Paul Sabatier de Toulouse, 2003.
- [HERNANDEZ02] M. Hernandez, D. Zahorski, J. Boulmer, D. Debarre, G. Kerrien, T. Sarnet, C. Laviro, M.N. Séméria, D. Camel, and J. L. Santailier. Laser thermal processing (ltp) for ultra-shallow junction formation : numerical simulation and comparison with experiments. *App. Surf. Sci.*, 208-209 :345, 2002.
- [HERNANDEZ03] M. Hernandez, T. Sarnet, D. Debarre, J. Boulmer, G. Kerrien, C. Laviro, and M.N. Séméria. Ultra-shallow junction formation by gas immersion laser doping (gild) on silicon bulk and soi substrate. *Electro Chemical Society, Spring Meeting 2003*, K1 :145, 2003.
- [HERNANDEZ04] M. Hernandez, J. Venturini, D. Berard, G. Kerrien, T. Sarnet, J. Boulmer, C. Laviro, D. Camel, J.-L. Santailier, and H. Akhouayri. Laser thermal processing using an optical coating for ultra shallow junction formation. *Mat. Sci. and Eng. B*, 114-115 :105, 2004.
- [HERZBERG50] G. Herzberg. *Spectra of diatomic molecules.* edited by D. Van Nostrand Company, 1950.
- [HOBLER03] G. Hobler and G. Otto. Status and open problems in modeling of as-implanted damage in silicon. *Mat. Sci. Semicond. Proc.*, 6 :1, 2003.

- [HOFKER75] W. K. Hofker, D. P. Oosthoek, N. J. Koeman, and al. Concentration profiles of boron implantations in amorphous and polycrystalline si. *Radiation Effects*, 24 :223, 1975.
- [HOLM67] R. Holm. *Electric contacts*. edited by Springer-Verlag, New York, 1967.
- [ITRS2003] ITRS. The international technology roadmap for semiconductor. <http://public.itrs.net>, édition 2003.
- [JAIN02] S. C. Jain, W. Schoemaker, R. Lindsay, P. A. Stolk, S. Decoutere, M. Willander, and H. E. Maes. Transient enhanced diffusion of boron in si. *J. Appl. Phys.*, 91(11) :8919, 2002.
- [JIN02] J.-Y. Jin, J. Liu, U. Jeong, and S. Mehta. Study of reverse annealing behaviors of p+/n ultrashallow junction formed using solid phase epitaxial annealing. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 20(1) :422, 2002.
- [JONES98] E. C. Jones and E. Ishida. Shallow junction doping technologies for ulsi. *Mat. Sci. Engineering*, R24 :1, 1998.
- [KERRIEN02] G. Kerrien, M. Hernandez, C. Laviron, T. Sarnet, D. Débarre, T. Noguchi, D. Zahorski, J. Venturini, M.N. Séméria, and J. Boulmer. Optical characterization of laser processed ultra-shallow junctions. *Appl. Surf. Sci.*, 208-209 :277, 2002.
- [KERRIEN04] G. Kerrien. *Etude du Traitement Laser du Silicium Appliqué à la Réalisation de Couches Dopées Nanométriques pour la Microélectronique*. Thèse de doctorat, Université Paris XI, 2004.
- [KERRIEN04a] G. Kerrien, T. Sarnet, D. Debarre, J. Boulmer, M. Hernandez, C. Laviron, and M.-N. Séméria. Gas immersion laser goping (gild) for ultra-shallow junction formation. *Thin Solid Films*, 453-454 :106, 2004.
- [KOO02] B.-W. Koo, Z. Fang, M. Bakshi, L. Nicolaides, and S. Cherekdjian. Plasma doping junction depth measurement using therma-probe system. *Ion Implantation Technology (IIT)*, 2002.
- [KUJIRAI95] H. Kujurai, E. Murakami, and S. Kimura. Ultra-shallow and abrupt boron profiles in si by δ -doping technique. *J. J. Appl. Phys.*, 34 :782, 1995.
- [LAMPIN99] L. Lampin and V. Senez. Modeling of the kinetics of dislocation loops. *Nucl. Inst. Meth. in Phy. Res. B*, 147 :13, 1999.
- [LAMPIN99a] L. Lampin, V. Senez, and A Claverie. Modeling of the transient enhanced diffusion of boron implanted into preamorphized silicon. *J. Appl. Phys.*, 85(12) :8137, 1999.
- [LANDI87] E. Landi, S. Guimaraes, and S. Solmi. Influence of nucleation on the kinetics of silicon formed precipitation in silicon. *Appl. Phys. A*, 44 :135, 1987.
- [LAVIRON01] C. Laviron, M.N. Séméria, D. Zahorski, M. Stehlé, M. Hernandez, J. Boulmer, D. Debarre, and G. Kerrien. Excimer-laser activation of dopants in silicon : a new concept for a uniform treatment over a whole die area. *Int. Workshop on Junction Technology.*, pages 6–1–1, 2001.
- [LAW02] M. E. Law. Process modeling for future technologies. *IBM J. Res. Dev*, 46(2/3) :339, 2002.
- [LENOBLE01] D. Lenoble, A. Halimaoui, O. Kermarrec, Y. Campidelli, D. Bensahel, J. Bonnouvrier, O. Menut, E. Robilliart, E. Perrin, F. Arnaud, F. Boeuf,

