

UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE

ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET SCIENCE DE LA MATIÈRE (ED 352)

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE

Spécialité : Physique

**RÉALISATION DE JONCTIONS ULTRA-MINCES PAR
RECUIT LASER :
APPLICATIONS AUX DÉTECTEURS UV**

par

Yannick LARMANDE

sous la direction du Dr. Philippe DELAPORTE

soutenue publiquement le xx octobre 2010

JURY

M. Eric FOGARASSY	Professeur ENSPS	<i>Rapporteur</i>
M. Marcel PASQUINELLI	Professeur Université Paul Cézanne	<i>Rapporteur</i>
Mme. Hasnaa ETIENNE	Docteur - Ingénieur R&D Société IBS	<i>Examineur</i>
M. Nadjib SEMMAR	Professeur Université d'Orléans	<i>Examineur</i>
M. Hervé DALLAPORTA	Professeur Université de la Méditerranée	<i>Examineur</i>
M. Philippe DELAPORTE	Directeur de Recherche LP3	<i>Directeur</i>
M. Thierry SARNET	Chargé de Recherche LP3	<i>Co-Directeur</i>

UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE

ÉCOLE DOCTORALE DE PHYSIQUE ET SCIENCE DE LA MATIÈRE (ED 352)

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE LA MÉDITERRANÉE

Spécialité : Physique

**RÉALISATION DE JONCTIONS ULTRA-MINCES PAR
RECUIT LASER :
APPLICATIONS AUX DÉTECTEURS UV**

par

Yannick LARMANDE

sous la direction du Dr. Philippe DELAPORTE

soutenue publiquement le xx octobre 2010

JURY

M. Eric FOGARASSY	Professeur ENSPS	<i>Rapporteur</i>
M. Marcel PASQUINELLI	Professeur Université Paul Cézanne	<i>Rapporteur</i>
Mme. Hasnaa ETIENNE	Docteur - Ingénieur R&D Société IBS	<i>Examineur</i>
M. Nadjib SEMMAR	Professeur Université d'Orléans	<i>Examineur</i>
M. Hervé DALLAPORTA	Professeur Université de la Méditerranée	<i>Examineur</i>
M. Philippe DELAPORTE	Directeur de Recherche LP3	<i>Directeur</i>
M. Thierry SARNET	Chargé de Recherche LP3	<i>Co-Directeur</i>

Table des matières

Introduction	1
1 Les jonctions ultra-minces	5
1.1 Intérêts des jonctions ultra-minces	7
1.1.1 Les composants CMOS	7
1.1.1.1 Fonctionnement d'un transistor MOSFET	8
1.1.1.2 Les spécifications ITRS	9
1.1.2 Les capteurs	9
1.1.2.1 Fonctionnement d'un capteur CCD	10
1.1.2.2 Rôle de la profondeur de jonction	10
1.2 Le dopage	11
1.2.1 Propriétés des semi-conducteurs	11
1.2.2 Le dopage de type N	12
1.2.3 Le dopage de type P	12
1.3 Implantation ionique	13
1.3.1 Faisceau d'ions	13
1.3.1.1 Fonctionnement	14
1.3.1.2 Implantation basse énergie	14
1.3.2 Immersion plasma	15
1.3.2.1 Fonctionnement	16
1.3.2.2 Le plasma	16
1.3.3 Notion de solubilité limite	17
1.3.4 Effet de canalisation	17
1.3.5 La pré-amorphisation	18
1.4 Le recuit d'activation	19
1.4.1 Les mécanismes de diffusion	20
1.4.2 Les différents recuits	21
1.4.2.1 Le Recuit Thermique Rapide	21
1.4.2.2 Le recuit flash	22
1.4.2.3 Recristallisation en phase solide	23
1.5 Les défauts de dopage	24
1.5.1 Les défauts ponctuels	24
1.5.2 Les défauts étendus	24
1.5.3 La diffusion anormale du bore	25
1.5.4 Les clusters de bore interstitiel	26
1.5.5 Correction des défauts	27
1.6 Le dopage GILD	28
1.7 Conclusion	28

2	Le recuit laser	29
2.1	Principe du recuit laser	31
2.1.1	Les différents modes de recuit	32
2.1.1.1	Le recuit avec fusion : « mode melt »	32
2.1.1.2	Le recuit sans fusion : « mode sub-melt »	33
2.1.2	Interaction laser matière	34
2.1.3	Conduction de la chaleur	35
2.1.4	Activation des dopants	36
2.1.5	Cas de la pré-amorphisation	38
2.2	Propriétés du silicium	39
2.2.1	Propriétés électroniques	40
2.2.2	Propriétés optiques	41
2.2.3	Propriétés thermiques	42
2.3	Recuit laser du carbure de silicium	42
2.3.1	Propriétés cristallographiques	43
2.3.2	Propriétés électroniques	44
2.3.3	Propriétés optiques	44
2.3.4	Propriétés thermiques	45
2.3.5	Activation laser du SiC	45
2.4	Conclusion	46
3	Dispositifs expérimentaux	47
3.1	Le laser à excimère	49
3.1.1	Qu'est ce qu'un « excimère »	49
3.1.2	Fonctionnement du laser	50
3.1.3	Caractéristiques des lasers employés	50
3.1.3.1	Le laser ArF	51
3.1.3.2	Le laser KrF	52
3.1.3.3	Le laser XeCl	52
3.1.4	Rôle de l'impulsion laser	52
3.2	Le montage optique	52
3.2.1	Image de masque	53
3.2.2	Éléments d'optique diffractive	54
3.3	Le système de réflectométrie	54
3.4	Caractérisation des échantillons	56
3.4.1	Mesure d'activation (4ppt : 4-point probes)	57
3.4.1.1	La mesure de résistance par carré	57
3.4.1.2	Lien entre résistance par carré et dose	58
3.4.1.3	Mesures de jonctions ultra-minces	59
3.4.2	Spectrométrie de masse des ions secondaires (SIMS)	59
3.4.2.1	Principe de la mesure	59
3.4.2.2	Description de l'appareil	60
3.4.2.3	Mesures ToF SIMS	60
3.4.3	Mesures électriques sur diodes	61
3.4.3.1	Préparation et mesure des échantillons	61
3.4.3.2	Exploitation des résultats	61
3.4.4	Mesures optiques sans contact (SEMILAB)	63
3.4.5	Courant induit par bombardement lumineux (LBIC)	64
3.4.5.1	Mesure du photo-courant	64
3.4.5.2	Montage expérimental	65
3.5	Conclusion	67

4	Activation laser de dopants	69
4.1	Simulation numérique	71
4.1.1	Modèle thermique 1D	71
4.1.1.1	Mise en équation du système	71
4.1.1.2	Propriétés du silicium	72
4.1.1.3	Propriétés du carbure de silicium	73
4.1.2	Effets thermiques de différents lasers sur le silicium	73
4.1.2.1	Évolution de l'interface solide/liquide dans le temps	74
4.1.2.2	Comportement de la profondeur de jonction	75
4.1.2.3	Rôle du laser sur la durée de fusion	76
4.1.2.4	Vitesse de fusion et de solidification	77
4.1.3	Effets thermiques du laser ArF sur le carbure de silicium	77
4.1.4	Conclusion sur la simulation	78
4.2	Impact des paramètres laser sur le recuit	78
4.2.1	Rôle de la durée d'impulsion et de la longueur d'onde	79
4.2.1.1	Effet sur l'activation	79
4.2.1.2	Impact sur le profil de concentration en dopant	80
4.2.1.3	Conclusion	81
4.2.2	Etude de la mise en forme de faisceau	81
4.2.2.1	Analyse du faisceau par caméra	81
4.2.2.2	Rôle du profil de faisceau sur le recuit	83
4.2.3	Effet du nombre de tirs lasers	84
4.2.3.1	Activation en fonction du nombre de tirs	85
4.2.3.2	Profil de bore en fonction du nombre de tirs	85
4.3	Recuits utilisant le laser ArF	86
4.3.1	Activation du bore dans le silicium	86
4.3.1.1	Rôle de l'implantation sur la résistance par carré	86
4.3.1.2	Profil de concentration en dopant	89
4.3.1.3	Optimisation de l'implantation	92
4.3.1.4	Mesures de courants de fuite sur diode	93
4.3.2	Autres matériaux et autres dopants	95
4.3.2.1	Activation de l'arsenic dans du silicium	95
4.3.2.2	Activation laser dans du SiC	96
4.3.2.3	Recuit en mode sub-melt	97
4.4	Conclusion	99
5	Homogénéité du recuit laser	101
5.1	Homogénéité de l'activation	103
5.2	Validation de la technique LBIC pour observer des défauts de recristallisation	104
5.2.1	Première observation d'une zone recuite	105
5.2.2	Choix de la source d'analyse	106
5.2.3	Optimisation de l'énergie de mesure	109
5.2.4	Conclusion	111
5.3	Génération des défauts	111
5.3.1	Effet du bord de faisceau	111
5.3.2	Rôle de la densité d'énergie	114
5.4	Correction des défauts par recuit laser	115
5.5	Etude de la jonction par Microscopie Électronique à Transmission (TEM)	117
5.5.1	Cristallographie de la jonction	117
5.5.2	Observation des défauts	117
5.6	Conclusion	119

Conclusion	121
Annexe A : Résolution numérique de l'équation de la chaleur	125
Annexe B : Schéma du prototype d'implantation plasma + recuit laser	129
Acronymes	131
Glossaire	133
Bibliographie	135
Communications	141

Introduction

Depuis l'invention du premier transistor, le nombre de composants n'a cessé d'augmenter dans le but d'accroître la capacité des calculateurs. Cette évolution suit la loi de Moore depuis les années 1970 et s'accompagne d'une diminution de la taille des transistors, et donc de toutes les structures qui le composent. Cette miniaturisation des composants a engendré un besoin en terme de jonctions de plus en plus fines (<10 nm) et fortement dopées, avec un profil de concentration abrupt et bien défini. Ceci a nécessité le développement de nouveaux procédés d'implantation et de recuit.

Le projet ALDIP (Activation Laser de Dopants implantés par Immersion Plasma) propose d'allier les avantages de l'implantation par immersion plasma au recuit laser à impulsion courte. Le but est de réaliser un prototype de type industriel de dopage : implantation + recuit. Ce projet regroupe six partenaires dont deux laboratoires et un sous-traitant. La société IBS (Ion Beam Services) est le leader du projet. Le LP3 va travailler sur la partie scientifique du recuit laser ainsi que sur la simulation et le GREMI (Groupe de Recherche sur l'Énergétique des Milieux Ionisés) va développer le système de caractérisation par réflectométrie. R2D et Metraware vont apporter leur expertise au niveau équipement et MGPI interviendra au niveau des applications. La société Silios va s'occuper de la mise en forme du laser en réalisant des optiques diffractives.

La technique d'implantation par immersion plasma a pour principal avantage de permettre le dopage à très faible énergie, jusqu'à 20 V, contrairement aux implanteurs par faisceau d'ions qui sont limités techniquement à des énergies de 200 eV. De plus cette technique à l'avantage de travailler sur une pleine plaque, ce qui réduit la durée du procédé d'implantation. Le principe est simple : il s'agit d'immerger un substrat dans un plasma (ce plasma peut donc être contrôlé de manière indépendante et peut être de nature très variée, selon les gaz précurseurs choisis) puis d'appliquer une tension de polarisation au porte-substrat (qui est également contrôlé de manière indépendante), ce qui va implanter les ions dans le substrat à une profondeur directement fonction de l'énergie appliquée.

Le recuit d'activation doit par la suite permettre l'activation électrique sans pour autant faire diffuser trop profondément les dopants implantés, pour ne pas perdre le bénéfice du dopage très basse énergie. Les techniques de recuit classiques (four, lampes) atteignent aujourd'hui leurs limites à cause des phénomènes de diffusion (normale et accélérée) qui empêchent de réaliser des jonctions ayant une épaisseur inférieure à 20 nm, abruptes et fortement activées (technologies sub-45 nm). Dans ce contexte, l'utilisation de lasers impulsionnels a permis d'effectuer des recuits très localisés de la couche dopée et donc de réaliser des jonctions de quelques dizaines de nanomètres par fusion de la couche superficielle. La zone de diffusion thermique induite lors d'une irradiation par des lasers de courtes durées d'impulsion, typiquement quelques nanosecondes, étant très faible, l'échauffement des zones adjacentes au volume dans lequel est déposée l'énergie laser est très limité. Ce faible budget thermique permet la réalisation de jonctions ultra-minces pour le « CMOS ultime » mais aussi le recuit de composants sur support plastique ou des recuits en face arrière sans élévation de température de la face avant (Applications en électronique de puissance et en sécurité pour carte à puces), ainsi que le recuit sur matériaux à fort gap, tels que le SiC et éventuellement le diamant.

Ce mémoire de thèse comporte cinq parties. Dans un premier chapitre, nous allons introduire les jonctions fines et décrire le rôle et le fonctionnement de l'implantation et du recuit. Nous discuterons des différentes techniques possibles et utilisées actuellement pour réaliser le dopage de semi-conducteurs. Les différents problèmes rencontrés lors de cette opération vont être décrits succinctement.

Nous décrirons par la suite le principe du recuit laser, avec ou sans fusion du substrat en surface. Le fonctionnement de l'interaction laser matière va être décomposé en deux parties :

- l'interaction du laser avec le substrat qui tient compte des paramètres optiques du matériau irradié
- la conduction de la chaleur qui va agir sur le comportement du bain de fusion et sur le profil de température dans le matériau

Nous discuterons ensuite des propriétés optiques, électroniques, thermiques et cristallographiques des substrats utilisés : le silicium et le carbure de silicium.

Le chapitre trois sera destiné aux différents dispositifs expérimentaux utilisés. Nous décrirons le fonctionnement des lasers à excimères, du montage optique utilisé ainsi que du système

de caractérisation par réflectométrie. Nous verrons ensuite les dispositifs de caractérisation de nos échantillons comme les mesures quatre pointes, les profils SIMS, les mesures électriques sur diodes, la caractérisation de défauts par LBIC ou les mesures optiques sans contact (SEMILAB).

Le chapitre quatre sera consacré aux résultats théoriques et expérimentaux obtenus par recuit laser. Dans une première partie nous décrirons le fonctionnement du code de calcul, puis nous discuterons sur les résultats des simulations sur silicium ou carbure de silicium. Les résultats expérimentaux de l'impact du laser sur le recuit seront ensuite composés d'une première étude concernant trois lasers à excimères différents, puis d'une comparaison de mise en forme du faisceau, pour finir sur le rôle du recouvrement sur les paramètres de jonction. Pour compléter l'analyse, nous nous focaliserons sur un seul laser afin de réaliser des jonctions en utilisant différentes conditions d'implantations, différents dopants et différents substrats.

L'homogénéité du recuit laser fera l'objet du dernier chapitre. Après avoir validé la méthode de caractérisation (LBIC pour Light Beam Induced Current), nous l'utiliserons pour mettre en évidence les défauts présents dans nos jonctions. Nous étudierons ensuite la manière dont on pourra résoudre ce problème. Pour terminer, une optimisation des paramètres d'implantation et de recuit sera réalisée dans le but d'optimiser la réponse de nos jonctions à une insolation dans le domaine de l'ultra violet.

Chapitre 1

Les jonctions ultra-minces

Sommaire

1.1	Intérêts des jonctions ultra-minces	7
1.1.1	Les composants CMOS	7
1.1.2	Les capteurs	9
1.2	Le dopage	11
1.2.1	Propriétés des semi-conducteurs	11
1.2.2	Le dopage de type N	12
1.2.3	Le dopage de type P	12
1.3	Implantation ionique	13
1.3.1	Faisceau d'ions	13
1.3.2	Immersion plasma	15
1.3.3	Notion de solubilité limite	17
1.3.4	Effet de canalisation	17
1.3.5	La pré-amorphisation	18
1.4	Le recuit d'activation	19
1.4.1	Les mécanismes de diffusion	20
1.4.2	Les différents recuits	21
1.5	Les défauts de dopage	24
1.5.1	Les défauts ponctuels	24
1.5.2	Les défauts étendus	24
1.5.3	La diffusion anormale du bore	25
1.5.4	Les clusters de bore interstitiel	26
1.5.5	Correction des défauts	27
1.6	Le dopage GILD	28
1.7	Conclusion	28

C'est en 1947 que les américains John Barden, William Shockley et Walter Brattain inventent le transistor. Une dizaine d'années plus tard les laboratoires Bell réalisent le premier transistor MOSFET (Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor). Ils deviendront rapidement une brique élémentaire des circuits intégrés. En 1971 Intel présente le premier microprocesseur constitué de 2300 transistors NMOS. La technologie CMOS (Complementary Metal Oxyde Semiconductor), combinant des transistors MOS de type N et de type P, va ainsi poser les bases de la microélectronique actuelle.

Depuis, la quantité de transistors dans les microprocesseurs n'a cessé d'augmenter, suivant ainsi la loi de Moore [1]. Celle-ci prédit que la densité d'intégration des transistors doublerait tous les ans (voir figure 1.1). En 1975, Moore réévalua sa prédiction en posant que le nombre de transistors des microprocesseurs doublerait tous les 2 ans. Cette augmentation du nombre de transistors s'accompagne naturellement d'une diminution de leur taille. L'ITRS (International Technology Roadmap for Semiconductor) constitue la référence des objectifs à atteindre pour l'industrie microélectronique [2]. La largeur de la grille d'un transistor, référence de la taille, mesurait 10 μm en 1971. Celle-ci mesure aujourd'hui environ 45 nm, soit une réduction d'un facteur supérieur à 200.

La diminution de la taille des transistors est accompagnée d'effets susceptibles de gêner le bon fonctionnement du circuit. Notamment, suite à la réduction de la largeur de la grille du transistor, la longueur du canal de conduction peut s'approcher des largeurs de déplétion de la source et du drain, ce qui empêche les électrons de circuler librement dans ce canal. Afin de s'affranchir de cet effet il est nécessaire de réaliser des jonctions de plus en plus dopées sur des profondeurs de plus en plus faibles [3, 4]. La réalisation de ces jonctions ultra-minces est l'un des principaux challenge de la microélectronique pour que cette industrie poursuive son développement. L'objectif de ce chapitre est de présenter les caractéristiques de ces jonctions, ainsi que les technologies utilisés pour les réaliser.

1.1 Intérêts des jonctions ultra-minces

1.1.1 Les composants CMOS

Le terme CMOS (Complementary Metal Oxide Semiconductor) désigne une technologie de composants électroniques et, par extension, l'ensemble des composants fabriqués selon cette technologie. Contrairement à la famille TTL (Transistor-Transistor Logic), ces composants sont principalement des portes logiques (NAND, OR...), qui sont élaborées en grande partie à partir de transistors MOSFET.

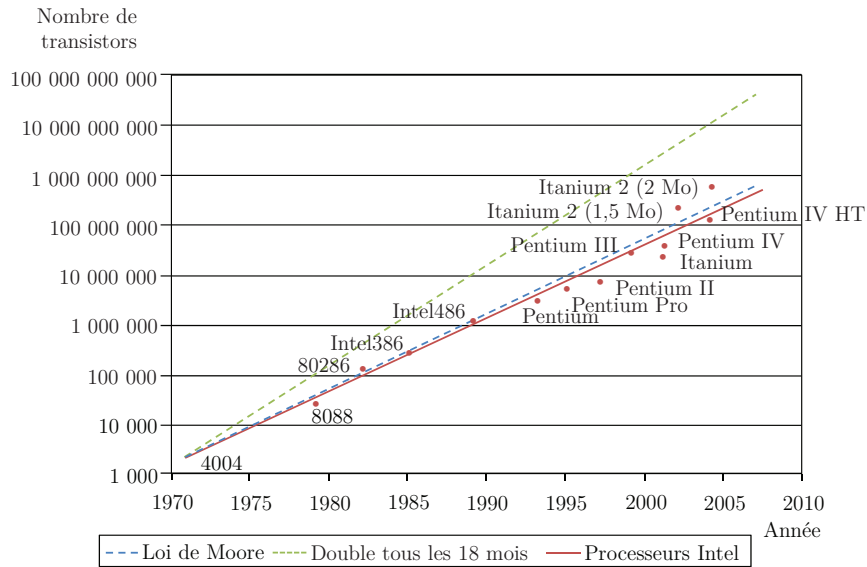


FIGURE 1.1 – Evolution de la quantité de transistors par microprocesseurs : loi de Moore

1.1.1.1 Fonctionnement d'un transistor MOSFET

Les transistors CMOS sont composés de différentes parties schématisées dans la figure 1.2 :

- la grille : elle commande le transistor
- la source et le drain : en interagissant avec le substrat, ils vont générer le phénomène de transistor que l'on va décrire
- les extensions source et drain : elles sont indispensables au bon fonctionnement des transistors de taille inférieure à 100 nm
- le canal de conduction : il permet aux charges de circuler de la source vers le drain
- un diélectrique de grille : il permet d'isoler la grille du canal de conduction
- les espaceurs : ils isolent la grille de la source et du drain

Lorsque l'on met un semi-conducteur dopé P en contact avec un autre dopé N, les électrons de la zone N vont diffuser vers la zone P (le dopage N et P sera plus explicitement décrit dans les parties 1.2.2 et 1.2.3). A l'interface, un champ électrique se crée localement dans ce qu'on appelle la Zone de Charge d'Espace (ZCE). C'est cette propriété qui va être utilisée lors du fonctionnement d'un transistor.