- T. Skotnicki, A. Grouillet, and G. Bignell. Integration of ultra-shallow junctions in sub-0.1 μm cmos transistors : What kind of process for a "safe" advanced technology? *International Workshop on Junction Technology*, page 36, 2001.
- [LENOBLE02] D. Lenoble, A. Grouillet, F. Boeuf, T. Skotnicki, D. Hacker, J. Scheuer, and S. Walther. Fabrication of 60-nm plasma doped cmos transistors. *IEEE Ion Implantation Technology*, page 36, 2002.
- [LENOBLE99] D. Lenoble, M.J Goeckner, S.B Felch, Z. Fang, J. Galvier, and A. Grouillet. Evaluation of plasma doping for sub-0,18 μm devices. *IEEE*, page 0000, 1999.
- [LENOSKY00] T. J. Lenosky, B. Sadigh, S. K. Theiss, M.-J. Caturla, and T. Diaz de la Rubia. *Ab initio energetics of boron-interstitial clusters in crystalline si*. Appl. Phys. Lett., 77(12) :1834, 2000.
- [LEROY86] B. Leroy. *Silicon wafers for integrated circuit process*. Revue Phys. Appl., 21 :467, 1986.
- [LEVY95] F. Lévy. Physique et Technologie des Semiconducteurs. *Traité des Matériaux 18, édition Presse Polytechniques et Universitaires Romandes, 1995*.
- [LIEBERT00] R. B. Liebert, S. R. Walther, S. B. Felch, Z. Fang, B. W. Koo, and D. Hacker. *Plasma doping as a tool for the fabrication of ultra-shallow junction*. IEEE The first international workshop on Junction Technology, page 23, 2000.
- [LINDFORS01] C. Lindfors, K. Jones, and M. Rendon. *Boron solubility limits following low temperature solid phase epitaxial regrowth*. Mat. Res. Soc., 669 :J8.5.1, 2001.
- [LINDHARD63] J. Lindhard, M. Scharff, and H. E. Schiott. *Range concepts and heavy ion ranges*. Mat. Phys. Medd., 33(14) :54, 1963.
- [LINDSAY02] R. Lindsay, B. J. Pawlak, P. Stolk, and K. Maex. *Optimisation of junctions formed by solid phase epitaxial regrowth for sub-70nm cmos*. Mat. Res. Soc. Symp., 717 :C2.1.1, 2002.
- [LISTEBARGER93] J. K. Listebarger, K. S. Jones, and J. A. Slinkman. *Use of type ii (eor) damage as "detector" for quantifying interstitial fluxes in ion-implanted silicon*. J. Appl. Phys., 73(10) :4815, 1993.
- [LOJEK99] B. Lojek. *Early history of rapid thermal processing*. RTP'99 conference, 1999.
- [LUO01] W. Luo, S. Yang, P. Clancy, and M. O. Thompson. *Deactivation kinetics of supersaturated boron : silicon alloys*. J. Appl. Phys., 90 :2262, 2001.
- [LUTTMANN98] M. Luttmann, J-L Stehle, C. Defranoux, and J-P Piel. *High accuracy ir ellipsometer working with a ge brewster angle reflection polarizer and grid analyzer*. Thin Solid Films, 313-314 :631, 1998.
- [MAGNA04] A. La Magna, P. Alippi, V. Privitera, G. Fortunato, M. Camalleri, and B. Svensson. *A phase-field approach to the simulation of the excimer laser annealing process in si*. J. Appl. Phys., 95(9) :4806, 2004.
- [MANCINA01] G. Mancina. *Amélioration de la résolution en profondeur de l'analyse SIMS par déconvolution : algorithmes spécifiques et application aux couches*

- dopées ultra-minces de la micro-électronique silicium. *Thèse de doctorat, Institut National des Sciences Appliquées de Lyon, 2001.*
- [MANNINO01] G. Mannino, P. A. Stolk, N. E. B. Cowern, W. B. de Boer, A. G. Dirks, F. Roozeboom, J. G. M. van Berkum, P. H. Woerlee, and N. N. Toan. *Effect of heating ramp rates on transient enhanced diffusion in ion-implanted silicon.* Appl. Phys. Lett., 78(7) :889, 2001.
- [MARMORSTEIN97] A. Marmorstein, A. T. Voutsas, and R. Solanki. *A systematic study and optimization of parameters affecting grain size and surface roughness in excimer laser annealed polysilicon thin films.* J. Appl. Phys, 82(9) :4303, 1997.
- [MAYER70] J. W. Mayer, L. Lennart, and J. A. Davies. *Ion Implantation in Semiconductor.* edited by Academic Press New York, 1970.
- [MICHEL87] A. E. Michel, W. Raush, P. A. Ronsheim, and R. H. Kastl. *Rapid annealing and the anomalous diffusion of implanted boron into silicon.* Appl. Phys. Lett., 50(7) :416, 1987.
- [MINONDO94] M. Minondo. *Préamorphisation du silicium par l'ion germanium et formation de jonctions ultra-fines P^+/N .* *Thèse de doctorat, INPG Grenoble, 1994.*
- [MOORE65] G. E. Moore. *Cramming more components onto integrated circuits.* Electronics, 38(8) :114, 1965.
- [MULLER94] G. Muller and A. Ostrogorsky. *Convection in Melt Growth.* edited by D. T. J. Huler in *Handbook of Crystal Growth, Vol.2, 1994.*
- [MURARKA80] S. P. Murarka. *Refractory silicides for integrated circuits.* J. Vac. Sci. Technol., 17 :775, 1980.
- [NOBILI84] D. Nobili, A. Carabelas, G. Celotti, and S. Solmi. *Precipitation as the phenomena responsible for the electrically inactive arsenic in silicon.* Journal of the Electrochemical Society, 130(4) :992, 1983.
- [NOBILI89] D. Nobili, R. Angelucci, A. Armigliato, E. Landi, and S. Solmi. *Equilibrium carrier density and solubility of antimony in silicon.* J. electrochem. Soc., 136(6) :1142, 1989.
- [PALIK98] Palik. *Handbook of Optical, Constants and Solids, volume 4.* edited by Academic Press, 1998.
- [PAWLAK04] B. J. Pawlak, R. Lindsay, R. Surdeanu, B. Dieu, L. Geenen, I. Hoflijk, O. Richard, R. Duffy, T. Clarysse, B. Brijs, W. Vandervorst, and C. J. J. Dachs. *Chemical and electrical dopants profile evolution during solid phase epitaxial regrowth.* J. Vac. Sci. Technol. B, 22(1) :297, 2004.
- [PELAZ99] L. Pelaz, G. H. Gilmer, H.-J. Gossmann, C. S. Rafferty, M. Jaraiz, and J. Barbolla. *B cluster formation and dissolution in si : A scenario based on atomistic modeling.* Appl. Phys. Lett., 74(24) :3657, 1999.
- [PEREZ02] J.-P. Perez, R. Carles, R. Fleckinger, and C. Lagoute. *Électromagnétisme : Fondements et applications.* édité par DUNOD, 2002.
- [RAVINDRA03] N. M. Ravindra, K. Ravindra, S. Mahendra, B. Sopori, and A. T. Fiory. *Modeling and simulation of emissivity of silicon-related materials and structures.* Appl. Surf. Sci., 32(10) :1052, 2003.