Un transistor en mode saturé fonctionne comme un interrupteur dont la commande est électrique. Deux réservoirs de charge (la source et le drain) sont séparés par une zone semi-conductrice appelée canal de conduction. La commande va se faire par la grille. En fonction de la tension que l'on va lui appliquer, celle-ci va modifier la ZCE et donc la concentration des porteurs à l'intérieur du canal. A l'état bloquant, le transistor joue le rôle d'un interrupteur

ouvert, aucune charge ne traverse le canal de conduction. Lorsque l'on applique une tension de seuil à la grille, le transistor bascule en mode passant, les porteurs peuvent circuler de la source vers le drain, il est assimilé à un interrupteur fermé.

1.1.1.2 Les spécifications ITRS

La diminution de la taille des transistors s'accompagne d'une réduction de la longueur de grille et donc du canal de conduction. Cela fait apparaître des effets électrostatiques parasites de « canal court » (SCE pour Short Channel Effect). La source et le drain se rapprochant, les zones de charge d'espace à l'interface drain/substrat et source/substrat vont entrer en contact. Les porteurs vont alors pouvoir diffuser de la source vers le drain, malgré le fait qu'aucune tension ne soit appliquée à la grille, ce qui fait apparaître un courant de fuite. Il en résulte une perte de contrôle du transistor. Pour éviter cela, les extensions source/drain ont été développées.

Pour un nœud technologique donné, l'ITRS donne les spécifications auxquelles les différentes parties du transistor doivent répondre. Cette feuille de route indique que la profondeur de jonction as-implanted (juste après implantation mais avant recuit d'activation) et sa dispersion latérale influence fortement la diffusion du dopant dans cette même direction lors du recuit d'activation. Celui-ci va empiéter sur le canal et créer le SCE [2]. C'est pourquoi nous avons eu recours à la réalisation de jonctions ultra-minces (USJ : Ultra Shallow Junctions). D'après l'ITRS, pour le nœud technologique 22 nm ces jonctions doivent avoir une profondeur inférieure à 7,3 nm et être fortement dopées, afin d'obtenir une résistance par carré inférieure à 900 Ω/sq .

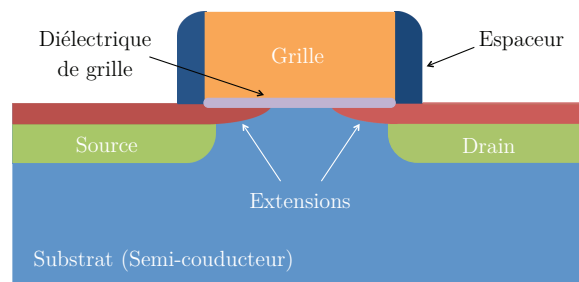


FIGURE 1.2 – Schéma d'un transistor MOS

1.1.2 Les capteurs

Un capteur est composé d'une partie (jonction P/N) servant à convertir le signal à mesurer en signal électrique et d'une partie électronique destinée à traiter l'information réceptionnée. Dans le cadre de notre étude nous nous sommes seulement intéressés à la partie conversion de l'information.

1.1.2.1 Fonctionnement d'un capteur CCD

Les capteurs CCD (Charge-Coupled Device) sont constitués de micro-cellules photosensibles, distribuées à la surface d'un semi-conducteur. L'image formée par un dispositif optique sur la surface du capteur est ainsi découpée en pixels. Grâce aux technologies MOS en silicium, une matrice d'une surface de 1 cm^2 peut contenir jusqu'à un million d'éléments ou pixel de dimensions de l'ordre de $10 \text{ }\mu\text{m}$ de côté.

Lorsqu'un photon est absorbé par le substrat, il crée une paire électron/trou dans le semi-conducteur (voir figure 1.3). Si cette paire se trouve dans la jonction ou à proximité, le champ électrique va séparer l'électron du trou. Cela va avoir pour conséquence de créer un courant. Un condensateur associé permet de stocker les charges ainsi générées. La charge totale accumulée par le condensateur pendant le temps d'acquisition est donc proportionnelle au nombre de photons reçus par le pixel, correspondant au flux de lumière. Cette information, correspondant à un pixel, est ensuite recueillie et traitée pour obtenir une cartographie en deux dimensions proportionnelle au flux de photons incidents sur le capteur.

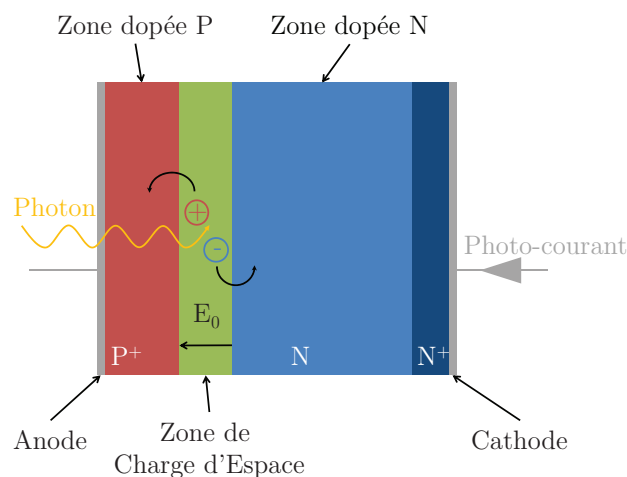


FIGURE 1.3 – Schéma de fonctionnement de la surface d'un capteur

1.1.2.2 Rôle de la profondeur de jonction

Pour optimiser la détection d'un signal, que ce soit une particule ou un photon, il faut s'intéresser à la longueur de pénétration de ce signal dans le matériau. En effet la détection se fera lorsque le photo-porteur généré atteindra la ZCE. Il faut donc qu'il soit créé le plus près possible pour diminuer la probabilité de recombinaison. Pour cette raison la profondeur de jonction de notre capteur doit être proche de la profondeur de pénétration de notre signal. De plus, la sensibilité du capteur est liée au taux d'activation de la jonction : si la jonction est fortement dopée la ZCE sera plus étendue et le champ électrique plus intense, ce qui rendra le capteur

plus sensible. Les jonctions fines vont trouver leur utilité pour la détection de rayonnement UV, par exemple, qui a une profondeur d'absorption de l'ordre de 10 nm dans le silicium.

1.2 Le dopage

1.2.1 Propriétés des semi-conducteurs

Un semi-conducteur est un matériau dont la conductivité est comprise entre celle d'un isolant et celle d'un conducteur. Il possède les caractéristiques d'un isolant mais sa bande interdite est suffisamment faible pour qu'un électron de la bande de valence puisse passer dans la bande de conduction suite à un apport d'énergie réduit. Ce sont pour la plupart des éléments de la colonne IV du tableau périodique (C, Si, Ge). On peut cependant réaliser des semi-conducteurs en combinant des atomes de la colonne III et de la colonne V, par exemple AsGa, ou deux atomes de la colonne IV, comme par exemple SiC.

Aujourd'hui, les semi-conducteurs sont devenus indispensables dans notre société. Ce sont leurs propriétés particulières qui ont permis l'élaboration de transistors et par la suite de circuits intégrés. Le silicium est l'un des éléments essentiels à l'électronique actuelle. Son abondance dans la croûte terrestre, la possibilité de le purifier dans sa quasi-totalité et la facilité pour réaliser des substrats de grande taille en sont les causes.

Cependant, à l'état pur un semi-conducteur ne permet pas de réaliser des transistors. Il faut modifier ses propriétés physiques et électroniques en introduisant des impuretés : c'est l'étape de dopage. A la suite de cette étape, le matériau semi-conducteur voit apparaître dans sa bande interdite des niveaux d'énergie localisés spécifiques de l'espèce dopante, comme l'illustre la figure 1.4.

L'étape de dopage se décompose en deux parties. La première est l'implantation ionique et la deuxième est le recuit d'activation.

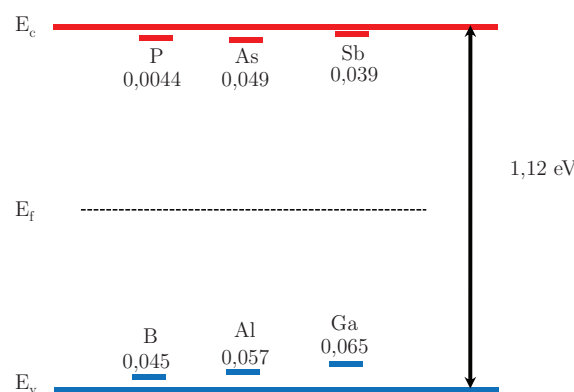


FIGURE 1.4 – Niveau d'énergie des atomes accepteurs ou donneurs dans le Si [5]

1.2.2 Le dopage de type N

Le dopage de type N consiste à augmenter la densité d'électrons du semi-conducteur. Pour cela, on va remplacer une partie des atomes du matériau semi-conducteur par des atomes plus riche en électrons. Il va en résulter un excès d'électrons de valence qui vont passer facilement dans la bande de conduction à température ambiante. Cela va diminuer la résistivité du semi-conducteur.

Le silicium par exemple possède 4 électrons de valence, tous utilisés pour faire une liaison covalente avec d'autres atomes de silicium. Les éléments de la colonne V du tableau périodique (P, As, Sb) possèdent cinq électrons de valence. Introduits dans le silicium, ils vont permettre de réaliser le dopage de type N.

L'arsenic est le dopant de type N le plus utilisé pour réaliser des jonctions N^+/P , car il présente une solubilité limite dans le silicium supérieure aux autres dopants du même type.

1.2.3 Le dopage de type P

Le dopage de type P consiste à augmenter la densité des trous dans le semi-conducteur. On appelle trou le manque d'un électron dans une liaison covalente. Des électrons du matériau vont pouvoir se déplacer plus facilement et combler ce trou. Ce dernier va se déplacer dans le sens contraire des électrons.

Ce sont les éléments de la colonne III du tableau périodique (B, Al, Ga) qui, possédant trois électrons de valence, vont constituer les dopants de type P.

De part sa solubilité limite importante, le bore est le dopant le plus utilisé pour réaliser des régions dopées P.

En fonction du dopage N ou P, les porteurs ne vont pas avoir la même mobilité. Cette grandeur qui caractérise l'aisance de mouvement des porteurs (en $m^2.V^{-1}.s^{-1}$), va dépendre de différents paramètres tels que la concentration de dopants ou la température. La figure 1.5 représente la mobilité des porteurs en fonction de la concentration de bore, d'arsenic ou de phosphore. On note qu'à faible concentration, la mobilité des électrons est bien plus importante que celle des trous. Pour une même concentration, la résistivité d'un substrat de type P sera plus importante que celle d'un substrat de type N. Cependant elle chute pour atteindre le même ordre de grandeur vers $10^{20} \text{ at/cm}^{-3}$: domaine de concentration dans lequel nous nous situons.

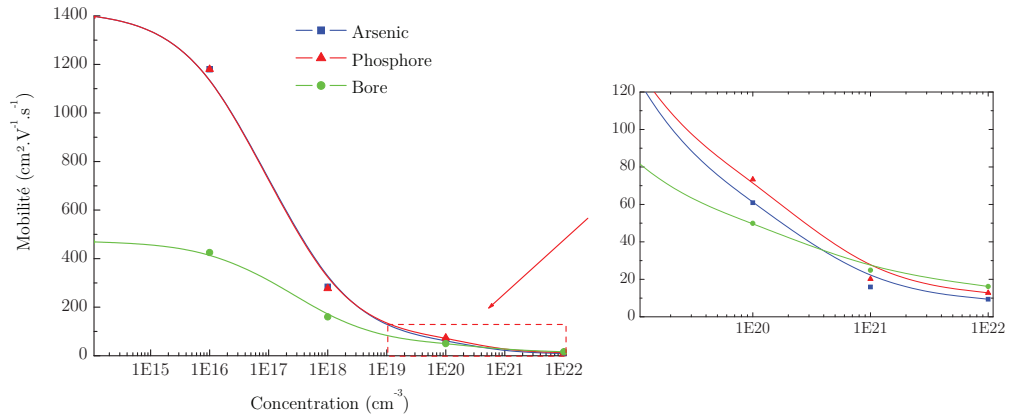


FIGURE 1.5 – Evolution de la mobilité des porteurs à température ambiante pour trois familles de dopants : arsenic, phosphore et bore [6]

1.3 Implantation ionique

Décrite en 1954 par Schockley, l'implantation ionique a rapidement remplacé le procédé de diffusion thermique car elle peut s'adapter à tout type de matériaux [7].

Actuellement elle est la technique la plus utilisée. Elle offre des avantages indispensables en micro-électronique qui sont une implantation très homogène, une excellente reproductibilité, un contrôle précis du dopage et une durée de traitement assez faible. De plus, elle permet d'implanter quasiment tous les éléments du tableau périodique. Elle consiste à bombarder un échantillon avec des atomes ionisés. Ces atomes vont se retrouver pour la plupart en sites interstitiels dans le matériau. L'implantation par faisceau d'ions et l'implantation par immersion plasma sont les deux techniques principalement utilisées.

1.3.1 Faisceau d'ions

L'implantation ionique par faisceau d'ions consiste à projeter sur la surface d'un échantillon des atomes ionisés et accélérés préalablement. L'énergie de ces particules est comprise entre quelques centaines d'eV et plusieurs MeV. Au contact du substrat, les ions accélérés vont subir de nombreuses collisions et perdre graduellement leur énergie jusqu'à être arrêtés. Ces collisions vont introduire un certain nombre de défauts dans le matériau. Les paramètres d'implantation sont connus avec précision. La profondeur d'implantation est directement liée à l'énergie du faisceau d'ions tandis que la quantité de dopants est contrôlée par la mesure du courant ionique et du temps d'exposition.

1.3.1.1 Fonctionnement

Les atomes à ioniser sont généralement introduits sous forme de gaz dans la chambre d'ionisation (voir figure 1.6). La source la plus couramment utilisée pour cette application est la source de Freeman. Elle consiste à faire circuler un fort courant électrique dans un filament. Les électrons émis par le filament viennent frapper les atomes du gaz et créent un plasma. Des champs électriques et magnétiques confinent le plasma afin d'augmenter le rendement d'ionisation. A la sortie de la chambre, le faisceau passe dans un filtre de masse, qui permet au moyen d'un champ magnétique, de sélectionner uniquement les ions mono-énergétiques présentant une seule masse ionique. A la sortie de l'analyseur, une différence de potentiel permet d'accélérer ou de décélérer le faisceau d'ions pour obtenir l'énergie souhaitée. Un système électrostatique permet ensuite de supprimer les neutres et d'homogénéiser le faisceau. Un balayage électrostatique du faisceau permet d'obtenir une implantation homogène sur tout le substrat. La taille du faisceau est alors d'environ 1 cm^2 .

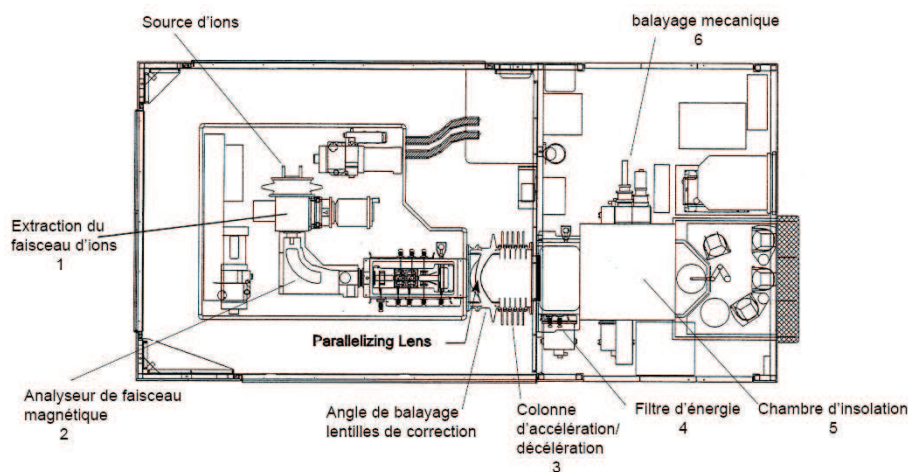


FIGURE 1.6 – Schéma d'un implantateur par faisceau d'ions [7]

1.3.1.2 Implantation basse énergie

La réalisation de jonction ultra fines demande des implantations dont la profondeur est inférieure à 25 nm. Cela implique que l'énergie d'implantation ne doit pas excéder 2 keV. Pour des énergies de cet ordre, les implantateurs montrent leurs limites.

En effet, une diminution de l'énergie du faisceau d'ions implique une diminution du courant et une réduction de la vitesse des ions. Il s'ensuit une accumulation de charges qui se repoussent et entraîne une défocalisation du faisceau.

Récemment, une étude a montré que les jonctions fines pouvaient quand même être réalisées par implantation par faisceau d'ions. Des clusters ionisés de $\text{B}_{18}\text{H}_{22}^+$ peuvent être implantés à

basse énergie en limitant la divergence du faisceau. Grâce à leur inertie, les forces électrostatiques ne pourront pas modifier leur trajectoire de façon significative en comparaison avec de simples atomes de bore [8]. On peut cependant s'attendre à ce que l'implantation de masse si importante génère une forte densité de défauts.

1.3.2 Immersion plasma

L'implantation par immersion plasma (PIII pour Plasma Immersion Ion Implantation) est une technique alternative à l'implantation par faisceau d'ions pour la réalisation de jonctions ultra-minces. La méthode consiste à créer un plasma à partir d'un gaz, près du substrat cible. Un champ électrique impulsionnel appliqué au substrat permet d'accélérer les ions pour les implanter dans celui-ci. Cette technique ne permet pas de réaliser de tri des ions à incorporer, elle implante l'intégralité des espèces présentes dans le plasma. L'énergie d'implantation, contrôlée par la tension appliquée à la cathode, peut varier de 20 eV à 70 keV. La dose est contrôlée par le courant d'implantation I , la durée d'impulsion du plasma t et le nombre d'impulsions N selon la formule suivante :

$$D = N \int \frac{It}{qs} dt \quad (1.1)$$



FIGURE 1.7 – Photo de l'implanteur PULSION ®

1.3.2.1 Fonctionnement

Les implantations par immersion plasma qui seront présentées ont été réalisées par l'implanteur PULSION® conçu et breveté par la société IBS. C'est le fonctionnement de cette machine qui va être décrit ci-après. Elle est composée d'une enceinte à vide, d'une source ICP (Inductively Coupled Plasma), d'un générateur haute tension, d'un plateau rotatif porte échantillon recouvert de silicium, d'une pompe primaire et d'une pompe secondaire. Le substrat à implanter est installé dans l'enceinte, et posé au centre du porte échantillon. La chambre est constamment sous vide (environ 10^{-6} mbar) afin d'éviter toute contamination. Au cours de l'implantation, le porte échantillon est mis en rotation afin d'assurer un dopage homogène. La figure 1.7 présente l'ensemble de l'implanteur PULSION®.

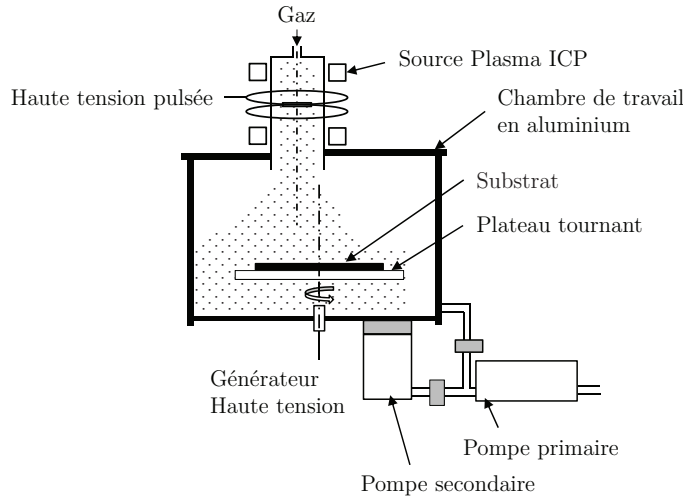
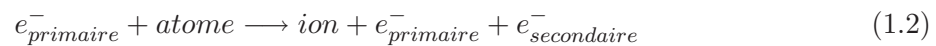


FIGURE 1.8 – Schéma de l'implanteur PULSION® [5]

1.3.2.2 Le plasma

Un plasma est constitué de particules neutres, d'ions et d'électrons. Pour le créer, il faut apporter aux atomes suffisamment d'énergie pour en extraire un ou plusieurs électrons. Grâce à un champ électrique, les électrons vont pouvoir être accélérés et entrer en collision avec des particules. Si leur énergie est suffisante, ils pourront ioniser ces particules. L'énergie minimale, appelée seuil d'ionisation, varie en fonction de la nature de la particule. Ce flux d'électrons primaires qui va ioniser des particules par collision va générer des électrons secondaires qui peuvent à leur tour entrer en collision avec d'autres atomes du système. C'est le phénomène d'avalanche :



Ce phénomène contrôle la densité et la nature des ions créés dans le plasma. L'impulsion de tension (positive ou négative en fonction de la charge des ions à implanter) appliquée au substrat, se trouvant dans le plasma, va accélérer ces ions vers le substrat et entraîner leur implantation. La figure 1.8 montre le schéma de l'implanteur PULSION®.