-
- [ROSELER90] A. Roseler. Infrared Spectroscopic Ellipsometry. *Akademie-Verlag, Berlin 1990.*
- [ROUSSEAU96] P. M. Rousseau. Activation and Deactivation of Arsenic in Silicon. *Ph.D thesis, Stanford University, 1996.*
- [SCHROER99] E. Schroer, V. Privitera, F. Priolo, E. Napolitani, and A. Carnera. Clustering of ultra-low-energy implanted boron in silicon during postimplantation annealing. *Appl. Phys. Lett.*, 74(26) :3996, 1999.
- [SEE03] J. See. Théorie du Blocage de Coulomb Appliquée aux Nanostructures Semi-Conductrices : Modélisation des dispositifs à Nanocristaux de Silicium. *Thèse de doctorat, Université d'Orsay, 2003.*
- [SHIKIDA99] M. Shikida, K. Sato, K. Tokoro, and D. Uchikawa. Comparison of anisotropic etching properties between koh and tmah solutions. *Tech. Digest IEEE Int. MEMS 99 Conf. on Micro Electro Mechan.*, page 315, 1999.
- [SOLMI91] S. Solmi, F. Baruffaldi, and R. Canteri. Diffusion of boron in silicon during post-implantation annealing. *J. Appl. Phys.*, 69(4) :2135, 1991.
- [SOLMI96] S. Solmi, A. Parisini, R. Angelucci, A. Armigliato, D. Nobili, and L. Moro. Dopant and carrier concentration in si in equilibrium with monoclinic sip precipitates. *Phys. Rev. B*, 53(12) :7836, 1996.
- [SPINELLA95] C. Spinella, V. Raineri, F. La Via, and S. U. Campisano. Two-dimensional junction profiling by selective chemical etching : Applications to electron device characterization. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 14(1) :414, 1996.
- [STUCK81] R. Stuck, E. Fogarassy, J. C. Muller, M. Hodeau, A. Wattiaux, and P. Siefert. Laser-induced diffusion by irradiation of silicon dipped into an organic solution of the dopant. *Appl. Phys. Lett.*, 38 :715, 1981.
- [TAFLOVE00] A. Taflove and S. C. Hagness. Computational Electrodynamics : The Finite-Difference Time-Domain Method. *edited by Artech House Publishers, 2000.*
- [TAKAMURA02] Y. Takamura, S. H. Jain, P. B. Griffin, and J. D. Plummer. Thermal stability of dopants in laser annealed silicon. *J. Appl. Phys.*, 92(1) :230, 2002.
- [TAKAMURA02b] Y. Takamura, A. Vailionis, A. F. Marshall, P. B. Griffin, and J. D. Plummer. Dopant deactivation in heavily sb doped si (001) : A high-resolution x-ray diffraction and transmission electron microscopy study. *J. Appl. Phys.*, 92(9) :5503, 2002.
- [TAKAMURA03] Y. Takamura. Thermal Stability of Laser Annealed Dopants in Silicon. *Ph.D thesis, Stanford University, 2003.*
- [TAM92] A. C. Tam, W. P. Leung, W. Zapka, and W. Ziemlich. Laser-cleaning techniques for removal of surface particulates. *J. Appl. Phys.*, 71(7) :3515, 1992.
- [TAVEL03] B. Tavel. Intégration de diélectrique haute permittivité et de grilles métalliques dans un procédé CMOS sub-0,1 μ m. *Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble, 2003.*
- [THOMPSON02] P. E. Thompson and J. Bennett. Thermal stability of ultra-shallow junctions in silicon formed by molecular-beam epitaxy using boron delta doping. *Mat. Sci. Eng. B*, 89 :211, 2002.