1.3.3 Notion de solubilité limite

La solubilité limite est définie comme la concentration maximale de dopants au delà de laquelle apparaissent des précipités. Dans les années 70, les premières études ont été réalisées [9] et ont permis de déterminer les solubilités limites du bore dans le silicium pour des températures comprises entre 900 °C et 1325 °C.

La figure 1.9 montre la variation de la solubilité limite de différentes impuretés en fonction de la température [10].

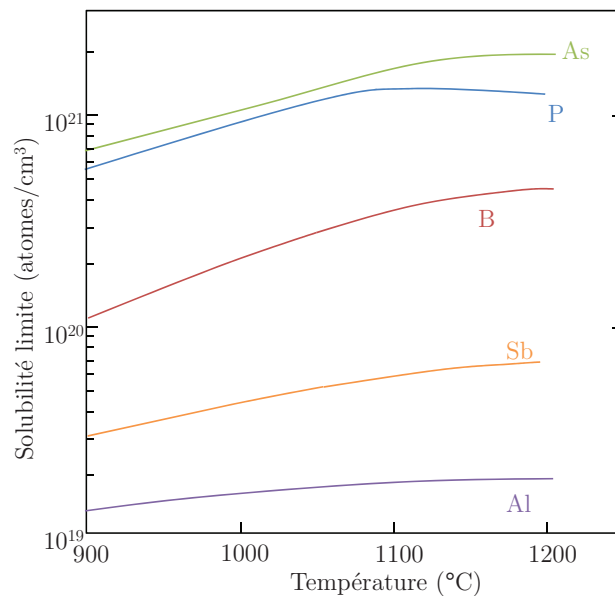


FIGURE 1.9 – Solubilité limite du bore, antimoine, phosphore, aluminium et arsenic dans le silicium [10]

1.3.4 Effet de canalisation

Dans un cristal, les atomes sont arrangés de façon régulière et périodique. Cette orientation régulière joue un rôle important dans l'implantation ionique. Dans le cas d'un matériau monocristallin, lorsque la direction du faisceau coïncide avec un axe cristallographique, les rangées atomiques peuvent confiner les ions dans des « canaux » : c'est le phénomène de canalisation (voir figure 1.10). Lorsqu'un ion pénètre dans l'un de ces canaux, il n'interagit presque pas avec les atomes du cristal. Le parcours moyen est alors important et l'ion pénètre plus profondément dans le matériau.

Pour limiter cet effet, on peut incliner le substrat par rapport au faisceau incident. Cela va modifier l'orientation cristalline par rapport à la trajectoire des ions incidents et réduire la section des canaux. En conséquence, la probabilité pour un ion de s'introduire dans un de ces canaux est diminuée.

Dans l'implantation par immersion plasma, le phénomène de canalisation est plus difficile à atténuer car l'on ne peut pas incliner le substrat par rapport à la trajectoire des ions incidents. Il faut trouver d'autres moyens pour réduire cet effet. Par exemple pour implanter des atomes de B on utilise du BF_3 . Les atomes de fluor étant plus lourd que les atomes de bore, ils vont contribuer à amorphiser la structure.

La technique qui reste la plus efficace pour diminuer l'effet de canalisation est la pré-amorphisation de la surface du matériau. Elle consiste à casser la structure du matériau par un bombardement d'atomes lourds électriquement neutres (Ge ou Si).

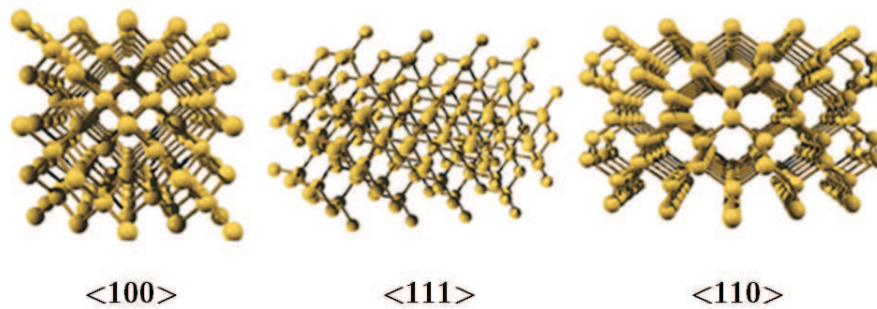


FIGURE 1.10 – Directions cristallines du silicium [7]

1.3.5 La pré-amorphisation

Pour la réalisation de jonctions ultra-minces, la pré-amorphisation (PAI : Pré-Amorphization Implantation) est une étape importante. Il n'est cependant pas facile de quantifier le niveau d'amorphisation. Hobler constate que selon la nature des particules implantées, le seuil et le niveau d'amorphisation peut fortement varier (5 à 50 %) [11].

L'épaisseur de la zone amorphe dépend de différents paramètres comme la masse des ions incidents, leur énergie, la dose implantée, la nature et la température du substrat. Le choix de l'ion utilisé pour la pré-amorphisation dépend de différents critères :

- l'ion doit être le plus lourd et le plus gros possible afin que le processus d'amorphisation soit débouchant en surface
- l'ion implanté ne doit pas interagir électriquement avec le substrat, pour ne pas perturber le dopage (Les éléments de la colonne IV du tableau périodique sont le plus souvent choisis)
- l'épaisseur de la couche amorphe doit être suffisante pour permettre une implantation

des dopants dans le volume amorphe, mais ne doit pas être trop importante afin que la recristallisation puisse se faire lors du recuit à partir de la surface cristalline

On peut donc utiliser de nombreux atomes pour pré-amorphiser une surface. Les plus courants sont répertoriés dans le tableau 1.1.

Atome	Masse atomique	Rayon atomique (Å)
Silicium	28,0855	1,46
Germanium	72,64	1,52
Plomb	207,2	1,81
Etain	118,71	1,72

TABLE 1.1 – Liste des éléments utilisés pour la pré-amorphisation

L'ion germanium est particulièrement efficace pour amorphiser un substrat. Sa taille et sa masse permet d'amorphiser des couches allant de quelques nanomètres à plusieurs centaines de nanomètres. Il fait partie de la colonne IV de la classification périodique, il n'entraînera pas de modification des propriétés électriques. Cependant, il faut être très vigilant aux paramètres d'amorphisation choisis afin que les défauts de fin de parcours (EOR : End Of Range) créés par cette implantation ne se situent pas dans la ZCE, ce qui générerait d'importants courants de fuite [12, 13].

L'amorphisation peut aussi se faire pendant l'implantation. Cela nécessite d'implanter des clusters d'une masse importante. Sungho Heo a montré que l'implantation d'ions $B_{18}H_{22}^+$ réduisait l'effet de canalisation des atomes de bore d'un facteur vingt en comparaison avec l'implantation d'atomes de bore [8].

Dans le cas de notre étude, l'amorphisation présente un second avantage. La différence de température de fusion entre le silicium cristallin et amorphe [14, 15] va permettre de confiner la zone fondue lors d'un recuit laser.

L'amorphisation génère des défauts ponctuels (défauts EOR par exemple) dans le matériau à cause des collisions entre ions implantés et atomes du cristal. Même si l'étape de recuit permet de restaurer l'ordre cristallin, certains défauts vont persister. Cela risque de générer des courants de fuite suffisamment importants pour limiter l'utilisation des jonctions réalisées.

1.4 Le recuit d'activation

Comme nous l'avons vu précédemment, l'implantation ionique perturbe le réseau cristallin et engendre des défauts. La majorité des atomes implantés sont positionnés en sites interstitiels. L'étape de recuit est indispensable pour activer les atomes dopants en les plaçant en sites

substitutionnels. Cette étape nécessite une élévation de la température du substrat ce qui va entraîner une diffusion des dopants dans le volume chauffé. Le contrôle du chauffage est donc primordial pour l'obtention de jonctions ultra-minces.

1.4.1 Les mécanismes de diffusion

Les lois de Fick régissent la diffusion des particules implantées dans le matériau. La première loi de Fick relie le flux J (en particules.s⁻¹.m⁻²) d'une espèce à son coefficient de diffusion D_α (en m².s⁻¹) et sa concentration C (en particules.m⁻³) :

$$J = -D_\alpha \frac{\partial C(z, t)}{\partial z} \quad (1.3)$$

Le signe négatif de l'équation 1.3 traduit que la diffusion des particules a lieu des zones de forte concentration vers les zones de faible concentration. En considérant qu'aucune particule n'est créée ni supprimée, la variation temporelle de la concentration est égale à la divergence du flux :

$$\frac{\partial C(z, t)}{\partial t} = -\frac{\partial J}{\partial z} \quad (1.4)$$

En combinant les équations 1.3 et 1.4, on en déduit la deuxième loi de Fick qui est la suivante :

$$\frac{\partial C(z, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D_\alpha \frac{\partial C(z, t)}{\partial z} \right) \quad (1.5)$$

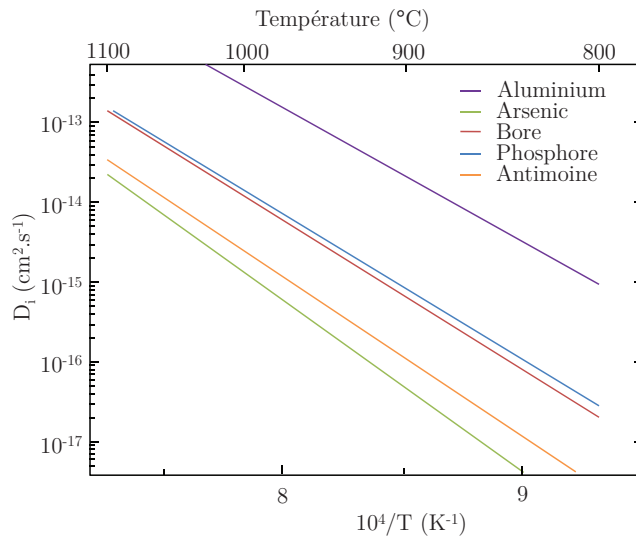


FIGURE 1.11 – Coefficients de diffusion des principaux dopants dans le silicium en fonction de la température

Le coefficient de diffusion D_α est propre à l'espèce diffusante, et évolue selon la loi d'Arrhenius :

$$D_\alpha = D_0 \exp\left(\frac{-E_a}{k_b T}\right) \quad (1.6)$$

k_b est la constante de Boltzmann et D_0 est un coefficient propre à chaque espèce pour un matériau donnée. E_a est l'énergie d'activation de l'espèce concernée. La figure 1.11 nous donne le coefficient de diffusion de différents dopants (type N et type P) dans le silicium en fonction de la température. Le tableau 1.2 présente les valeurs de D_0 et E_a permettant de calculer le coefficient de diffusion pour les principaux dopants.

Dopant	D_0 (cm ² .s ⁻¹)	E_a (eV)	Domaine de validité (°C)	Référence
B	2,46	3,59	100-1250	[16]
Al	1,38	3,41	1120-1390	[17]
P	1,1	3,4	900-1200	[18]
As	22,9	4,1	900-1250	[19]
Sb	12,9	3,98	1190-1400	[20]

TABLE 1.2 – Coefficients de diffusion des principaux dopants

1.4.2 Les différents recuits

Au cours de l'évolution de la taille des transistors, les techniques de fabrication ont dû s'adapter. La fabrication de jonctions ultra-minces nécessite la diminution de la quantité d'énergie fournie au substrat, et cela a conduit à innover en matière de techniques de recuit.

Pour réduire le budget thermique, le temps de recuit a été diminué. Mais dans ce cas, comme le montre la figure 1.11, la température doit être élevée afin d'augmenter la vitesse de diffusion et améliorer ainsi l'activation. Les technologies ont permis de passer des recuits à des températures avoisinant 800 °C pendant plus une heure, à des recuits réalisés aux alentours de 1300°C pendant quelques secondes.

1.4.2.1 Le Recuit Thermique Rapide

Les traitements thermiques peuvent servir à activer des dopants, relaxer des contraintes, diffuser des matériaux à l'interface, cristalliser une couche amorphe... Actuellement, les systèmes utilisent des rayonnements infrarouges et un pyromètre pour contrôler la température en temps réel [21].

Lors de la mise en oeuvre du recuit thermique rapide (RTA pour Rapid Thermal Annealing ou RTP pour Rapid Thermal Process) le substrat à recuire est installé dans une chambre, sous

la source rayonnante. Il est ensuite mis en rotation, pour permettre d'obtenir une meilleure uniformité. La source est souvent composée de lampes de type tungstène-halogène. Récemment les lampes à décharges sont apparues (lampes à arc [22]). Au cours du recuit, un gaz inerte est introduit dans la chambre afin d'assurer une bonne conductivité thermique.

Cette technologie est assez flexible en terme de montée en température et permet donc de contrôler la dynamique thermique de recuit. Les rampes de montée en température peuvent aller de $20\text{ }^{\circ}\text{C.s}^{-1}$ (recuit en plateau) à plus de $400\text{ }^{\circ}\text{C.s}^{-1}$ (recuit spike [23, 24]) pour atteindre des températures de recuit d'environ $1300\text{ }^{\circ}\text{C}$. Les meilleurs systèmes obtiennent des uniformités en température inférieures à $2\text{ }^{\circ}\text{C}$.

Bien que ce système soit très utilisé à ce jour, il montre tout de même ses limites pour la réalisation de jonctions ultra-minces. Le fait que ce processus conserve la propriété d'isothermie empêche de contrôler la diffusion des dopants par le gradient thermique.

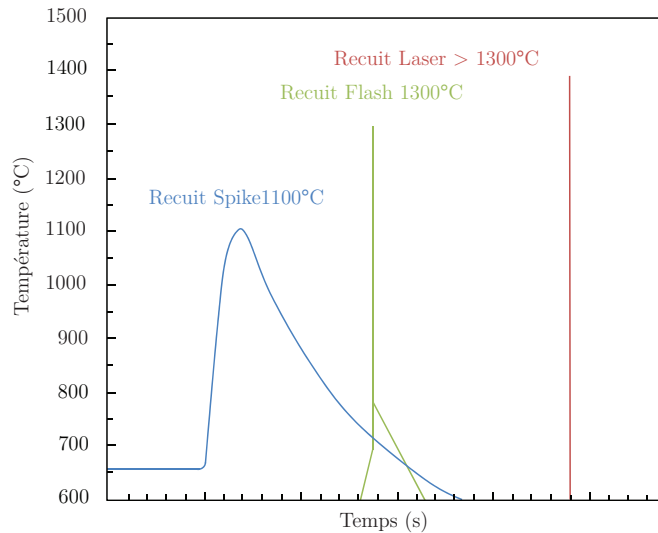


FIGURE 1.12 – Profils temporels des recuits spike, flash et laser

1.4.2.2 Le recuit flash

Pour diminuer le temps de recuit, il est nécessaire d'augmenter les rampes de montée en température. Le recuit flash a été développé dans cette optique. Des études ont montré que l'augmentation de la rampe de montée en température permet de réduire la diffusion transitoire des dopants (TED) [25].

L'échantillon introduit dans l'enceinte est préchauffé à une température d'environ $700\text{ }^{\circ}\text{C}$ au moyen de lampes primaires. Ensuite, des lampes à décharge (lampes au xénon) vont déclencher la brusque montée en température, pouvant atteindre $10^6\text{ }^{\circ}\text{C.s}^{-1}$. Le pic de température peut monter jusqu'à $1300\text{ }^{\circ}\text{C}$ (voir figure 1.12). La densité d'énergie fournie peut dépasser 100 J.cm^{-2}

et durer entre 100 μs et 500 ms [26].

Le recuit flash est devenu aujourd'hui l'outil principal pour la réalisation de jonctions ultra-minces [22, 27]. Ces dernières années, des études ont été menées sur la combinaison de recuits RTA spike et de recuit flash [28, 29], dans le but de corriger les défauts étendus créés lors de l'amorphisation que le recuit flash n'aurait pas pu supprimer.

1.4.2.3 Recristallisation en phase solide

Cette technique (en anglais SPER pour Solid Phase Epitaxial Regrowth) étudiée dans les années 70 est une technique alternative aux recuits haute température de courte durée. Elle s'effectue à des températures inférieures à 750 °C pour éviter les phénomènes de diffusion.

Ce procédé nécessite une amorphisation importante de la surface avant l'implantation. La profondeur de jonction est déterminée par l'épaisseur de la couche amorphe. L'implantation basse énergie qui va suivre cette amorphisation va placer les atomes dopants en site interstitiels dans la zone amorphe. Un recuit basse température va permettre de recristalliser le silicium à partir de l'interface amorphe/cristallin. Le silicium cristallin va servir de germe à cette croissance qui va s'effectuer couche par couche. Pendant cette étape les impuretés vont se positionner en sites substitutionnels. Le seuil de solubilité limite pourra être dépassé car l'activation n'a pas lieu dans toute la jonction au même moment, mais par recroissance de la structure. Cette technique va permettre l'obtention de jonctions ultra-minces hautement activées.

Le temps de recristallisation est lié à la vitesse de déplacement de l'interface, et donc de la température. Le temps de procédé est de l'ordre de la minute pour des températures de l'ordre de 600 °C. La vitesse de cristallisation suit une loi similaire à la loi d'Arrhenius. Elle est donnée par l'équation 1.7 :

$$V_c = V_0 \exp\left(\frac{E_a}{k_b T}\right) \quad (1.7)$$

avec $E_a = 2,7 \text{ eV}$ et $V_0 = 2,9.10^9 \text{ cm.s}^{-1}$ pour un substrat non dopé [30]. Ces vitesses peuvent varier de 0,025 à 20 nm.s^{-1} pour des températures comprises entre 500 et 650 °C.

Cependant, la pré-amorphisation nécessaire à ce type de dopage va induire des défauts EOR. Ceux-ci vont se placer juste à l'interface amorphe/cristallin et vont être la cause des courants de fuite résiduels [31–33]. Les températures habituelles de recuits, relativement faibles, ne permettent pas de supprimer totalement ces défauts.

1.5 Les défauts de dopage

Un défaut est une rupture de la périodicité d'une structure. L'étape d'implantation va générer des défauts par collision ion-atome. Différents types de défauts peuvent apparaître au cours du procédé. Lorsque le défaut ne concerne que quelques atomes, on dit que le défaut est ponctuel. Au cours du recuit, des défauts « ponctuels » vont s'agglomérer pour former des défauts dits « étendus ». Il est important de pouvoir les minimiser car ils vont jouer un rôle néfaste pour les performances électriques de la jonction.

1.5.1 Les défauts ponctuels

Les principaux défauts ponctuels (voir figure 1.13) sont les suivants :

- les lacunes : atomes manquant dans le cristal
- les interstitiels : atomes du cristal intercalés dans le réseau
- les impuretés substitutionnelles : impuretés à la place d'un atome du réseau
- les impuretés interstitielles : impuretés intercalés dans le réseau

En se combinant, ces défauts peuvent former des bilacunes (paire de lacunes) ou des paires lacune/impureté en site substitutionnel.

En diffusant, ces défauts vont s'agglomérer et créer des précipités. Ces derniers vont être la cause de la diffusion accélérée des dopants lors du recuit thermique.

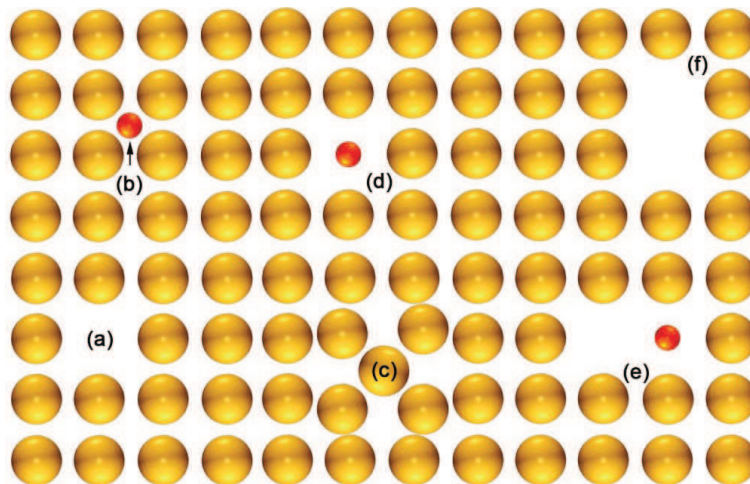


FIGURE 1.13 – Types de défauts : (a) lacunes du réseau (b) impuretés interstitielles (c) interstitiels du réseau (d) impuretés substitutionnelles (e) paire lacune/impureté en site substitutionnel (f) bilacune [34]

1.5.2 Les défauts étendus

Ces défauts formés lors du recuit vont avoir des effets négatifs sur les propriétés électriques des composants semi-conducteurs. Une fraction des atomes de bore restant en site interstitiels,

ils ne pourront pas contribuer à la diminution de la résistance par carré de la jonction. Les défauts présents dans la ZCE vont favoriser le passage des électrons à travers la jonction par effet tunnel [35], ce qui va générer des courants de fuite importants.

En fonction de leur taille ils sont classés en 3 grandes catégories (voir figure 1.14) :

- les clusters d’interstitiels : ils sont formés d’au moins 2 atomes de silicium en position interstitielle. Au cours du recuit, ces défauts vont croître et évoluer en chaîne d’interstitiels
- Chaîne d’interstitiels : au dessus d’une dizaine d’atomes en site interstitiel, on appelle ces défauts $\langle 113 \rangle$: ce sont des chaînes d’interstitiels sur une même direction cristalline (direction $\langle 110 \rangle$) et s’arrangent en 2 plans de types $\langle 113 \rangle$ [36]
- les boucles de dislocation : à partir d’une certaine taille les défauts $\langle 113 \rangle$ vont évoluer en boucle de dislocation [37]

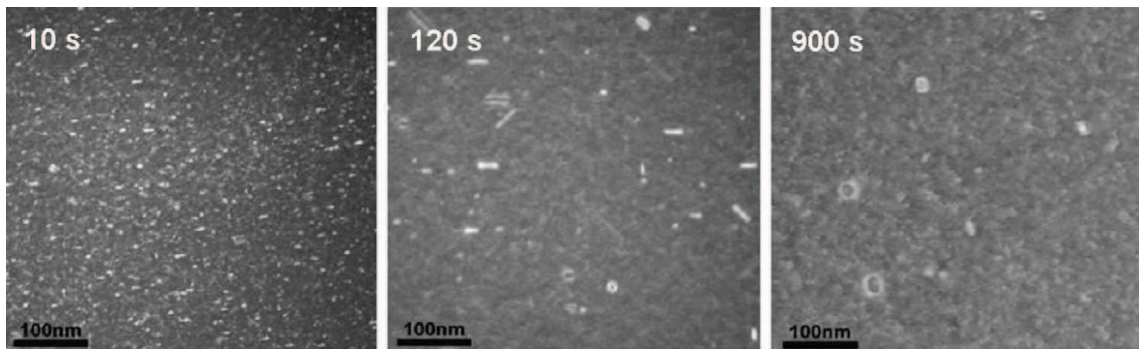


FIGURE 1.14 – Image TEM (Transmission Electron Microscopy) montrant l’évolution des défauts ponctuels en défauts $\langle 113 \rangle$, puis en boucles de dislocations en fonction du temps de recuit à 800°C [37]

1.5.3 La diffusion anormale du bore

Le phénomène de TED (Transient Enhanced Diffusion) a été étudié pour la première fois en 1987 [38]. Il a été constaté que le bore, pour une température donnée, diffusait dans le silicium avec une vitesse plus importante que les vitesses prédites par l’équation 1.6, ce qui favorise la création de jonctions plus épaisses. Cette diffusion accélérée est attribuée aux interstitiels créés lors de l’implantation qui ont échappé à la recombinaison directe avec les lacunes. Il a été montré que le phénomène de TED est important au début du recuit et s’atténue lorsque la concentration des défauts s’uniformise [39]. On peut observer ce phénomène sur la figure 1.15. On constate que la diffusion est importante dans les 35 premières minutes, puis le profil de bore n’évolue quasiment plus.

Le mécanisme de TED est dû à plusieurs étapes. Dans une première partie, les atomes de bore vont expulser des atomes de silicium en sites interstitiels (I) pour se placer en site substitutionnels : $B_i + Si_s \leftrightarrow B_s + I$. Les interstitiels vont ensuite former des agglomérats qui

vont croître : $I_n + I \leftrightarrow I_{n+1}$. Ces défauts vont évoluer et former des défauts $\langle 113 \rangle$ puis des boucles de dislocation. Ce sont ces défauts qui sont la source de la TED [40] tant qu'ils sont présents dans le cristal. Enfin un atome interstitiel va expulser un atome de bore substitutionnel par la réaction de « Kick Out » : $B_s + I \leftrightarrow B_i + Si_s$. Cette réaction aura pour conséquence de faire diffuser le bore.

E.V. Monakhov met en évidence que la proximité de la surface est un facteur dominant dans la diffusion accélérée du bore, ce qui impose de diminuer la durée de recuit pour réaliser des jonctions ultra-minces [41].

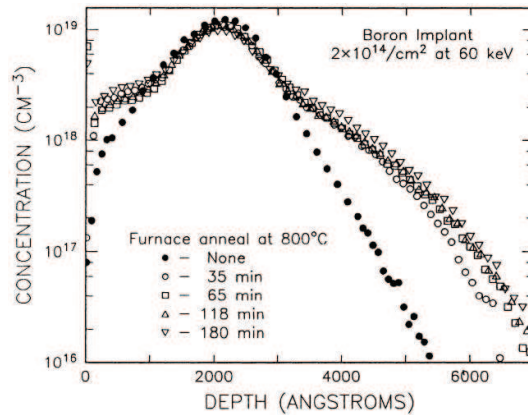


FIGURE 1.15 – Profil de concentration du bore en fonction du temps de recuit [38]

1.5.4 Les clusters de bore interstitiel

Etudiés pour la première fois en 1973 par Hofker [42], les BICs (Boron Interstitial Clusters) ont été mis en évidence comme une fraction immobile du bore implanté qui serait électriquement inactive.

La formation des BICs se passe en plusieurs étapes. Pour commencer, un atome de bore en site substitutionnel va s'associer avec un atome de silicium en site interstitiel : $B_s + I \leftrightarrow BI$. Ce cluster va pouvoir s'associer avec un atome de bore substitutionnel ou avec un autre cluster : $BI + B_s \leftrightarrow B_2I$. Ainsi de suite on obtient des clusters de la forme B_nI_m [43]. Ce phénomène est due à la stabilité des atomes dans cette configuration, dans un domaine de température.

On peut observer sur la figure 1.15 qu'entre 100 et 300 nm, le profil de bore n'évolue pas lors du recuit : on remarque un changement de pente du profil entre le bore qui diffuse et le bore qui reste immobile [44].

En 2003, une étude a montré que ces défauts pouvaient être plus grands que ce que l'on pensait. Précédemment, les modèles théoriques ne tenaient compte que des clusters de moins de 5 atomes de bore alors qu'ils peuvent être constitués de plusieurs centaines d'atomes [45]. A

faible concentration de bore, la dissolution des BICs se fait par émission d'un atome de bore interstitiel [46, 47]. A haute concentration de bore, une fraction des petits BICs est capable d'évoluer et de grandir dans une configuration plus stable. Leur dissolution est alors plus lente jusqu'à atteindre les limites de détection des microscopes [48]. La figure 1.16 met en évidence cet effet. Dans son étude, M. Aboy compare l'évolution théorique et expérimentale des BICs lors d'un recuit à 900 °C. Dans le cas (a) et dans les hautes concentration de bore, la simulation tenant compte de la dissolution rapide des BICs ne permet pas de prédire l'évolution de la concentration des clusters de bore. Cependant, dans le cas (b), la prise en compte des clusters de bore stable met en évidence qu'une partie d'entre eux va se dissoudre lentement, tandis qu'une autre va évoluer vers des clusters plus gros et plus stables [47].

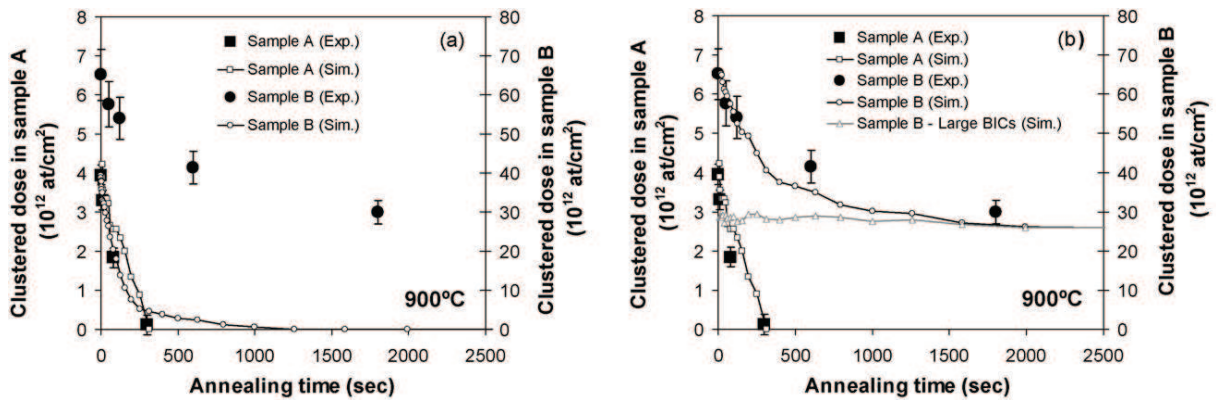


FIGURE 1.16 – Données expérimentales [46] et numériques [47] de l'évolution des clusters de bore en fonction du temps de recuit à 900 °C pour un échantillon A (10^{19} B.cm⁻³) et B (2.10^{20} B.cm⁻³) implantés avec une énergie de 20 keV. Cas (a) : simulation en considérant un modèle classique de clusters de bore. Cas (b) : simulation en prenant en compte les clusters de bore stables.

1.5.5 Correction des défauts

Nous avons vu les défauts générés par l'implantation, ainsi que leur évolution lors du recuit. Leur présence étant néfaste pour le bon fonctionnement des composants électroniques, il est nécessaire de les guérir. C'est également un rôle de l'étape de recuit.

La guérison des défauts va se faire selon différents mécanismes :

- ils peuvent diffuser jusqu'à remonter à la surface ou être piégés sur une dislocation
- un atome de silicium (I) va pouvoir se recombinaison avec une lacune (V) :



- un défaut complexe va pouvoir se décomposer en défauts plus simples :



1.6 Le dopage GILD

Pour réaliser des jonctions ultra-minces, d'autres techniques ont été inventées et mises en œuvre. Parmi elles, le dopage GILD (Gas Immersion Laser Doping) qui a la particularité de doper le matériau en une seule étape. Cette technique est apparue dans les années 1980 [49].

Le substrat de silicium est introduit dans une chambre à vide (10^{-7} mbar), après avoir supprimé l'oxyde natif. On introduit ensuite le gaz dopant, du chlorure de bore généralement (BCl_3). A la surface du silicium, une couche de BCl_3 est chimisorbée. Un laser balaie ensuite la surface (généralement un laser à excimères) pour fondre une fine couche du substrat. Le dopant diffuse et le silicium recristallise à la fin de l'impulsion laser. Les impuretés se trouvent en site substitutionnel après cette étape [50].

Cette technique permet un dopage localisé et dont la profondeur est contrôlée grâce à un laser sonde. Elle offre la possibilité d'obtenir des jonctions fortement dopées, dont la profondeur va dépendre du nombre de tirs et de la fluence laser [7].

Une étude récente a montré que la technique GILD pouvait atteindre des R_{sq} de l'ordre de $10 \Omega/\text{sq}$ dans le cas du bore (concentration en bore équivalente à $4.10^{21} \text{ at.cm}^{-3}$) et aussi du phosphore [51].

Le GILD a prouvé ses capacités à réaliser des jonctions ultra-minces avec un taux d'activation dépassant le seuil de solubilité limite. Cependant des problèmes technologiques ainsi que de coût font que cette technique reste à un stade expérimental.

1.7 Conclusion

Dans ce chapitre il a été montré l'importance des jonctions ultra-minces pour différentes applications de la microélectronique. Les difficultés de mise en œuvre des USJ ont obligé les fabricants à développer de nouvelles techniques comme l'implantation basse énergie, la pré-amorphisation ou bien le recuit sans diffusion.

Cependant, d'autres problèmes apparaissent. La forte concentration de dopants nécessaire à réduire la résistance par carré induit des défauts fortement néfastes pour les propriétés électriques des jonctions.

Dans cette thèse, nous allons étudier les techniques d'implantation par immersion plasma et de recuit laser pour réaliser des jonctions ultra-minces.

Chapitre 2

Le recuit laser

Sommaire

2.1	Principe du recuit laser	31
2.1.1	Les différents modes de recuit	32
2.1.2	Interaction laser matière	34
2.1.3	Conduction de la chaleur	35
2.1.4	Activation des dopants	36
2.1.5	Cas de la pré-amorphisation	38
2.2	Propriétés du silicium	39
2.2.1	Propriétés électroniques	40
2.2.2	Propriétés optiques	41
2.2.3	Propriétés thermiques	42
2.3	Recuit laser du carbure de silicium	42
2.3.1	Propriétés cristallographiques	43
2.3.2	Propriétés électroniques	44
2.3.3	Propriétés optiques	44
2.3.4	Propriétés thermiques	45
2.3.5	Activation laser du SiC	45
2.4	Conclusion	46

L'utilisation de lasers pour la microélectronique a commencé dans les années 80, aux USA. De nombreuses études ont été réalisées pour explorer les possibilités offertes par les lasers [52, 53].

La réalisation de jonctions ultra-minces est un challenge de la microélectronique pour les prochains nœuds technologiques CMOS. Les progrès faits par les lasers à excimères ont permis d'envisager le dopage laser comme une solution au verrou technologique que constitue la réalisation de jonctions ultra-minces. Les lasers à excimères sont adaptés à cette technique car ils offrent une puissance moyenne élevée, compatible avec de forts rendements de production. Ils émettent dans l'ultra-violet, qui est fortement absorbé par le silicium et offrent des impulsions courtes de l'ordre de la dizaine de nanosecondes, ce qui permet de réduire fortement le budget thermique. De plus la répartition spatiale d'énergie du faisceau laser en champ proche est naturellement homogène et des systèmes optiques simples permettent une irradiation uniforme de la surface à traiter.

Les lasers impulsionsnels peuvent être une alternative au recuit RTA ou flash. Pour atteindre les spécifications de l'ITRS, des études ont été réalisées dans le domaine de l'activation laser de dopants implantés [54–59], ainsi que sur la diffusion de dopants par GILD [49–51, 60]. Ces techniques proposant des durées de recuit de l'ordre de la dizaine de nanosecondes permettent la réalisation de jonctions ultra-minces avec des profils de concentration très raides. Il a été montré que le recuit laser limite la TED [41, 61].

La figure 2.1 montre l'évolution des équipements de recuit utilisés par la microélectronique. On remarque que la durée de vie d'un équipement est importante en comparaison de la vitesse de miniaturisation des composants. Les nouvelles générations ne remplacent pas immédiatement les anciennes : plusieurs générations d'outils cohabitent. On peut donc prédire que l'utilisation de recuits ultra-rapides par laser à excimères va se développer progressivement au cours des prochaines années.

2.1 Principe du recuit laser

Contrairement au recuit classique pour lequel la totalité du volume du matériau est chauffé, le recuit laser va augmenter la température du silicium très localement. Les lasers utilisés pour cette application possèdent une courte durée d'impulsion (quelques dizaines voir quelques centaines de nanosecondes : voir figure 2.1) et émettent généralement dans l'ultra-violet. Ces propriétés particulières vont permettre de réaliser des cycles de fusion/solidification sur des profondeurs de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres.

Deux techniques de dopage par laser sont possibles. La première a été décrite dans le paragraphe 1.6, il s'agit du dopage GILD. La seconde variante est appelée LTP pour Laser Thermal

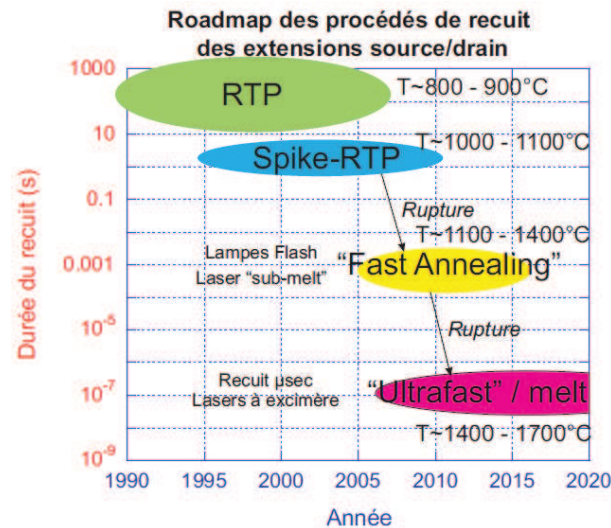


FIGURE 2.1 – Feuille de route de l'utilisation des équipements de recuits dans l'industrie de la micro-électronique élaborée par l'ITRS

Process (ou ELA pour Excimer Laser Annealing). Elle consiste à irradier un substrat de silicium dans lequel des atomes dopants ont été préalablement implantés.

Nous nous sommes intéressés au recuit LTP car cette technique est facile à mettre en œuvre et industrialisable.

2.1.1 Les différents modes de recuit

Le recuit laser offre deux possibilités de traitement. Le premier s'effectue en fondant localement le silicium. Ce mode de recuit permet d'obtenir de bonnes propriétés de jonction mais ne peut pas être utilisé dans tous les cas. En effet, pour certains substrats, ceux notamment présentant en surface des éléments de différentes natures, il n'est pas envisageable de porter toute la surface du substrat à la température de fusion. Dans ce cas il est possible de réaliser un recuit laser à plus basse température en phase solide.

2.1.1.1 Le recuit avec fusion : « mode melt »

Ce type de recuit se divise en deux phases. Dans une première étape, le laser irradie la surface du substrat pour atteindre la température de fusion. La profondeur de fusion dépend de l'énergie apportée ainsi que de la durée pendant laquelle on apporte cette énergie. Lorsque l'impulsion laser est terminée on entre dans une deuxième étape où le silicium se solidifie. Une recristallisation apparaît par le fond de la zone fondue. Celle-ci va dans un même temps positionner les atomes dopants en site substitutionnels et recristalliser la couche de silicium amorphisée par l'implantation. La profondeur de jonction est alors contrôlée par la profondeur de fusion.

Ces dernières années, différentes études ont été réalisées sur le recuit laser avec fusion du silicium. Les principaux lasers utilisés sont des lasers à excimères de type KrF (248 nm) ou XeCl (308 nm). Des jonctions ultra-minces ayant un fort taux d'activation ont été obtenues en utilisant différentes longueurs d'onde et durée d'impulsion [41, 54, 56–58, 62–66]. Cependant, certaines études sont arrivées à la conclusion que tout en utilisant des lasers à excimères, il était préférable d'effectuer le recuit avec des impulsions de l'ordre de la centaine de nanosecondes, afin de limiter la vitesse du front de fusion. En effet, une vitesse trop importante pourrait nuire à la bonne recristallisation du matériau, car les atomes n'auraient pas le temps de calquer la structure cristalline du silicium sous-jacent [55, 67].

2.1.1.2 Le recuit sans fusion : « mode sub-melt »

Dans le cas où des composants présents à la surface ne peuvent pas subir des températures trop élevées, il est nécessaire de travailler en dessous du plus faible des seuils de fusion des matériaux présents à la surface.

Deux types de laser sont généralement utilisés dans le cas d'un recuit sub-melt. Les lasers de durée d'impulsion de l'ordre de la nanoseconde ont permis de réaliser des jonctions ultra-minces [8, 68–70]. Cependant, la faible durée d'impulsion impose de travailler à de très faibles énergies. Le budget thermique de chaque impulsion n'étant pas suffisant pour activer le bore en un seul impact, il va être nécessaire de répéter l'opération plusieurs fois. Ceci impose cependant un temps de process relativement long et actuellement incompatible avec une application industrielle. D'autres lasers, dont la durée d'impulsion est de l'ordre de la milliseconde, ont été utilisés pour activer des jonctions ultra-minces [71–73]. Cela permet d'avoir un bon compromis entre la limitation de la diffusion et l'obtention d'un budget thermique suffisant pour activer les dopants. Pour ces raisons l'industrie de la microélectronique semble s'orienter vers ce type de laser pour le développement de dispositifs d'activation en régime « sub-melt » [74–76].

Les recuits mentionnés dans les études précédentes ont été réalisés sur des surfaces planes. L'introduction de motifs de faible taille (grilles de transistors) peut modifier le recuit en créant des points chauds. Afin de préserver l'intégrité des grilles de transistors, l'utilisation de couches optiques réfléchissantes placées localement sur les zones sensibles permettrait de rendre le LTP industrialisable en protégeant les composants en surface tout en limitant la diffusion latérale du dopant [59].

2.1.2 Interaction laser matière

Selon le type de laser utilisé (longueur d'onde, durée d'impulsion...) l'interaction laser-matière n'aura pas les mêmes effets. Dans le cas du recuit laser, on cherche à chauffer le matériau. L'énergie du laser étant d'abord transférée aux électrons, il faut choisir une durée d'impulsion bien supérieure au temps de relaxation électrons-ions qui est de l'ordre de quelques picosecondes. En effet, des durées d'impulsions inférieures vont endommager le matériaux avant même d'apporter assez d'énergie pour activer les dopants. Il faut cependant limiter la durée pendant laquelle on apporte de l'énergie afin de limiter la diffusion des dopants.

Lorsqu'une onde irradie une surface, seule une partie est absorbée. Le reste sera réfléchi ou transmis par le matériau. Le coefficient de réflexion d'une interface air/matériau dépend de la fréquence de l'onde incidente au travers de l'indice complexe : $\tilde{n} = n - ik$ de ce matériau (voir formule 2.1).

$$R = \frac{(n-1)^2 + k^2}{(n+1)^2 + k^2} \quad (2.1)$$

La longueur d'onde va aussi influencer sur l'épaisseur de la couche dans laquelle l'onde va principalement être absorbée. Le profil de l'intensité de l'onde en fonction de la profondeur dans le matériau est donné par la loi de Beer-Lambert :

$$I_l(z) = I_{l-0} \exp(-\alpha z) \quad (2.2)$$

α est le coefficient d'absorption (en m^{-1}) défini par la relation suivante :

$$\alpha = \frac{4\pi k}{\lambda} \quad (2.3)$$

Pour qu'un matériau absorbe une onde électromagnétique, son gap doit être inférieur à l'énergie des photons incidents donnée par l'équation 2.4. C'est pour cette raison que le recuit laser s'effectue généralement dans le domaine de l'ultra-violet, qui assure une absorption efficace dans la plupart des matériaux semi-conducteurs, ce qui est une condition nécessaire pour déposer l'énergie sur une faible profondeur.

$$E_\gamma = \frac{hc}{\lambda} \quad (2.4)$$

h est la constante de planck et c est la célérité de la lumière.