- [THOMPSON83] M. O. Thompson, J. W. Mayer, A. G. Cullis, H. C. Webber, N. G. Chew, J. M. Poate, and D. C. Jacobson. *Silicon melt, regrowth, and amorphisation velocities during pulsed laser irradiation*. Phys. Rev. Lett., 50(12) :896, 1983.
- [THOMPSON83a] M. O. Thompson, G. J. Galvin, and J. W. Mayer. Appl. Phys. Lett., 42(5) :445, 1983.
- [TIMANS04] P.J. Timans, W. Lerch, S. Paul, J. Niess, T. Huelsmann, and P. Schmid. *Usj formation : Annealing beyond 90nm*. Solid State Technology, 2004.
- [TORREGROSA04] F. Torregrosa, C. Laviron, H. Faik, D. Barakel, F. Milesi, and S. Beccaccia. *Realization of ultra shallow junctions by piii : Application to solar cells*. Surf. Coat. Tech., 186 :93, 2004.
- [TSAO87] J. Y. Tsao and P. S. Peercy. Phys. Rev. Lett., 58(26) :2782, 1987.
- [TSUKAMOTO93] H. Tsukamoto, H. Yamamoto, T. Noguchi, and T. Suzuki. *Ultra-shallow junctions formed by excimer laser annealing*. Jpn. J. Appl. Phys., 32 :967, 1993.
- [UMA00] S. Uma, A. D. McConnell, and K. E. Goodson. *Temperature dependent thermal conductivity of undoped polycrystalline silicon*. Fourteenth symposium on thermophysical properties, 2000.
- [UNAMUNO89] S. de Unamuno and E. Fogarassy. *A thermal description of the melting of c- and a-silicon under pulsed excimer lasers*. App. Surf. Science, 36 :1, 1989.
- [VAILIONIS99] A. Vailionis, G. Glass, P. Desjardins, D. G. Cahill, and J. E. Greene. Phys. Rev. Lett., 82(22) :4462, 1999.
- [VAPAILLE90] A. Vapaille and R. Castagné. *Dispositifs et circuits intégrés semiconducteurs : physique et technologie*. edité par Bordas, Paris, 1990.
- [VENTURINI03a] J. Venturini, M. Hernandez, D. Zahorski, G. Kerrien, T. Sarnet, D. Debarre, J. Boulmer, C. Laviron, M. N. Séméria, J. L. Santailier, and D. Camel. *Modelisation and experimental results on laser thermal processing for ultra-shallow junction formation*. Electro Chemical Society, Spring Meeting 2003, K1 :131, 2003.
- [VENTURINI04b] J. Venturini, M. Hernandez, K. Huet, C. Laviron, H. Akhouayri, T. Sarnet, and J. Boulmer. *Integration of a long pulse laser thermal process for ultra shallow junction formation of cmos devices*. RTP 2004, A paraitre, 2004.
- [VOUTSAS99] A. T. Voutsas, A. M. Marmorstein, and R. Solanki. *The impact of annealing ambient on the performance of excimer-laser-annealed polysilicon thin-film transistors*. J. Electrochemical. Society, 146(9) :3500, 1999.
- [WANG04] Xiang-Dong Wang, Chun li Liu, Aaron Thean, Erika Duda, Ran Liu, Qiang-hua Xie, Shifeng Lu, Alex Barr, Ted White, Bich yen Nguyen, and Marius Orłowski. *Two-dimensional ultrashallow junction characterization of metal-oxide-semiconductor field effect transistors with strained silicon*. J. Vac. Sci. Technol. B, 22(1) :373, 2004.
- [WEBBER83] H. C. Webber, A. G. Cullis, and N. G. Chew. *Computer simulation of high speed melting of amorphous silicon*. App. Phys. Lett., 43(7) :669, 1983.

-
- [WHELAN03] S. Whelan, A. La Magna, V. Privitera, M. Mannino, M. Italia, C. Bongiorno, G. Fortunato, and L. Mariucci. *Dopant redistribution and electrical activation in silicon following ultra-low energy boron implantation and excimer laser annealing*. Phys. Rev. B, 67 :075201, 2003.
- [WOLF86] S. WOLF and R. N. TAUBER. *Laser Microfabrication*. edited by Lattice Press, 1986.
- [WOOD81] R. F. Wood, G. E. Giles, and J. R. Kirkpatrick. *Macroscopic theory of pulsed-laser annealing. ii. dopant diffusion and segregation*. Phys. Rev. B, 23 :5555, 1981.
- [WOOD81a] R. F. Wood and G. E. Giles. *Macroscopic theory of pulsed-laser annealing. i. thermal transport and melting*. Phys. Rev. B, 23(6) :2923, 1981.
- [WOOD81v] R. F. Wood and G. E. Giles. *Control of melt-front velocity during pulsed laser annealing*. Appl. Phys. Lett., 38(6) :422, 1981.
- [WOOD82] R. F. Wood. *Macroscopic theory of pulsed-laser annealing. iii. nonequilibrium segregation effects*. Phys. Rev. B, 25 :2786, 1982.
- [WOOD86] R. F. Wood and G. A. Geist. *Modeling of nonequilibrium melting and solidification in laser-irradiated materials*. Phys. Rev. B, 34 :2606, 1986.
- [ZALM95] P. C. Zalm. *Ultra shallow doping profiling with sims*. Rep. Prog. Phys., 58 :1321, 1995.
- [ZIEGLER85] J. F. Ziegler, J. P. Biersack, and U. Littmark. *The stopping and range of ions in solids*. edited by Pergamon Press, 1985.

Communications

PUBLICATIONS DANS DES REVUES AVEC COMITÉ DE LECTURE

1. *"Laser thermal processing (LTP) for ultra-shallow junction formation : numerical simulation and comparison with experiments"*
M. Hernandez, D. Zahorski, J. Boulmer, D. Débarre, G. Kerrien, T. Sarnet, C. Laviron, M.N. Séméria, D. Camel, J. L. Santailier
App. Surf. Sci. V208-209 p 345-351, 2002
2. *"Optical characterization of laser processed ultra-shallow junctions."*
G. Kerrien, M. Hernandez, C. Laviron, T. Sarnet, D. Débarre, T. Noguchi, D. Zahorski, J. Venturini, M.N. Séméria, J. Boulmer.
EMRS Spring Meeting, Strasbourg, Juin 2002, published in App. Surf. Sci. V208-209 p 277-284.
3. *"Gas Immersion Laser Doping (GILD) For Ultra-Shallow Junction Formation."*
G. Kerrien, T. Sarnet, D. Débarre, J. Boulmer, M. Hernandez, C. Laviron, M.-N. Séméria.
EMRS Spring Meeting Proceedings 2003, Symposium H : paper reference H.PI.40 to be published in Thin Solid Films, Elsevier Science Editor.
4. *"Studies of Laser Thermal Processing of Ultra-Shallow Junction : Influence of Laser Pulse Duration."*
J. Venturini, M. Hernandez, D. Zahorski, G. Kerrien, T. Sarnet, D. Débarre, J. Boulmer, C. Laviron, M.-N. Séméria, D. Camel, J.L. Santailier.
EMRS Spring Meeting Proceedings 2003, Symposium H : paper reference H.PI.49 to be published in Thin Solid Films, Elsevier Science Editor.
5. *"Modelisation and Experimental Results on Laser Thermal Processing for Ultra-Shallow Junction Formation."*
J. Venturini, M. Hernandez, D. Zahorski ; G. Kerrien, T. Sarnet, D. Débarre, J. Boulmer, C. Laviron, M. N. Séméria, J. L. Santailier, D. Camel
Electro Chemical Society 2003 (Avril 2003 Paris) .
6. *"Ultra-Shallow Junction Formation by Gas Immersion Laser Doping (GILD) on silicon bulk and SOI substrate."*
M. Hernandez, T. Sarnet, D. Débarre, J. Boulmer, G. Kerrien, C. Laviron, M.N. Séméria
To be published in Proceedings of ECS Spring Meeting 2003, Vol K1 : Advanced Short-Time Thermal Processing for Si-Bases CMOS Devices, Ed. F. Roozeboom, Paris, France.
7. *" Laser Thermal Processing using an optical coating for ultra shallow junction formation."*

M. Hernandez, J. Venturini, D. Berard, G. Kerrien, T. Sarnet, J. Boulmer, C. Laviron, D. Camel, J.-L. Santtailler, H. Akhouayri
 EMRS Spring Meeting Proceedings 2004, Symposium B : to be publish in Mat. Sci. and Eng. B, Elsevier Science Editor. V114-115 p105