Dans le processus d'interaction laser-matière on distingue plusieurs étapes :

- l'absorption de l'onde dans le matériau

- le transfert de l'énergie au réseau cristallin
- la diffusion de la chaleur dans le matériau
- le changement de phase : fusion puis solidification

Les propriétés optiques, à la longueur d'onde de l'irradiation, et thermodynamiques du matériau vont conditionner l'interaction laser-matière.

Mécanisme d'absorption et transfert de l'énergie

Lorsque l'onde électromagnétique pénètre dans le cristal, elle va interagir avec les atomes et les électrons du matériau. Les photons vont alors transférer leur énergie aux électrons qui vont passer dans la bande de conduction avec un excès d'énergie d'autant plus important que la longueur d'onde est courte. La figure 2.2 résume les principaux processus de relaxation de l'énergie absorbée dans le cas du silicium. Cet excès va être thermalisé par des collisions électrons-électrons. Le plasma d'électrons va atteindre une température importante. L'excès de paires électron-trou peut se recombiner seulement par recombinaison Auger. Celle-ci implique la création de nouveau porteurs chauds. Finalement les collisions électron-phonon vont transférer l'énergie du plasma au réseau ce qui va engendrer une augmentation de la température [52,53].

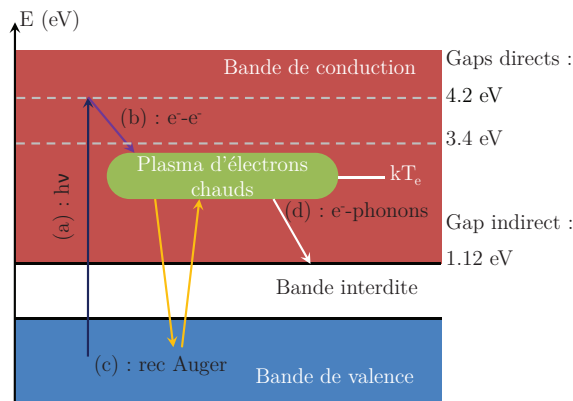


FIGURE 2.2 – Schéma de principe de relaxation de l'énergie absorbée dans le silicium : (a) absorption du photon ($\tau = 10^{-13}$ s), (b) collisions e^-e^- ($\tau = 10^{-14}$ s), (c) recombinaisons Auger ($\tau = 10^{-9}$ s), (d) chauffage du réseau ($\tau = 10^{-12}$ s) [77]

2.1.3 Conduction de la chaleur

Pour contrôler de manière précise l'épaisseur de la zone activée il est nécessaire d'avoir une bonne connaissance des mécanismes de base qui gouvernent la conduction de la chaleur dans un matériau.

Lorsque les porteurs transmettent leur énergie au réseau, l'équation de la chaleur va régir l'accroissement de la température :

$$\frac{\partial}{\partial t}(\rho_v C_p T(z, t)) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa \frac{\partial T(z, t)}{\partial z} \right) + S_{laser} \quad (2.5)$$

C_p est la chaleur spécifique (en $\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$)

ρ_v est la densité du matériau (en kg.m^{-3})

κ est la conductivité thermique (en $\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$)

$T(z, t)$ est la température en un point z , à un instant t

Ces paramètres dépendent de la nature du matériau ainsi que de sa température et de sa phase.

S_{laser} est la source de chaleur donnée par l'équation suivante dans le cas d'un laser à excimères (voir équation 2.2) :

$$S_{laser} = \alpha(1 - R)I_l(z) = \alpha(1 - R)I_{l-0} \exp(-\alpha z) \quad (2.6)$$

$I_{l-0}(t)$ est l'intensité laser en fonction du temps (en W.m^{-2}). La durée de l'impulsion va influencer directement sur le processus de fusion. Plus la durée d'impulsion est courte et plus l'énergie qu'il faut apporter au matériau pour atteindre le seuil de fusion est faible.

La durée de l'impulsion laser va également jouer un rôle sur la vitesse de propagation du front de fusion. Tant que la vitesse ne dépasse pas 10 m.s^{-1} , la solidification conduit à un processus d'épitaixie en phase liquide : le silicium se solidifie sous forme cristalline si le silicium sous-jacent est monocristallin, sinon il se solidifie sous forme poly-cristalline. Cependant si la vitesse dépasse environ 15 m.s^{-1} , l'épitaixie ne peut plus avoir lieu et le matériau reconstruit est amorphe. Les études menées sur ces processus mettent en évidence que les lasers nanoseconde sont un bon compromis entre diffusion thermique faible et une recristallisation bien ordonnée [55, 67].

2.1.4 Activation des dopants

La redistribution des dopants est donnée par l'équation de Fick dans un liquide. Cette équation s'écrit :

$$\frac{\partial C(z, t)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(D_l \frac{\partial C(z, t)}{\partial z} \right) \quad (2.7)$$

avec $C(z, t)$ la concentration de dopants en un point z à un temps t donné, et D_l le coefficient de diffusion du dopant dans le matériau en phase liquide.

Le coefficient de diffusion du bore dans le silicium solide vaut $D_s = 10^{-16} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ à 1300 K [78], tandis que dans le silicium liquide, il vaut $D_l = 2,4.10^{-8} \text{ m}^2.\text{s}^{-1}$ [79].

On peut estimer la distance parcourue par un atome de bore pendant une impulsion de durée

τ grâce à la relation suivante :

$$\delta \approx \sqrt{D_\alpha \tau} \quad (2.8)$$

Si l'on considère une impulsion de durée $\tau = 20$ ns, cela nous donne les longueurs de diffusion suivantes :

- dans le silicium solide : $\delta_s \approx 10^{-3}$ nm
- dans le silicium liquide : $\delta_l \approx 22$ nm

A cette échelle de temps, la diffusion du bore dans le silicium solide est négligeable par rapport à la diffusion dans le silicium liquide. Dans le cas du recuit en mode melt, c'est la profondeur fondue, et donc la fluence laser, qui va déterminer la profondeur de jonction.

Si par contre on considère une durée d'impulsion de l'ordre de la milliseconde, on obtient la longueur de diffusion suivante dans le cas du silicium solide : $\delta_s \approx 0,3$ nm. Le fait que la longueur de diffusion du bore dans le silicium solide soit plus importante dans ce cas rend les lasers millisecondes plus adaptés au recuit sub-melt. Dans ce cas, c'est le nombre d'impacts laser qui va déterminer la profondeur de jonction.

Phénomène de ségrégation

La diffusion des dopants dans la phase liquide est accompagnée d'un phénomène appelé « ségrégation ». Celui-ci se manifeste lors de la recristallisation. Il se traduit par la probabilité de transfert du dopant à travers l'interface solide/liquide. Le profil de concentration des dopants va dépendre du coefficient de ségrégation k_i défini par le rapport des concentrations du dopant en phase solide et en phase liquide à l'interface de solidification :

$$k_i = \left(\frac{C_s}{C_l} \right)_{interface} \quad (2.9)$$

Le coefficient de ségrégation dépend de la vitesse de propagation du front de solidification comme le montre la figure 2.3. Avec des durées d'impulsion de l'ordre de la nanoseconde, la vitesse du front de solidification est de l'ordre du m.s^{-1} .

Lorsque k_i est égal à 1, il n'y a pas de ségrégation. Le profil de concentration en phase liquide est conservé. Cependant, dans le cas où k_i est inférieur à 1, les dopants sont « repoussés » vers la surface par le front de solidification, ce qui va avoir tendance à piquer le profil de concentration au voisinage de la surface.

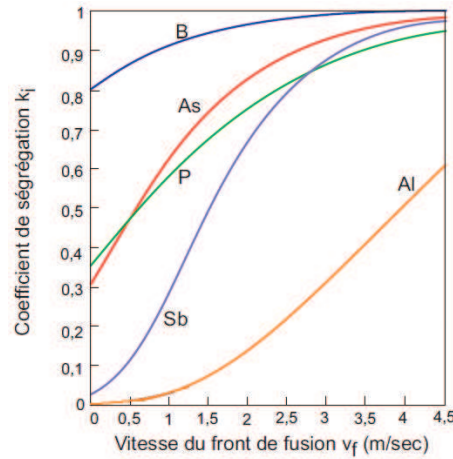


FIGURE 2.3 – Coefficient de ségrégation k_i en fonction de la vitesse du front de solidification dans le silicium [80]

2.1.5 Cas de la pré-amorphisation

L'activation laser de zones pré-amorphisées est un cas particulier. La phase amorphe du substrat est dans un état métastable par rapport au silicium cristallin. Lorsque l'on va apporter une quantité importante d'énergie pendant un temps très court (cas des durées de pulse de l'ordre de 20 ns), le recuit va se faire par « cristallisation explosive » [81–83]. Le fait que le silicium amorphe ait une température de fusion inférieure au silicium cristallin ($\Delta_T \approx 300$ K) va limiter la zone fondue à la profondeur amorphe pour les faibles fluences. La figure 2.4 fait apparaître un plateau - dans un domaine de densité d'énergie la profondeur fondue ne varie pas - présent seulement dans le cas où l'on a pré-amorphisé le substrat. Dans un certain domaine de fluence, la profondeur de jonction ne change pas. Dans ce cas précis, c'est l'épaisseur de la zone amorphe qui va déterminer la profondeur de jonction [55], tant que l'énergie ne fait pas fondre le silicium cristallin.

Pré-amorphiser des échantillons de silicium qui vont être traités au laser donnerait ainsi un avantage supplémentaire. Lorsque le laser va irradier et fondre le silicium amorphe, la durée pendant laquelle la couche de silicium va rester en phase liquide peut être fortement augmenté, voir multiplié par deux ou trois [65]. Cela va réduire la vitesse du front de fusion et donc améliorer la recristallisation [58]. Si l'on s'intéresse aux paramètres de la jonction, on remarque que le taux d'activation n'est pas affecté par la pré-amorphisation (ou PAI pour Pré-Amorphisation Implantation). Celle-ci va nous permettre d'obtenir des jonctions plus abruptes et plus fines [84]. Cependant, des mesures de courants de fuite montrent que la concentration en défauts présents dans la jonction est plus importante lorsque l'échantillon a subi une PAI [66]. Cela montre que les défauts induits par la PAI ont du mal à être guéri par le recuit.

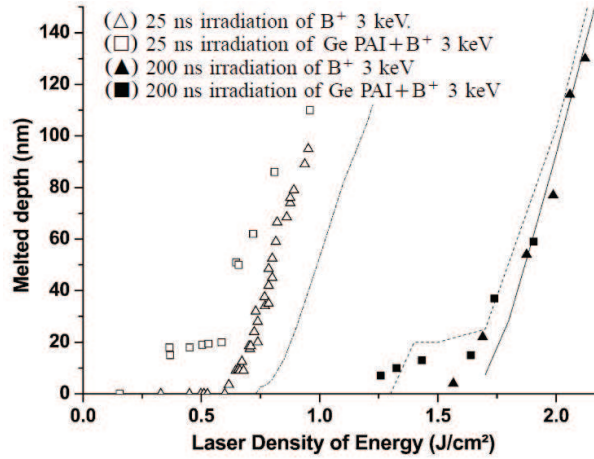


FIGURE 2.4 – Profondeur de silicium fondu en fonction de la fluence laser pour 2 durées d'impulsion différentes avec et sans PAI [58]

2.2 Propriétés du silicium

Nous avons pu montrer dans le paragraphe 2.1.3 que l'interaction laser/matériau va fortement dépendre des propriétés intrinsèques du substrat. Les propriétés optiques vont intervenir dans l'absorption de l'énergie laser par le matériau (relation 2.6). Elle sont fortement liées aux paramètres cristallins et électriques du substrat. Lorsque l'énergie est absorbée par le matériau, ce sont ses propriétés thermiques qui vont gouverner la dynamique de l'évolution de la température du substrat (équation 2.5).

Le silicium est l'élément le plus abondant de la croûte terrestre après l'oxygène. Il se place dans la colonne IV du tableau périodique, et a donc quatre électrons de valence. Il se trouve à l'état solide à température ambiante et cristallise sous la structure « diamant » comme le montre la figure 2.5. Cette maille est constituée de deux réseaux cubiques faces centrées l'un dans l'autre décalés d'un quart de grande diagonale. Son paramètre de maille est de $5.43 \text{ \AA}$ et sa masse atomique est de 28.09 g.mol^{-1} , ce qui correspond une densité de 2.33 g.cm^{-3} .

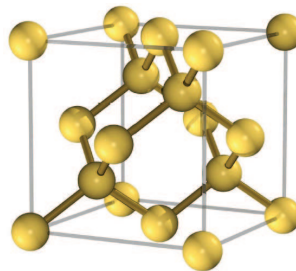


FIGURE 2.5 – Structure cristalline du silicium [7]

2.2.1 Propriétés électroniques

Le silicium est un semi-conducteur à gap indirect. Cela va lui procurer des propriétés optiques et électroniques particulières.

Notion de gap direct et gap indirect

La famille des semi-conducteurs peut se diviser en deux groupes : les matériaux à gap direct et ceux à gap indirect.

La notion de gap direct et indirect est liée à la représentation de la dispersion énergétique du semi-conducteur : diagramme E (énergie) - k_l (vecteur d'onde). Ce diagramme définit les extremas des bandes de valence et de conduction comme le montre la figure 2.6.

On parle de semi-conducteur à gap direct lorsque le maximum de la bande de valence et le minimum de la bande de conduction se situent sur un même vecteur d'onde k_l . Lorsque le maximum de la bande de valence se situe à une valeur de k_l différente du minimum de la bande de conduction, on parle de semi-conducteur à gap indirect. L'absorption d'un phonon va être indispensable pour faire passer un électron excité dans la bande de conduction (voir figure 2.6).

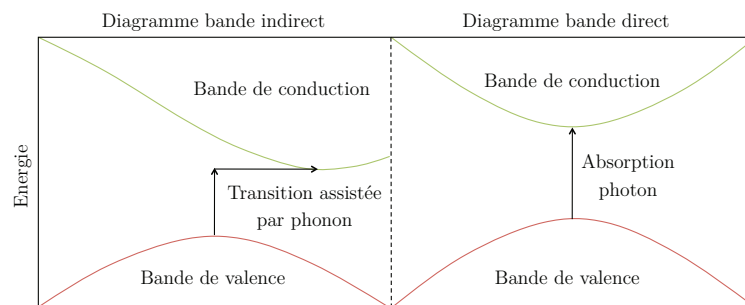


FIGURE 2.6 – Diagramme de bande : gap indirect à gauche et gap direct à droite

Dans le cristal de silicium, la largeur de la bande interdite E_g est de 1,12 eV à 300 K. Le diagramme de bande du silicium est représenté sur la figure 2.7. Le silicium possède aussi deux gaps directs ($E_1 = 3,6$ eV et $E_2 = 4,2$ eV) qui influent sur ses propriétés d'absorption.

Si un photon possédant une énergie plus importante que E_1 interagit avec un électron, la transition est directe : l'absorption du photon crée immédiatement une paire électron-trou. Dans le cas où son énergie est comprise entre E_g et E_1 , l'absorption d'un phonon est nécessaire à la création d'une paire électron-trou. Si l'énergie du photon est inférieure à E_1 , le photon n'est pas absorbé.

Il est important de connaître la structure de bande du substrat pour la réalisation de détecteurs comme nous l'avons vu dans le paragraphe 1.1.2.

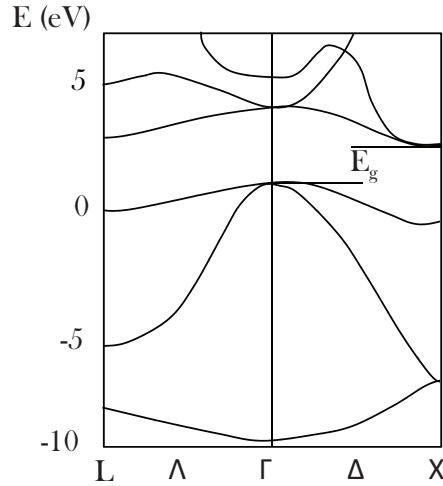


FIGURE 2.7 – Diagramme de bande d'énergie du silicium [85]

2.2.2 Propriétés optiques

Lorsqu'une onde arrive sur une interface, une partie de l'énergie va être réfléchiée (R), une autre absorbée (A) et une dernière va être transmise (Tr). La relation qui relie ces coefficients est la suivante :

$$R + A + Tr = 1 \quad (2.10)$$

Ces paramètres sont directement reliés aux propriétés de l'interface.

Dans le cas d'une onde incidente sur une interface air/silicium, les deux coefficients déterminant l'interaction laser/silicium sont le coefficient de réflexion R et le coefficient d'absorption α . Les valeurs de ces coefficients vont dépendre de la longueur d'onde.

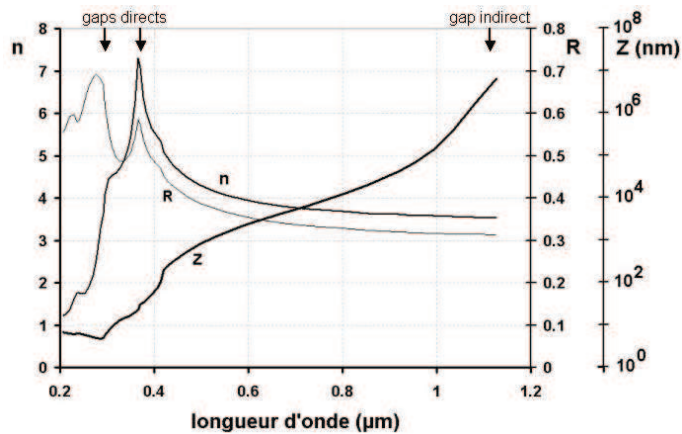


FIGURE 2.8 – Indice de réfraction n, coefficient de réflexion R selon la normale, et profondeur d'absorption Z du Si cristallin <100> en fonction de la longueur d'onde [86]

La figure 2.8 représente la profondeur d'absorption, le coefficient de réflexion et l'indice réel du silicium lorsque la longueur d'onde passe du gap indirect au gap direct. On remarque que la

profondeur d'absorption passe d'une dizaine de millimètres pour les longueurs d'onde de l'infrarouge (énergie de photons correspondant au gap indirect), à une dizaine de nanomètres pour les longueurs d'onde de l'ultra-violet (énergie de photons correspondant au gap direct). Il est donc judicieux d'irradier le substrat à recuire avec une longueur d'onde inférieure à 345 nm (calculé grâce à la formule 2.3).

Le tableau 2.1 résume les paramètres optiques du silicium pour les longueurs d'onde d'irradiation qui nous intéressent. Le fort coefficient de réflexion va nous faire perdre une énergie importante lors du recuit. Cependant, la profondeur d'absorption inférieure à 10 nm montre que ces longueurs d'ondes sont adaptées à la réalisation de jonctions ultra-minces.

λ (nm)	R	α (nm ⁻¹)	α^{-1} (nm)
193	0,68	0,175	5,7
248	0,675	0,182	5,5
308	0,60	0,147	6,8

TABLE 2.1 – Propriétés optiques du silicium cristallin [87]

2.2.3 Propriétés thermiques

L'élévation de température et la diffusion de la chaleur dans le silicium cristallin va se faire en fonction des paramètres thermiques du silicium. A température et à pression ambiante, les valeurs de la conductivité thermique et de la chaleur spécifique sont les suivantes :

- chaleur spécifique : $C_p = 700 \text{ J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$
- conductivité thermique : $\kappa = 124 \text{ W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$

Le silicium cristallin fond à une température $T_f = 1687 \text{ K}$, et se vaporise pour une température $T_v = 3173 \text{ K}$.

2.3 Recuit laser du carbure de silicium

Le carbure de silicium est extrêmement rare et n'est pas naturellement fabriqué. Il se retrouve en petites quantités dans certaines météorites. Le carbure de silicium vendu dans le commerce est fabriqué industriellement. La méthode la plus utilisée pour la réalisation de plaquettes SiC est la méthode de Lely modifiée. Il s'agit d'effectuer une condensation de vapeurs sursaturées produites par sublimation de poudre de SiC dans une enceinte fermée.

Les propriétés spécifiques physiques et électriques du carbure de silicium en font un semi-conducteur très prometteur dans l'utilisation de dispositifs électroniques. Grâce à sa grande bande d'énergie interdite, son très grand champ de claquage et une mobilité élevée de ses élec-

trons, il reste performant dans les domaines de l'électronique haute température, haute puissance et haute fréquence [88]. Sa densité est de $3,21 \text{ g.cm}^{-3}$ et sa masse atomique vaut $40,1 \text{ g.mol}^{-1}$.

2.3.1 Propriétés cristallographiques

Comme le carbone, le SiC cristallise sous deux formes différentes : graphite ou diamant. On peut décrire sa structure comme un empilement régulier de tétraèdres se touchant par les sommets. Les différents polymorphes du SiC correspondent donc à un empilement régulier de couches identiques dont l'ordonnancement relatif définit le poly-type. Au total, il existe plus de 200 poly-types pour le SiC mais les structures les plus utilisées sont le 6H, 4H, et 3C. Dans la notation de Ramsdell, la lettre indique le type de symétrie : soit C pour cubique, H pour hexagonal et R pour rhomboédrique, et le chiffre indique le nombre de bicouches par période. Dans la figure 2.9 sont représentés les principales séquences d'empilement du SiC.