CONFÉRENCES INTERNATIONALES AVEC ACTES

1. *"Excimer-laser activation of dopants in silicon : a new concept for a uniform treatment over a whole die area."* C. Laviron, M.N. Séméria, D. Zahorski, M. Stehlé, M. Hernandez, J. Boulmer, D. Débarre, G. Kerrien. International Workshop on Junction Technologies, Tokyo, Japan, p. 6-1-1, (2001)
2. *"Single-Shot Excimer Laser Annealing and In Process Ellipsometry Analysis for Ultra Shallow Junctions."* T. Noguchi , G. Kerrien, T. Sarnet, D. Débarre, J. Boulmer, D. Zahorski, M. Hernandez, J.-L. Stehlé, C. Laviron, M.-N. Séméria. MRS Spring Meeting, San Francisco, Janvier 2002, MRS Proceedings Vol. 717, Editors : D.F. Downey, M.E. Law, A.P., Claverie, M.J. Rendon.
3. *"Caractérisation de jonctions ultra-minces réalisées par dopage laser."* G. Kerrien, T. Sarnet, D. Débarre, M. Hernandez, D. Zahorski, J. Venturini, C. Laviron, M.N. Séméria, J. Boulmer. . UVX 2002, Oléron, Juin 2002 ; article à paraître dans J. Phys IV.
4. *"Infrared spectroscopic ellipsometry applied to the characterization of ultra shallow junction on silicon and SOI."* C. Defranoux, T. Emeraud, S. Bourtaut, J. Venturini, P. Boher, M. Hernandez, C. Laviron, T. Noguchi. International Conference of Spectroscopic Ellipsometry 2003 (ICSE 03) 6July 2003, Vienna.
5. *"Experiment and Modelisation Results on Laser Thermal Processing for Ultra-Shallow Junction Formation : Influence of Laser Pulse Duration."* M. Hernandez, J. Venturini, D. Zahorski, G. Kerrien, T. Sarnet, D. Débarre, J. Boulmer, C. Laviron, M.N. Séméria, D. Camel, J. L. Santtailler. MRS Spring Meeting, San Francisco, Janvier 2003.
6. *"Integration of a Long Pulse Laser Thermal Process for Ultra Shallow Junction Formation of CMOS Devices."* J. Venturini, M. Hernandez, K. Huet, C. Laviron, H. Akhouayri, T. Sarnet, J. Boulmer. RTP 2004, Portland, September 2004, A paraître.
7. *"Ultra shallow P+/N junctions using Plasma Immersion Ion Implantation and Laser Annealing for sub 0.1 μm CMOS Devices."* F. Milési, F. Torregrosa, H. Faïk, C. Laviron, M. Hernandez, J. Venturini 15th Int. Conf. on Ion Implantation Technology IIT 2004, Taiwan, October 2004.

CONFÉRENCES INTERNATIONALES SANS ACTES

1. "USJ Workshop." Colloque international organisé par SOPRA S.A., Bois-Colombes, 18 Janvier 2002. Thème du colloque : "Ultra Shallow Junctions" (jonctions ultra-minces). Communication oral.
2. "Leti Annual Research Review 2002." Présentation poster, Grenoble, France (25/06/02).

CONFÉRENCES NATIONALES AVEC ACTES

1. "*Réalisation de jonctions ultra-minces par recuit laser.*" M. Hernandez, J. Boulmer, C. Laviron. Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microtechnologie, JNRDM 2002, Grenoble.
2. "*Contrôle optique du Recuit Laser.*" G Kerrien, M. Hernandez, C. Laviron. Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microtechnologie, JNRDM 2002, Grenoble.
3. "*Caractérisation de Jonctions Ultra-Minces réalisées par Dopage Laser.*" G. Kerrien, T. Sarnet, D. Débarre, M. Hernandez, D. Zahorski, J. Venturini, C. Laviron, M.N. Séméria, J. Boulmer. Journal de Physique IV, 108 (2003) EDP Sciences Editor.
4. "*Réalisation de jonctions nanométriques par recuit laser.*" M. Hernandez, C. Laviron, J. Boulmer Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microtechnologie, JNRDM 2003, Toulouse
5. "*Etude de couches absorbantes pour la réalisation de jonctions ultra minces par recuit laser.*" M. Hernandez, J. Boulmer, C. Laviron. Journées Nationales du Réseau Doctoral en Microtechnologie, JNRDM 2004, Marseille