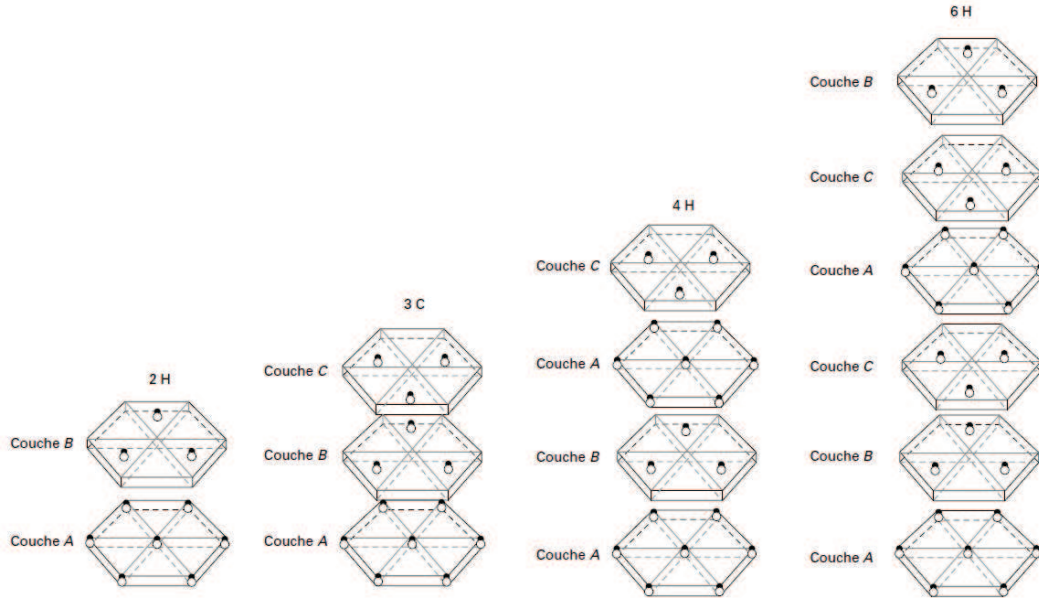


FIGURE 2.9 – Principales structures cristallines du SiC

	2H [89]	3C [90]	4H [91]	6H [92]
a (Å)	3,076	3,082	3,081	3,073
c (Å)	5,0485	7,550	10,061	15,08
d (g.cm ⁻³)	3,219	3,216	3,22	3,24
Pourcentage d'hexagonalité	100	0	50	33

TABLE 2.2 – Propriétés cristallographiques du carbure de silicium

Les propriétés du SiC dépendent de sa structure cristalline. Le tableau 2.2 résume les propriétés cristallographiques du SiC en fonction de son type. Le paramètre a est la distance interatomique dans un même plan tandis que le paramètre c représente la distance entre plans.

2.3.2 Propriétés électroniques

La propriété la plus importante du SiC est sa grande largeur de bande interdite qui vaut environ trois fois celle du silicium. Cette propriété lui permet de travailler dans des conditions extrêmes en comparaison du silicium. De plus, le SiC ne possède pas de gap indirect comme le silicium.

Le gap des différentes structures du SiC sont les suivant [93] :

- SiC-4H : 3,2 eV
- SiC-6H : 3,0 eV
- SiC-3C : 2,3 eV

Lorsque l'on se rapproche de la structure hexagonale, le gap augmente. On remarque aussi que la valeur du champ de claquage est nettement supérieure pour le SiC que pour le Si ($E_{SiC-4H} = 3 \text{ MV.cm}^{-1} > E_{Si} = 0,6 \text{ MV.cm}^{-1}$). Cela fait du SiC un bon candidat pour la réalisation de composants de puissance. Une particularité du SiC-6H est son anisotropie : la mobilité des électrons est plus importante dans une direction cristalline que dans le plan perpendiculaire à cette direction [94].

2.3.3 Propriétés optiques

Le carbure de silicium est un matériau anisotrope : son indice dépend de l'orientation cristalline. Dans ce milieu, l'ellipsoïde des indices de réfraction présente une symétrie de révolution autour de l'axe optique : axe $\langle 0001 \rangle$ (SiC-4H).

Si l'on prend le cas du SiC-4H, son indice de réflexion est plus faible que dans le cas du silicium, ce qui permettra d'avoir un transfert d'énergie plus important. Le tableau 2.3 résume les paramètres optiques du SiC-4H pour les longueurs d'onde d'irradiation qui nous intéressent.

λ (nm)	R	α (nm ⁻¹)	α^{-1} (nm)
193	0,40	0,092	11
248	0,29	0,013	77
308	0,24	0,0069	140

TABLE 2.3 – Propriétés optiques du SiC-4H [95, 96]

Les profondeurs de pénétration de l'onde incidente varient fortement en fonction de la longueur d'onde. Cela signifie qu'une longueur d'onde de 308 nm est plus adaptée pour des profondeurs de jonctions importantes (quelques 100 nm), par rapport à 193 nm qui risque d'ablater la surface avant d'apporter assez d'énergie pour activer les atomes implantés profondément. Cependant avec une longueur d'onde de 193 nm, il sera plus facile de contrôler la réalisation de jonctions de profondeur de quelques dizaines de nanomètres.

2.3.4 Propriétés thermiques

Le carbure de silicium est un composé très stable pour des rampes de températures usuelles ($\approx$ °C/s). Il ne fond pas à pression ambiante mais à partir de 35 bar. A pression ambiante il se décompose, à partir de 3100 K, en un liquide riche en silicium en équilibre avec la phase graphite du carbone. Sa conductivité thermique élevée, aux alentours de 300 à 500 W.m⁻¹.K⁻¹ [97], est une des propriétés qui explique la capacité du SiC à résister à des conditions thermiques extrêmes.

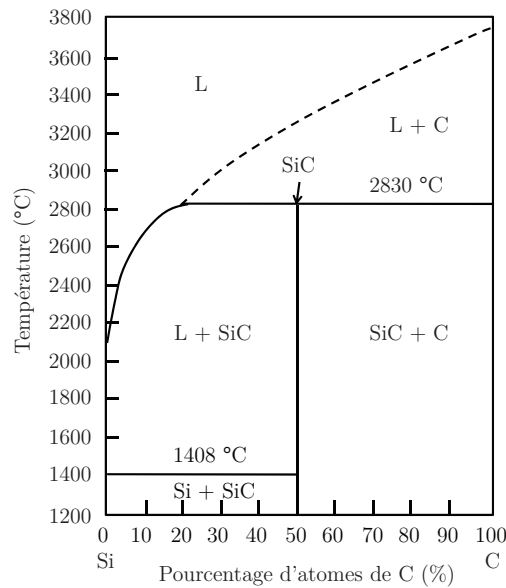


FIGURE 2.10 – Diagramme de phases du système carbone/silicium [98]

2.3.5 Activation laser du SiC

L'implantation à forte dose crée une couche amorphe ainsi que des centres de défauts [99, 100]. Des températures de recuit importantes (supérieures à 1700 °C [101]) sont nécessaires pour corriger ces défauts. Cependant, à des températures aussi élevées, la sublimation et la redistribution du silicium risque d'endommager la surface [102]. En effet, il a été observé qu'en fonction de la densité d'énergie laser utilisée, la rugosité de surface augmentait, ainsi que la proportion d'atomes de carbone dans la zone fondue [103].

En 1959, Scace et Slack ont mis en évidence une propriété particulière du SiC : le matériau est capable de se décomposer en une phase liquide riche en silicium en équilibre avec du carbone graphite, dans un domaine de température compris entre 2830 et 3160 °C [98]. Depuis, il a été montré que le recuit laser était capable de corriger les défauts, générés lors de l'implantation du carbure de silicium, par épitaxie d'une phase liquide [104]. Des simulations ont alors été réalisées dans le but de mieux comprendre les procédés de dopage dans le carbure de silicium. Dans le cadre de cette étude il a été estimé que, malgré un important coefficient de diffusion, la

chaleur était confiné dans une couche d'épaisseur inférieure à $1\text{ }\mu\text{m}$ [105]. L'utilisation d'un laser Nd :YAG (355 nm) pour recuire le carbure de silicium a permis de mettre en évidence trois domaines de traitement :

- pour des densités d'énergie inférieures à $0,35\text{ mJ.cm}^{-2}$: pas de changement de l'état de surface
- entre $0,35$ et $0,75\text{ mJ.cm}^{-2}$: la rugosité augmente
- au dessus de $0,75\text{ mJ.cm}^{-2}$: ablation de la surface

Cette étude a notamment permis d'optimiser le procédé de traitement des défauts du cristal en utilisant une densité d'énergie inférieure à $0,35\text{ mJ.cm}^{-2}$ et un nombre de tirs important, de l'ordre de 100 [106].

Deux modes de traitement laser ont été étudiés : avec et sans fusion du substrat. Le mode fusion a permis de réaliser des jonctions fines de l'ordre de 50 nm avec un laser à excimère ArF (193 nm) [107]. Cependant, malgré le fait que le traitement laser conduise à une redistribution du profil de dopant, une épitaxie du SiC en phase liquide induit une perte de stœchiométrie du matériau ainsi qu'une rugosité de surface. De plus, le matériau se solidifie sans calquer la structure sous-jacente [103]. Le recuit laser sans fusion sur un substrat de SiC permet aussi de réaliser des jonctions. Cependant dans ce cas, un laser de longue durée de pulse (200 ns) est plus adapté car le seuil d'endommagement est plus élevé, ce qui donne la possibilité d'apporter plus d'énergie à chaque impulsion pour corriger les défauts et activer les dopants [108].

2.4 Conclusion

Le recuit laser est un outil qui permet de réaliser des jonctions fines dans du silicium de différentes manières : avec et sans fusion de substrats préamorphisés ou pas. Le mode de recuit va être choisi en fonction de la surface du substrat, du type de laser, des spécifications de la jonction à réaliser... Nous avons vu que les points clefs du recuit laser sont :

- la profondeur de pénétration de l'onde (couplage entre l'onde et le matériau)
- la durée de l'impulsion laser
- la conductivité thermique du substrat
- la chaleur spécifique du substrat
- la température de fusion du substrat

Le recuit laser peut être utilisé pour réaliser des jonctions sur d'autres matériaux comme le carbure de silicium. Cependant, le fait que le SiC soit un matériau composé rend la tâche plus délicate.

Chapitre 3

Dispositifs expérimentaux

Sommaire

3.1	Le laser à excimère	49
3.1.1	Qu'est ce qu'un « excimère »	49
3.1.2	Fonctionnement du laser	50
3.1.3	Caractéristiques des lasers employés	50
3.1.4	Rôle de l'impulsion laser	52
3.2	Le montage optique	52
3.2.1	Image de masque	53
3.2.2	Éléments d'optique diffractive	54
3.3	Le système de réflectométrie	54
3.4	Caractérisation des échantillons	56
3.4.1	Mesure d'activation (4ppt : 4-point probes)	57
3.4.2	Spectrométrie de masse des ions secondaires (SIMS)	59
3.4.3	Mesures électriques sur diodes	61
3.4.4	Mesures optiques sans contact (SEMILAB)	63
3.4.5	Courant induit par bombardement lumineux (LBIC)	64
3.5	Conclusion	67

3.1 Le laser à excimère

Le laser à excimère est une source laser émettant généralement dans l’ultraviolet. Il est couramment utilisé en chirurgie oculaire mais aussi en photolithographie dans l’industrie micro-électronique. Ces lasers sont apparus en 1975.

3.1.1 Qu’est ce qu’un « excimère »

Le terme « excimère » est la contraction de « excited dimer », qui désigne une molécule composée de deux mêmes atomes qui n’existent qu’à l’état excité (voir figure 3.1). Ce terme s’étend aux « exciplexes » (« excited complex ») : molécules formées d’un atome de gaz rare et d’un atome d’halogène.

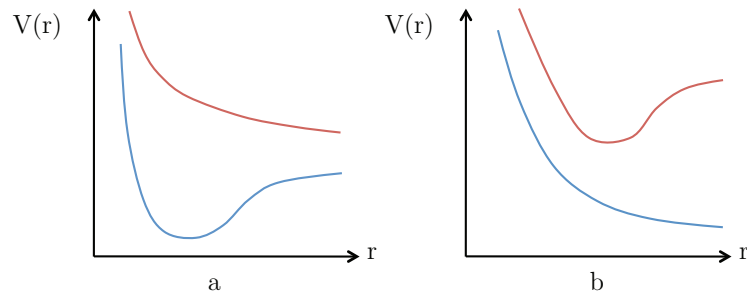


FIGURE 3.1 – Energie potentielle en fonction de la distance atomique pour : a) molécule existant à l’état fondamental, b) molécule n’existant qu’à l’état excité (état fondamental dissociatif)

Le tableau 3.1 récapitule différentes molécules excimères et exciplexes émettant dans l’ultraviolet. La longueur d’onde d’émission sera d’autant plus courte que le gaz rare est léger et l’halogène lourd.

	Composé	Longueur d’onde (nm)
Excimère	Ar_2^*	126
	Kr_2^*	146
	Xe_2^*	172 - 175
Exciplexe	NeF^*	108
	ArF^*	193
	KrF^*	248
	XeF^*	351 - 480
	KrCl^*	351
	$\text{XeCl}^*, \text{ArCl}^*$	308
	XeBr^*	282

TABLE 3.1 – Différents excimères et exciplexes émettant dans l’UV

3.1.2 Fonctionnement du laser

Dans une cavité laser, le mélange de gaz rare (R), d'halogène (H) et de gaz tampon (généralement de l'hélium ou du néon) sont soumis à un fort champ électrique. Celui-ci va exciter certains atomes du gaz qui vont devenir réactifs. A la suite de collisions, des excimères ou des exciplexes vont se former. La désexcitation de ces molécules vers l'état instable va émettre un photon de façon spontanée ou induite. Le gaz tampon a pour rôle de favoriser la réaction d'excitation.

Pour augmenter la stabilité de la décharge, le gaz compris entre les deux électrodes est pré-ionisé. Celle-ci consiste à augmenter et uniformiser la densité d'électrons dans le volume actif avant la décharge. Ceci permet d'obtenir une décharge homogène et donc une excitation optimale du volume. Pour l'excitation de grands volumes (distance inter-électrodes ≥ 5 cm), la préionisation peut-être réalisée par rayon X, mais dans la majorité des lasers à excimères industriels, c'est une préionisation par rayonnement UV qui est utilisée.

Les lasers à excimères sont adaptés aux traitements de surfaces pour différentes raisons :

- c'est la seule source laser pouvant délivrer des puissances moyennes et des énergies importantes dans le domaine de l'UV : typiquement de 0,1 à plusieurs joules par impulsion laser. Elle peuvent aller jusqu'à 20 J par impulsion dans le cas du laser SOPRA.
- le faisceau laser est très faiblement cohérent, ce qui va réduire considérablement les effets diffractifs et interférentiels. Ceux-ci peuvent nuire à un traitement homogène et uniforme d'une surface.
- les profils en énergie des impulsions laser sont plutôt rectangulaires et homogènes sur une surface de l'ordre du cm^2 . Ces profils sont adaptés à des dispositifs optiques d'homogénéisation pour réaliser des traitements uniformes.

3.1.3 Caractéristiques des lasers employés

Dans cette thèse, trois lasers à excimères différents ont été utilisés : ArF, KrF et XeCl. Chaque laser possède des caractéristiques propres comme la longueur d'onde λ , la distribution temporelle de l'intensité $I(t)$, la durée d'impulsion τ définie comme la largeur à mi-hauteur de l'intensité, la distribution spatiale de l'intensité $I(x,y)$, la divergence du faisceau, la cohérence spatiale et temporelle. La figure 3.2 représente la forme temporelle de l'impulsion laser pour chacun des trois lasers. L'énergie par impulsion (E en J) est définie comme l'intégrale de l'intensité laser :

$$E = \int_0^{\infty} I(t) dt \quad (3.1)$$

On définit la fluence laser (densité d'énergie laser F en J.cm^{-2}) comme le rapport de l'énergie par la surface du spot laser :

$$F = \frac{E}{S} \quad (3.2)$$

L'énergie est mesurée grâce à un joulemètre et la surface est définie par la largeur à mi-hauteur du profil spatial, dans chaque direction, comme la figure 3.3 le montre ($S = x \times y$).

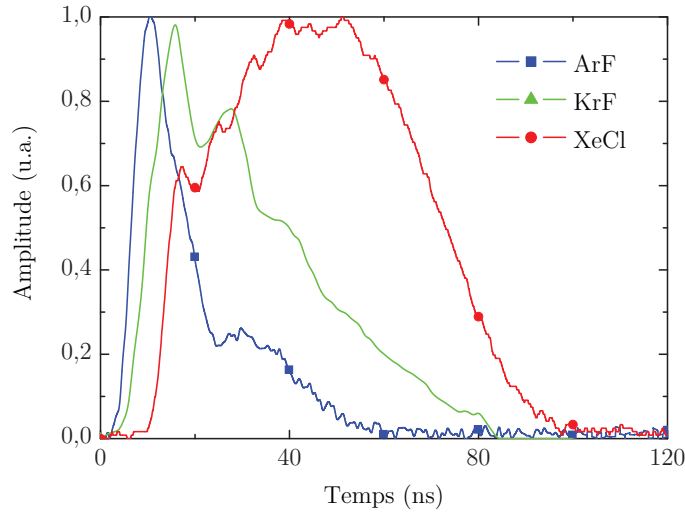


FIGURE 3.2 – Caractéristique temporelle des impulsions laser : ArF, KrF et XeCl

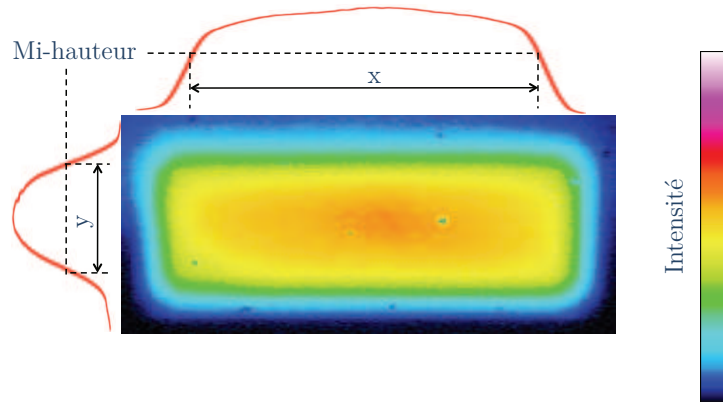


FIGURE 3.3 – Mesure des dimensions sur un profil de faisceau laser

3.1.3.1 Le laser ArF

Le laser ArF utilisé est fabriqué par la société Coherent (LPX 200) et délivre une puissance moyenne de 200 W. Le taux de répétition peut varier de 1 Hz à 100 Hz. La durée de l'impulsion laser, comme le montre la figure 3.2, est de 15 ns et sa longueur d'onde est de 193 nm. Ce laser délivre une énergie supérieure à 200 mJ par impulsion sur une surface d'environ $10 \times 24 \text{ mm}^2$.

3.1.3.2 Le laser KrF

Le laser KrF est de même type que le laser ArF, et délivre une puissance moyenne de 400 W. La surface de l'impulsion ainsi que la fréquence de traitement sont identiques. Cependant, pour un gaz de cette nature, la durée d'impulsion est de 35 ns pour une longueur d'onde émise de 248 nm. L'énergie par impact laser est supérieure à 400 mJ.

3.1.3.3 Le laser XeCl

Le laser XeCl est un prototype développé par la société CILAS (UV 635). Ce laser peut fonctionner entre 1 Hz et 400 Hz. Il émet à 308 nm une impulsion qui dure 50 ns. L'énergie de sortie peut atteindre 2 J sur une surface de $35 \times 35 \text{ mm}^2$. Il permet de traiter des surfaces de taille proche du cm^2 sans balayage.

3.1.4 Rôle de l'impulsion laser

Comme cela a été présenté dans le chapitre précédent, les deux paramètres importants lors de l'interaction laser - matière sont la durée d'impulsion et la longueur d'onde :

- La longueur d'onde va avoir un impact sur la quantité totale d'énergie absorbée par le matériau, à travers le coefficient de réflexion et sur le profil en profondeur du dépôt d'énergie par le coefficient d'absorption du matériaux irradié. Une absorption forte est nécessaire pour obtenir une zone fondue, et donc une jonction, très fine.

Dans le cas du silicium, le coefficient de réflexion ainsi que le coefficient d'absorption varient très peu en fonction de la longueur d'onde des lasers que nous avons utilisés. Cependant, dans le cas du diamant ce n'est plus le cas : seule la longueur d'onde du laser ArF est absorbée. Les deux autres lasers ne seront donc pas capables de réaliser des jonctions dans du diamant.

- La durée et la forme de l'impulsion va imposer au matériau la rampe de montée en température. Dans le cas où l'on fond le substrat, la vitesse du front de fusion et du front de solidification augmente lorsque la durée d'impulsion diminue. La durée d'impulsion a un impact sur la fluence minimum pour fondre le substrat. Cette dernière diminue avec la durée d'impulsion.

3.2 Le montage optique

Deux systèmes optiques ont été utilisés pour irradier les substrats. Le faisceau en champ proche présente une répartition d'énergie uniforme (« Top hat »). Deux types de mise en forme de

faisceau ont été utilisées pour obtenir une répartition surfacique d'énergie uniforme nécessaire à un recuit homogène : un montage classique basé sur le principe de l'image de masque et un dispositif utilisant des éléments d'optiques diffractives (DOE).

3.2.1 Image de masque

Le montage « image de masque » comporte les éléments suivant (figure 3.4) :

- un masque
- une lame atténuatrice (pour régler la fluence)
- une lentille

Les distances entre le masque et la lentille (a) ainsi qu'entre le substrat et la lentille (b) sont imposées par les lois de l'optique géométrique :

$$a = f(1 + \gamma) \quad (3.3)$$

$$b = f(1 + \frac{1}{\gamma}) \quad (3.4)$$

f représente la distance focale de la lentille, γ est définie comme l'inverse du grandissement :

$$\gamma = \sqrt{\frac{S}{s}} \quad (3.5)$$

S est la surface de l'impact laser derrière le masque et s est la surface de l'impact sur le substrat. Dans notre cas, le coefficient γ est supérieur à 1. La fluence à la sortie du laser étant inférieure à celle nécessaire pour fondre le substrat de silicium, nous allons réduire la taille du spot. La surface de traitement par impact est de $2 \times 5 \text{ mm}^2$.

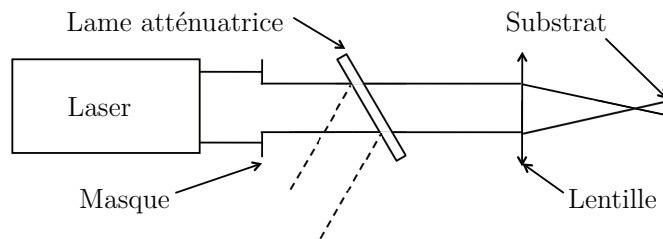


FIGURE 3.4 – Montage optique « image de masque »

Ce montage est très simple à mettre en œuvre. Cependant, il possède des inconvénients. La répartition en énergie sur la cible est l'image de celle dans le plan du masque. Il faut donc bien délimiter le masque à la partie homogène du spot laser. De plus, après un nombre de tirs important, le mélange gazeux ainsi que la répartition spatiale d'énergie dans le faisceau

évolue, elle devient moins uniforme dans une direction. Cela oblige à contrôler fréquemment cette répartition en énergie et parfois de changer le mélange alors que l'énergie serait encore suffisante pour réaliser le traitement.

3.2.2 Éléments d'optique diffractive

Le montage utilisant des Éléments d'Optique Diffractive (DOE) va nous permettre de s'affranchir du problème d'évolution de la répartition d'énergie discuté précédemment. Nous allons remplacer le masque du montage précédent par une matrice d'éléments qui vont diffracter le faisceau (voir figure 3.5). La lentille va reconstituer l'image créée par le DOE. Dans cette configuration, le substrat est placé dans le plan focal de la lentille.

Le DOE est composé de plusieurs sous-éléments identiques. Ces sous-éléments représentent un motif dont les pixels sont gravés dans le matériau. Le « niveau de gris » d'un pixel est représenté par la profondeur de gravure. Dans notre cas les pixels possèdent 8 niveaux différents. Lorsque la lumière va traverser le DOE, ces éléments vont diffracter la lumière et induire des déphasages. L'image reconstituée par la lentille va dépendre du motif gravé dans un sous-élément. Cela va nous permettre d'obtenir un spot laser rectangulaire avec différents rapport de forme. La focale de la lentille va quand à elle imposer la taille de l'impact. Pour un même DOE, l'utilisation d'une lentille de focale moitié permet d'obtenir un spot de largeur et longueur divisé par deux.

Un dernier avantage est que ce montage permet d'utiliser toute l'énergie délivrée par le laser sans les pertes induites par un masque.

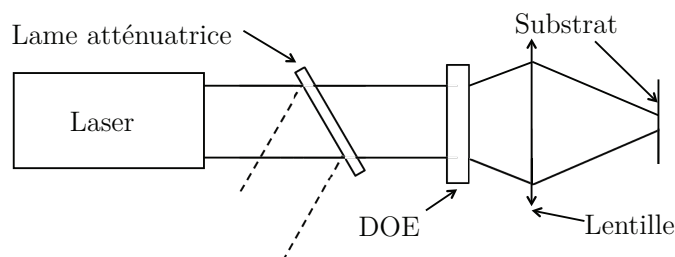


FIGURE 3.5 – Montage optique utilisant une optique diffractive

3.3 Le système de réflectométrie

Afin de contrôler la phase de fusion - solidification, il est important d'avoir un outil de caractérisation temporellement résolu du processus. Cela va également nous aider à mieux comprendre les phénomènes mis en jeu lors du recuit laser. Les échelles de temps auxquels nous travaillons sont de l'ordre de quelques nanosecondes, le système devra donc avoir une résolution temporelle meilleure que la nanoseconde.

La mesure de réflectivité transitoire est une technique bien adaptée à nos expériences. Elle est utilisée pour mesurer l'état de la surface d'un matériau ainsi que l'épaisseur de la couche liquide. La dynamique de fusion - solidification de différents matériaux, dont le silicium, a déjà été étudiée par cette méthode [109].

Cet outil de caractérisation est basé sur la variation d'indice d'un matériau en fonction de sa température et de la phase dans laquelle il se trouve (solide ou liquide) [110]. Pour sonder ce changement, on irradie la surface à analyser avec un laser continu, puis on mesure le signal réfléchi à l'aide d'une photodiode rapide (THORLABS - DET 10A/M - domaine spectral : 200 - 1100 nm - temps de réponse : 1 ns). La longueur d'onde de ce laser doit être choisie en fonction des propriétés du matériau ainsi que de la profondeur à laquelle on veut sonder. C'est l'indice du matériau, à la longueur d'onde choisie, qui va imposer le coefficient de réflexion ainsi que l'épaisseur d'absorption.

Le laser que nous utilisons est un HeNe. A la longueur d'onde de 633 nm, le silicium a les propriétés suivantes :

Substrat	n	k	R	α^{-1} (nm)
Si solide	3,9	0,022	0,35	2300
Si liquide	3,8	5,2	0,70	10

TABLE 3.2 – Propriétés optiques du silicium à 633 nm [87,111,112]

n est la partie réelle de l'indice et k la partie imaginaire. Le coefficient de réflexion est donné pour une incidence normale.

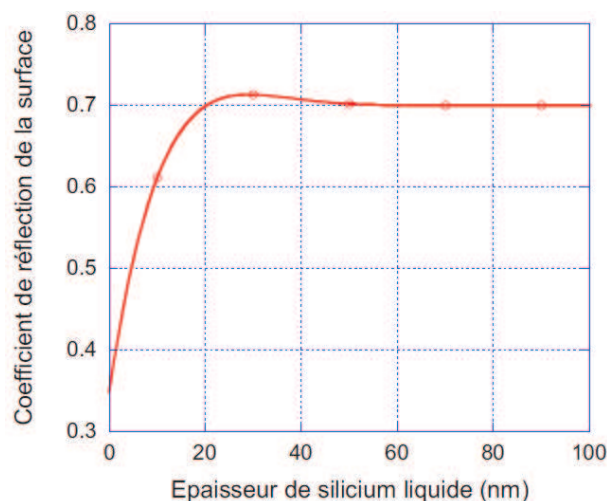


FIGURE 3.6 – Evolution de la réflectivité en fonction de l'épaisseur de silicium liquide [7]

Le tableau 3.2 nous montre que le signal détecté par la photodiode rapide, placée sur le trajet de la réflexion du laser sonde, va doubler lorsque l'on va fondre une épaisseur de silicium suffisante (> 20 nm [7]). Cette transition va se faire dans quelques dizaines de nanomètres fondus, comme le montre la figure 3.6. La profondeur de silicium fondue imposant la profondeur de jonction, l'amplitude du signal réfléchi va nous indiquer directement l'épaisseur de notre jonction ultra mince. Si la profondeur est supérieure à 20 nm, c'est la durée de fusion que l'on pourra relier à l'épaisseur de jonction (figure 3.7). G. Kerrien a validé expérimentalement cette technique pour des épaisseurs supérieures à 20 nm [65] dans le cas du silicium dopé au bore.

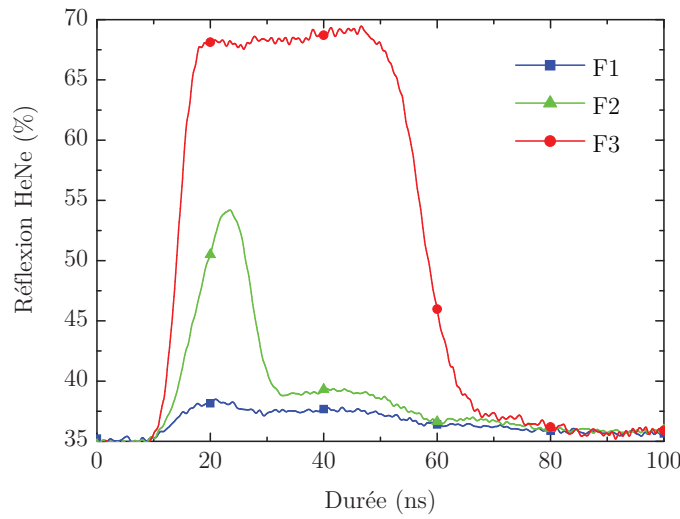


FIGURE 3.7 – Amplitude du signal réfléchi en fonction du temps pour trois densités d'énergie : F1, pas de zone fondue - F2, épaisseur fondue < 20 nm - F3, épaisseur fondue > 20 nm

Le système de réflectométrie que nous avons développé utilise un laser HeNe polarisé d'une puissance de 12 mW. L'intensité réfléchie est mesurée par une photodiode rapide. Une deuxième photodiode identique mesure le profil temporel de l'impulsion laser. Ces deux signaux sont enregistrés par un oscilloscope (Tektronix - TDS 640A) à large bande passante (500 GHz).

3.4 Caractérisation des échantillons

Afin de caractériser nos jonctions ultra-minces, nous avons utilisé différents outils. Des mesures électriques locales comme la résistance par carré ou des mesures courant-tension nous ont permis de déterminer l'activation électrique ainsi que la quantité de défauts dans la jonction. Le recuit nécessitant un recouvrement entre les différents impacts laser, il nous a fallu mesurer l'homogénéité de ces mêmes paramètres. Pour finir, le profil en profondeur de la jonction a été obtenu par spectrométrie de masse des ions secondaires (SIMS).

3.4.1 Mesure d'activation (4ppt : 4-point probes)

De part à sa facilité de mise en œuvre et sa réponse instantanée, la méthode quatre pointes est très utilisée pour caractériser localement les jonctions ultra-minces. Elle nous renseigne sur la résistivité d'une couche, et donc sur le taux d'activation des dopants dans notre substrat. C'est une technique que nous avons utilisé immédiatement après l'activation par laser pour quantifier l'efficacité du procédé.

3.4.1.1 La mesure de résistance par carré

La taille des échantillons, la dimension des pointes et la distance entre celles-ci peuvent influencer sur la mesure de la résistance par carré. Cependant, le fonctionnement reste le même : un courant I est injecté par le biais de deux pointes, et la tension induite est mesurée entre les deux autres pointes (voir figure 3.8). Le rapport $\frac{V}{I}$ est alors directement proportionnel à R_{sq} par la relation suivante :

$$R_{sq} = \frac{V}{I} C_F \quad (3.6)$$

où C_F est un facteur de correction qui dépend des paramètres cités précédemment : lorsque la taille de l'échantillon est très supérieure à l'espacement entre les pointes, on a $C_F = \frac{\pi}{\ln 2} = 4,53$ [113]. Dans le cas contraire, le facteur peut être modifié comme dans le tableau suivant :

W/s	L/W = 1	L/W = 2
3	2,45	2,70
4	3,11	3,22
5	3,50	3,57
7,5	4,00	4,03
10	4,22	4,23
20	4,45	4,45
40	4,51	4,51
∞	4,53	4,53

TABLE 3.3 – Facteur de correction C_F en fonction des dimensions de l'échantillon (L et W) et de la distance entre les pointes [114]

L et W sont respectivement la longueur et la largeur de l'échantillon comme indiqué sur la figure 3.8 et s est l'espacement entre les pointes.

Dans le cas où la couche est uniformément dopée, la résistance par carré s'exprime par la relation suivante :

$$R_{sq} = \frac{\rho}{e} \quad (3.7)$$

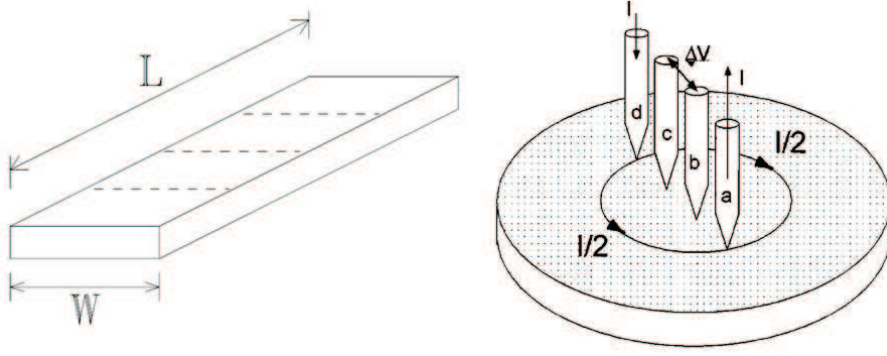


FIGURE 3.8 – Schéma de fonctionnement de la technique 4 pointes [115]

où e représente l'épaisseur de la couche. La résistance d'un matériau est définie par la relation :

$$R = \rho \frac{L}{S} \quad (3.8)$$

avec L la longueur et $S = eW$ la section (voir figure 3.8). On obtient la relation suivante :

$$R = \frac{L}{W} R_{sq} \quad (3.9)$$

Le rapport $\frac{L}{W}$ est considéré comme un « nombre de carré », d'où l'appellation de R_{sq} : « résistance par carré ».

3.4.1.2 Lien entre résistance par carré et dose

Dans un semi-conducteur, la résistivité du matériau est donnée par les équations suivantes :

- pour un matériau de type N : $\rho = \frac{1}{qn\mu_n}$
- pour un matériau de type P : $\rho = \frac{1}{qp\mu_p}$

où q est la charge élémentaire, μ est la mobilité des porteurs et n et p sont la dose active.

Si la couche n'est pas uniformément dopée, la résistance par carré résulte d'un empilement de couches d'épaisseur dx , de dose $n(x)$ et de mobilité $\mu(x)$ en parallèles. Le R_s s'obtient par la formule suivante :

$$R_s = \frac{1}{\int_0^e (q\mu_n n(x) + q\mu_p p(x)) dx} \quad (3.10)$$

Dans le cas d'une jonction P^+/N , la résistance par carré est celle de la zone fortement dopée P. La relation 3.10 devient :

$$R_{sq} = \frac{1}{\int_0^e q\mu_p p(x) dx} \quad (3.11)$$

3.4.1.3 Mesures de jonctions ultra-minces

Il est nécessaire de prendre des précautions lors de la mise en œuvre de la mesure quatre pointes de jonctions ultra-minces. La pression des pointes risque de traverser la jonction, et de fausser la mesure. Une étude sur les jonctions de profondeur inférieures à 50 nm a été réalisée avec des pointes « conventionnelles » appliquant des pressions de 20 à 100 g. Elle a mis en évidence que les pointes pénétraient de 30 à 130 nm dans le substrat, ce qui engendrait des erreurs de mesures dépassant 300 % [116].

L'appareil de mesure quatre pointes que nous avons utilisé est de marque « CASCADE ». Nous avons utilisé des pointes spécifiques pour la mesure de jonctions ultra-minces. Elles sont alignées, et espacées de 1,25 mm. Elles sont en carbure de tungstène et possèdent un rayon de courbure de 0,25 mm.

3.4.2 Spectrométrie de masse des ions secondaires (SIMS)

La spectrométrie de masse des ions secondaires (ou SIMS pour Secondary Ions Mass Spectrometry) est devenue la technique indispensable pour la mesure de profondeur des jonctions ultra-minces. Les limites de cette technique sont régulièrement repoussées afin de la rendre encore plus sensible pour la détection des éléments et pour la mesure de couches de très faibles épaisseurs [117].

3.4.2.1 Principe de la mesure

Le principe de cette analyse repose sur le bombardement de la surface à analyser par un faisceau d'ions primaires d'énergie allant de quelques centaines d'eV à quelques keV. L'interaction avec les atomes du substrat va générer des ions secondaires provenant de la surface, comme le montre la figure 3.9, et engendrer une érosion lente de la surface. Les ions secondaires vont être analysés par un spectromètre de masse afin de connaître leur nature. Ces mesures permettent de déterminer la concentration des éléments en fonction du temps, et donc, en connaissant la vitesse d'érosion, en fonction de la profondeur.

Il est très important d'utiliser une énergie de bombardement adaptée à la profondeur de mesure. En effet, une énergie trop importante risque de pousser les atomes dans le substrat, et donc de fausser la mesure. Ce phénomène induit une mesure éronée de la pente du profil de concentration en dopant, or ce paramètre est une caractéristique très importante des spécifications de l'ITRS. En effet les profils des jonctions doivent être les plus abruptes possibles. Il a été observé dans la littérature qu'un faisceau d'ions de 1 keV peut réduire la pente mesurée du profil de 2 à 3 fois par rapport à une mesure réalisé avec un faisceau d'énergie 500 eV [67].

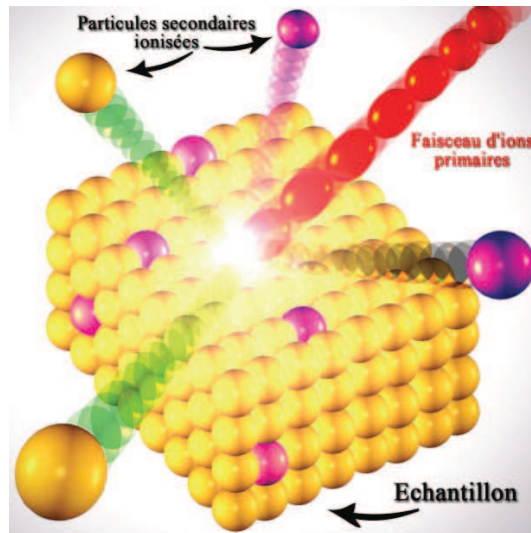


FIGURE 3.9 – Surface d'un échantillon analysée par SIMS [34]

3.4.2.2 Description de l'appareil

Le schéma 3.10 représente le fonctionnement du ToF SIMS qui est sensiblement le même que le SIMS. L'échantillon est introduit dans une chambre à vide (de l'ordre de 10^{-9} Torr), puis est polarisé en fonction des ions secondaires que l'on veut extraire. Suite au bombardement de la cible par le faisceau d'ions primaires, des ions secondaires vont être émis puis accélérés par une tension d'extraction. Ils vont ensuite être triés en énergie par un champ électrique, puis en masse par un champ magnétique. A la sortie du spectromètre, les ions secondaires vont être dirigés vers un détecteur pour mesurer le courant ionique et remonter à la quantité d'ions émis.

Les profils de concentration présentés ont été réalisés par la plateforme CIMPACA. L'analyseur est un SIMS CAMECA IMS 7f. L'énergie des ions primaires peut être réduite jusqu'à 300 eV. D'autres appareils peuvent descendre jusqu'à 150 eV et analyser avec précision des jonctions de l'ordre de quelques nanomètres.

3.4.2.3 Mesures ToF SIMS

Cette technique est une variante de la mesure SIMS. Elle utilise la spectrométrie de masse des ions secondaires à temps de vol (Time of Flight Secondary Ions Mass Spectrometry). Dans cette mesure, le faisceau d'ions primaires est pulsé. Chaque impulsion a une durée inférieure à une nanoseconde et correspond à une dose inférieure à 10^{12} ions.cm⁻², ce qui réduit fortement la quantité d'ions secondaires émis. Cela va garantir que les particules émises proviennent des premières couches atomiques. Un spectre de masse peut être établi sur la base du temps de vol des particules secondaires pour arriver jusqu'au détecteur.

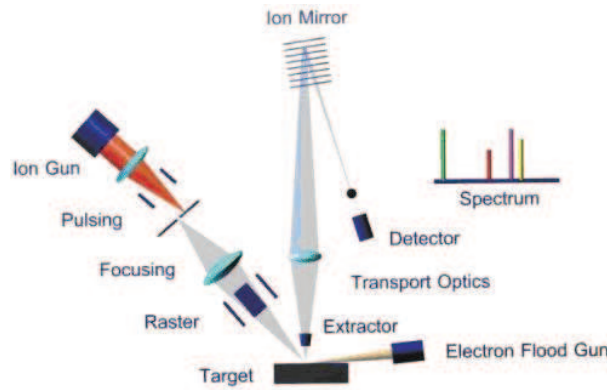


FIGURE 3.10 – Fonctionnement d’une analyse ToF SIMS [118]

3.4.3 Mesures électriques sur diodes

La mesure de courant de fuite s’effectue sur des échantillons dont les dopants ont été activés. Celle-ci consiste à mesurer le courant qui circule dans la diode (jonction P^+/N) en fonction de la tension appliquée à ses bornes (caractéristique $I(V)$). Pour une tension négative appliquée aux bornes de notre diode, le courant qui va circuler (appelé courant de fuite) sera caractéristique des défauts présents dans la jonction. Cette valeur de courant de fuite est un des paramètres qui doit répondre aux spécifications de l’ITRS.