CONFÉRENCES NATIONALES SANS ACTES

1. "*Dopage laser ultra-mince pour la microelectronique silicium sub-0,1 μm .*" C. Laviron, M.N. Séméria, D. Camel, J.-L. Santailler, D. Zahorski, M. Hernandez, J. L. Stehlé, D. Débarre, G. Kerrien, T. Noguchi, T. Sarnet, J. Boulmer. ST University Journée thématique POPSUD-CREMSI "Optique et Microélectronique", 14 mars 2002, Fuveau, France.
2. "*Laser processing of highly doped, abrupt and ultra-shallow junctions for future CMOS technologies.*" G. Kerrien, T. Sarnet, D. Débarre, T. Noguchi, J. Boulmer, M. Hernandez, D. Zahorski, J. Venturini, M.N. Séméria, C. Laviron, J.-L. Santailler, D. Camel. Journées Nationales du Réseau RMNT, en collaboration avec le Club Nanotechnologie, le CNRS et l'ADEMIS, SITEF 2002, Toulouse, 23 - 24 octobre 2002.
3. "*Laser processing of highly doped, abrupt and ultra-shallow junctions.*" G. Kerrien, T. Sarnet, D. Débarre, J. Boulmer, M. Hernandez, J. Venturini, D. Zahorski, D. Camel, J.-L. Santailler, C. Laviron, M. N. Séméria. Journées Nationales du GDR Nanoélectronique, 4èmes Journées "Hétérostructures à semiconducteurs IV-IV", et 1ères Journées "Composants Micro et Nano-électroniques", Grenoble, 28-31 Janvier 2003.
4. "*DOpage LAser pour la MIcroélectronique silicium sub-0,1 μm .*" G. Kerrien, T. Sarnet, D. Débarre, J. Boulmer, H. Akhouary, C. Laviron, M.-N. Séméria, D. Camel, J.-L. Santailler, M. Hernandez, D. Zahorski, J. Venturini. Journées Nationales du Réseau RMNT 2003, Lille, 3-4 novembre 2003.

La réalisation de jonctions ultra-minces et fortement dopées est un enjeu majeur pour poursuivre la miniaturisation des dispositifs microélectroniques. En effet, la réduction de taille du transistor MOS, composant de base de la microélectronique silicium, exige des conditions drastiques notamment sur les caractéristiques dimensionnelles et électriques des zones dopées constituant la source et le drain du transistor. Les technologies utilisées actuellement pour la réalisation de ces couches dopées seront, à court terme, incapables de tenir les spécifications imposées par l'évolution prévue pour les dix années à venir. Au cours de ce travail de thèse nous avons étudié des procédés de dopage par laser, susceptibles de répondre à ces exigences, primordiales pour le bon fonctionnement du MOS. Nous avons disposé pour étudier les procédés de recuit et de dopage, de deux montages expérimentaux qui utilisent deux lasers impulsionsnels ayant des caractéristiques temporelles très différentes : un laser industriel VEL 15 XeCl (15J, 200ns) développé et mis à disposition par la société SOPRA dans ses locaux, et un laser, plus conventionnel, Lambda Physik XeCl (200mJ, 20ns), installé à l'IEF. Après avoir présenté les différentes techniques utilisées ou susceptibles d'être utilisées pour la réalisation de jonctions dopées, les dispositifs optiques expérimentaux utilisés dans ce travail ont été décrit en détail, ainsi que les différents phénomènes mis enjeu lors de l'irradiation laser. Des modélisations thermiques ont permis de mieux comprendre les paramètres clés du recuit laser et se sont avérées en bon accord avec de nombreuses caractérisations réalisées. Puis l'intégration du procédé laser aux autres technologies de fabrication du MOSFET a été étudiée et testée. Cette étude a permis d'obtenir des transistors fonctionnels démontrant la possibilité de l'utilisation de techniques laser pour la réalisation de jonctions ultra fines dans la chaîne de fabrication des transistors CMOS.

Mots clés : USJ, jonctions, source, drain, dopage, laser, excimère, LTP, GILD, MOS-FET, CMOS

Laser Process for Realization of Ultra Shallow Junctions for Microelectronics : Experimental Study, Modelling and Test of Feasibility.

Semiconductor doping is a critical step for futures CMOS technologies and is intensively study. The reduction of MOS transistor requires techniques able to realize ultra-shallow and highly doped junctions with abrupt profile. This job is focus on study of laser annealing techniques for realization and integration of thin doped film for source/drain extension in process microelectronics flow for CMOS devices. During this work, we used two experimental setup with two excimer lasers with very different temporal characteristics : an industrial laser tool, VEL 15 XeCl (15J, 200ns) developed by SOPRA, and a more conventional laser, Lambda Physik XeCl (200mJ, 20ns). After the presentation of the state of the art for the realization of doped junctions, the experimental optical devices used in this work were described in detail and physical phenomena during laser irradiation. Thermal modelling was done and was in good agreement with many characterizations carried out. Then the integration of the laser process to other MOSFET manufacturing technologies was studied and tested. This study shows the possibility to obtain functional transistors using laser process for the realization of ultra-shallow junctions in the realization of CMOS transistors.

Keywords : USJ, junction, source, drain, doping, laser, excimer, LTP, GILD, MOS-FET, CMOS