3.4.3.1 Préparation et mesure des échantillons

Lors de la réalisation des diodes, une couche d’aluminium de 250 nm est déposée en face arrière des échantillons pour réaliser le contact ohmique. Les plots déposés en face avant sont composés d’une couche de 50 nm de titane puis 250 nm d’aluminium. Ils sont positionnés par photolithographie puis gravure sèche. La surface des plots doit être connue avec précision afin d’obtenir une mesure sans erreur. La figure 3.11 représente le montage utilisé pour réaliser la mesure de courants de fuite. Le générateur permet de faire varier la tension aux bornes de la diode entre -15 et +15 volts. L’échantillon est collé au support en aluminium grâce à de la laque d’argent. Une micro-pointe vient prendre le contact sur le plot d’aluminium avec une pression très faible pour ne pas transpercer le dépôt. La mesure est réalisée dans l’obscurité afin d’éliminer tout courant dû à une photo-excitation.

3.4.3.2 Exploitation des résultats

La mesure de caractéristiques courant/tension permet d’accéder à différents paramètres. Cependant, il faut bien distinguer l’état de polarisation, direct ou inverse, car les phénomènes mis en jeu sont très différents.

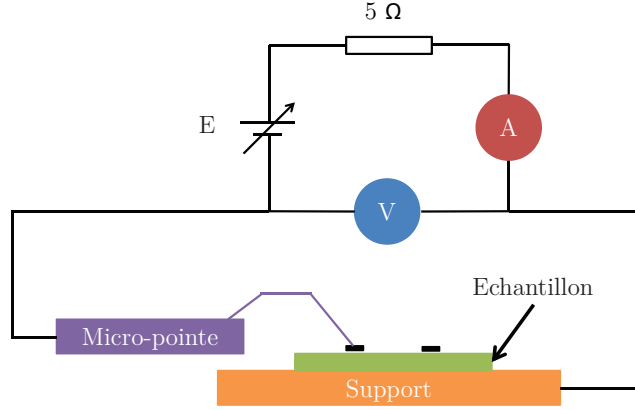


FIGURE 3.11 – Montage de la mesure I(V)

1. Polarisation directe :

Pour des tensions faibles ($V_j < 0,3$ V), la zone de charge d'espace (ZCE) est toujours présente et le courant est principalement dû à la recombinaison dans la ZCE :

$$I = I_0 \exp\left(\frac{qV_j}{2k_bT}\right) \quad (3.12)$$

Sur une représentation graphique en échelle logarithmique, la pente de la droite permet d'identifier la durée de vie de recombinaison dans la ZCE, en connaissant sa largeur (celle-ci peut être déterminée par exploitation de la caractéristique $C(V)$). La pente de valeur $\frac{q}{2k_bT}$ coupe l'axe des courants en $I_0 = \frac{qn_iW}{2\tau}$ (avec W la largeur de la ZCE) d'où $\tau = \frac{qn_iW}{2I_0}$. Lorsque V_j augmente, la largeur de la ZCE diminue puis disparaît. Le courant issu des zones neutres devient prépondérant :

$$I = I_s \exp\left(\frac{qV_j}{k_bT}\right) \quad (3.13)$$

La droite obtenue coupe l'axe des ordonnées (courants) en I_s , courant de saturation. Dans ce régime on détermine la résistance série pour le mode de fonctionnement ohmique.

2. Polarisation inverse :

En polarisation inverse, la largeur de la ZCE augmente avec la tension jusqu'à devenir critique. On accède alors à la tension de claquage : tension seuil à partir de laquelle un effet d'avalanche électronique se crée. Lorsque le courant de génération l'emporte sur le mécanisme de diffusion, on peut obtenir la durée de vie par l'équation suivante :

$$I = -\frac{qn_iW}{2\tau} \quad (3.14)$$

C'est ce courant en polarisation inverse qui nous intéresse car il doit répondre aux spécifications de l'ITRS.

Les courants de fuite traduisent la concentration de défauts présents dans le matériau, et plus précisément dans la zone de charge d'espace. En effet, les défauts sont des centres de recombinaison électronique, ce qui va diminuer la durée de vie de génération, et donc augmenter le courant de fuite (voir équation 3.14).

Une étude réalisée en 1986 a observé les courants de fuite en fonction de la position des défauts EOR. Pour cela ils ont fait varier l'énergie d'implantation des dopants. Des courants de fuite ont été observés seulement dans le cas où les défauts EOR se trouvaient dans la ZCE [119]. Ces défauts favorise la conduction par effet tunnel à l'origine de ces courants de fuite [35].

3.4.4 Mesures optiques sans contact (SEMILAB)

Le principe de base de la mesure JPV (Junction Photo-Voltage) consiste en une analyse de la dynamique de génération et de dérive des porteurs dans la jonction P/N, lorsqu'elle est soumise à un éclairage modulé [120].

La jonction est éclairée localement par un faisceau lumineux dont l'intensité est modulée :

$$\phi(t) = \phi_0(x, y)(1 - \cos(2\pi ft)) \quad (3.15)$$

Cette illumination génère des photo-porteurs dans la jonction et dans le substrat (voir figure 3.12). Une électrode circulaire transparente (1) de rayon r_0 mesure la photo-tension V_1 sous illumination. Une autre électrode en arc de cercle (2) faisant un angle β mesure la photo-tension V_2 en dehors de la zone irradiée. Le flux de porteurs est déterminé par la rapport $\frac{V_1}{V_2}$, et est comparé à la solution exacte de la génération, la perte et la dérive des charges dans une condition de faible luminosité. [121]

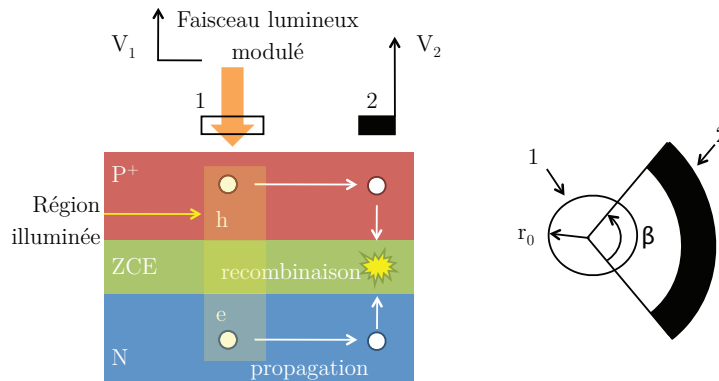


FIGURE 3.12 – Schéma de fonctionnement de la mesure JPV [121]

Cette méthode est capable d'obtenir séparément une mesure de résistance par carré et une mesure de courants de fuite. Cette technique permet une analyse sans contact et ne nécessitant aucune préparation préalable de l'échantillon. Les mesures ont été réalisées avec l'appareil WT2000 sur la plateforme CIMPACA.

3.4.5 Courant induit par bombardement lumineux (LBIC)

Les analyses LBIC (pour Light Beam Induced Current) permettent de réaliser une cartographie en photo-courant. Le but principal dans notre cas est d'étudier la présence ou non de défauts, afin de mettre en évidence l'homogénéité du recuit.

3.4.5.1 Mesure du photo-courant

Lorsque l'on réalise une jonction P^+/N dans un substrat de silicium, les électrons libres présents dans la zone dopée N vont diffuser et se recombiner dans la zone P. Les trous de la zone P vont faire le contraire et diffuser vers la zone N. Une zone de charge d'espace va se créer au niveau de la jonction. L'épaisseur et la valeur du champ électrique va dépendre du dopage.

Quand un photon est absorbé par l'échantillon, il va créer une paire électron/trou. Dans le cas où cette paire électron/trou est générée dans la jonction P^+/N , le champ électrique va séparer l'électron du trou. C'est ce phénomène qui est à l'origine du photo-courant. Si le champ électrique est trop faible, il est possible de polariser la jonction en inverse, ce qui va avoir pour effet d'augmenter la ZCE. Le courant généré va dépendre du nombre de photons, de leur longueur d'onde et des paramètres de jonctions comme le niveau de dopage, la profondeur de jonction ainsi que des éventuels défauts présent dans la jonction.

Dans le cas idéal d'une jonction parfaite, le champ électrique est constant et le photo-courant est homogène sur toute la surface analysée. Cependant, la présence de défauts dans la ZCE va réduire le photo-courant. Deux raisons peuvent expliquer ce phénomène (voir figure 3.13) :

- Les défauts présents dans la jonction sont des centres de recombinaison pour les électrons et les trous. En effet, dans la ZCE les électrons et les trous sont en majorité neutralisés, ce qui réduit la probabilité pour un électron ou un trou de se recombiner. La présence de défauts va augmenter cette probabilité. Si l'électron ou le trou généré est piégé avant d'atteindre la fin de la ZCE, le photo-porteur est perdu.
- L'autre possibilité vient de l'établissement de la ZCE. Les défauts risquent de limiter la diffusion des électrons et des trous, ce qui va diminuer localement le champ électrique. Or le photo-courant dépend du champ électrique dans la jonction. Nous allons observer une diminution de ce photo-courant aux endroits où sont localisés les défauts.

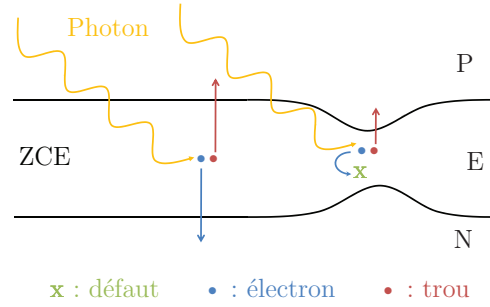


FIGURE 3.13 – Impact des défauts sur le photo-courant

Lorsque l'objectif est de réaliser des capteurs, cette technique apporte un élément supplémentaire. En connaissant la puissance d'irradiation, on peut en déduire l'efficacité de la jonction à générer une paire électron/trou par absorption d'un photon. Le nombre de photo-porteurs mesurés est obtenu par l'équation 3.16 :

$$N_{e^-} = \frac{IT}{q} \quad (3.16)$$

q est la charge de l'électron, I est le courant mesuré et T le temps pendant lequel le matériau a été irradié. Or, dans le cas d'une source continue monochromatique, le nombre de photons absorbés par la surface de l'échantillon est défini par l'équation 3.17 :

$$N_\gamma = (1 - R) \frac{P_l T \lambda}{hc} \quad (3.17)$$

P_l est la puissance moyenne de la source lumineuse et $\frac{hc}{\lambda}$ l'énergie des photons incidents. En combinant les équations 3.16 et 3.17, on définit le rendement quantique externe suivant :

$$\eta = \frac{N_{e^-}}{N_\gamma} = \frac{Ihc}{2(1 - R)q\lambda P_l} \quad (3.18)$$

Le facteur 2 est dû au fait qu'un photon génère deux photo-porteurs.

3.4.5.2 Montage expérimental

La figure 3.15 schématise le montage de la mesure LBIC. Comme le montre la figure 3.14, trois sources lumineuses sont montées : deux lasers et une lampe. Cela permet de sonder l'échantillon avec différentes longueurs d'onde. L'absorption du substrat dépendant de la longueur d'onde, nous allons pouvoir sonder la jonction à différentes profondeurs. La lumière collimatée émise par la lampe traverse un masque circulaire afin d'avoir la résolution spatiale souhaitée sur l'échantillon, puis passe au travers d'un filtre pour effectuer l'analyse dans un domaine de

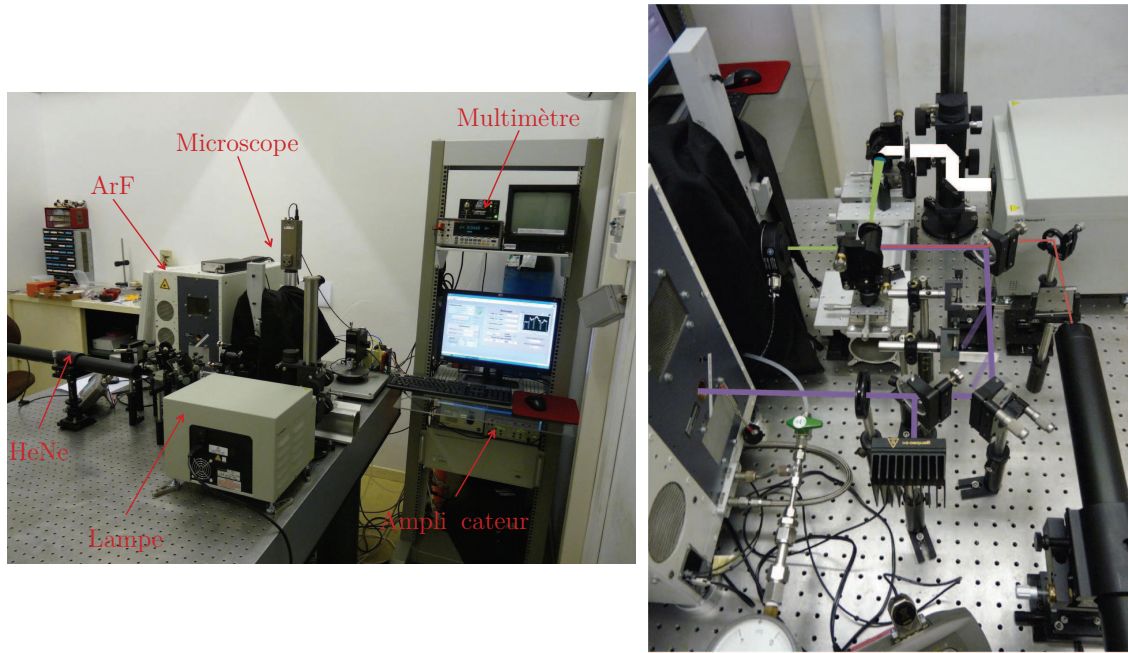


FIGURE 3.14 – Photo du montage LBIC réalisé au LP3

longueur d'onde déterminé (dans nos mesures nous utiliserons 2 filtres, à 400 nm et 800 nm, de largeur de bande ± 40 nm). Afin qu'il puisse entrer dans l'objectif, le faisceau est réduit grâce à un montage afocal réalisé avec des miroirs paraboliques hors axe. En parallèle sont installés un laser HeNe émettant à 633 nm et un laser à excimère émettant à 193 nm. Un shutter permet de ne laisser passer la lumière que pendant la mesure, dans le cas d'une source continue. Si les signaux sont faibles, la mesure peut être réalisée en lumière blanche afin de générer plus de photons. Un objectif de microscope focalise la lumière pour avoir un impact sur la cible de l'ordre de 10 à 20 μm . Un amplificateur de courant (Stanford low-noise current preamplifier : Model SR570) ainsi qu'un multimètre (fluke 8846A) permettent de mesurer des courants générés lors de l'irradiation de l'ordre du nanoampère. L'échantillon est déplacé dans deux directions grâce à des tables micrométriques motorisés de résolution inférieure à 1 μm . L'ordinateur permet de contrôler le déplacement des tables et de récolter le courant. Son rôle est aussi de synchroniser la mesure avec l'envoi de la lumière. Pour cela on synchronise le multimètre avec un shutter pour les lumières continues, ou directement le laser ArF. Dans ce dernier cas, 7 impulsions sont envoyés avec un taux de répétition de 200 Hz afin d'augmenter le photo-courant qui serait trop faible avec une seule impulsion. Il en résulte une cartographie du photo-courant sur un élément de surface du substrat.

Ce dispositif à été réalisé spécifiquement au LP3 dans le cadre de cette thèse.

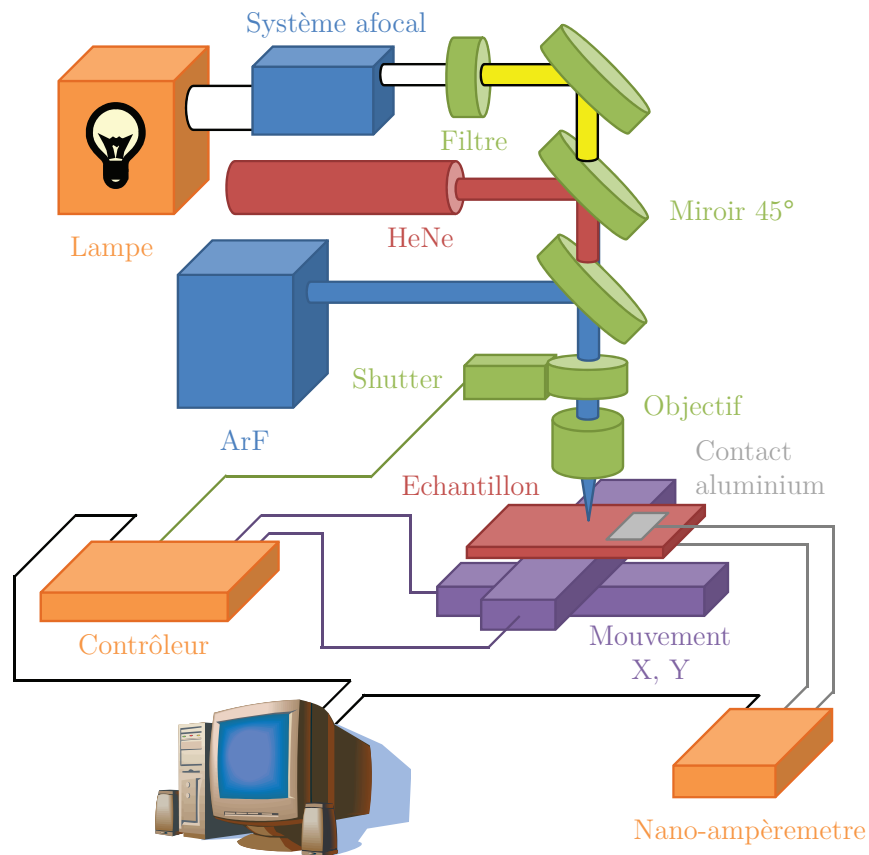


FIGURE 3.15 – Schéma du dispositif expérimental pour réaliser les mesures LBIC

3.5 Conclusion

Le dispositif de recuit ainsi que les méthodes de caractérisation utilisées ont été présentés dans ce chapitre. Nous avons pu voir que le choix du laser et du montage optique dépend de l'application. Il faut remarquer que les dispositifs de caractérisation apportent différentes informations, toutes indispensables pour évaluer le fonctionnement de la jonction ultra-mince.

Chapitre 4

Activation laser de dopants

Sommaire

4.1	Simulation numérique	71
4.1.1	Modèle thermique 1D	71
4.1.2	Effets thermiques de différents lasers sur le silicium	73
4.1.3	Effets thermiques du laser ArF sur le carbure de silicium	77
4.1.4	Conclusion sur la simulation	78
4.2	Impact des paramètres laser sur le recuit	78
4.2.1	Rôle de la durée d'impulsion et de la longueur d'onde	79
4.2.2	Etude de la mise en forme de faisceau	81
4.2.3	Effet du nombre de tirs lasers	84
4.3	Recuits utilisant le laser ArF	86
4.3.1	Activation du bore dans le silicium	86
4.3.2	Autres matériaux et autres dopants	95
4.4	Conclusion	99

Afin de bien comprendre les mécanismes physiques présents lors du recuit laser, nous avons réalisé différentes études théoriques et expérimentales. Dans un premier temps, nous avons observé l'effet des paramètres laser. Pour cela, des profils de température ont été simulés et une première étude expérimentale a été réalisée sur les jonctions ultra minces grâce aux différents lasers disponibles. Nous avons, par la suite, approfondi l'étude en faisant varier le nombre de tirs, la mise en forme de faisceau, l'implantation, le dopant ou le substrat.

4.1 Simulation numérique

Les simulations numériques sont indispensables pour mieux comprendre, interpréter et prédire les résultats expérimentaux.

Lors de l'irradiation d'un matériau par une impulsion laser, différents mécanismes peuvent être mis en jeu. Le temps caractéristique de transfert d'énergie des électrons au réseau est de l'ordre de la picoseconde. Dans le cas d'une impulsion nanoseconde ($\tau_{laser} \gg \tau_{e-ph}$), l'énergie déposée se retrouve instantanément sous forme thermique (2.1.2).

Les phénomènes observés seront bien décrits par un modèle macroscopique négligeant le temps de transfert de l'énergie des électrons au réseau. Pour cela, nous allons résoudre l'équation de la chaleur dans le silicium. La répartition de l'énergie laser étant uniforme et les dimensions du faisceau (axes x et y) étant très grandes par rapport à la longueur de diffusion thermique (axe z), le modèle sera monodimensionnel selon l'axe de propagation du faisceau laser (z).

4.1.1 Modèle thermique 1D

Des modèles simulant la fusion du silicium par irradiation laser ont déjà été réalisés [7, 67, 122, 123]. Dans ce chapitre, nous utilisons un modèle à une dimension résolvant l'équation de la chaleur avec quelques approximations discutés ci-après. Celui-ci ne nous permettra pas de prédire avec précision le comportement du matériau, mais va nous aider à comprendre les phénomènes physiques mis en jeu lors de l'irradiation ou pendant le transfert de chaleur dans le substrat.

4.1.1.1 Mise en équation du système

On considère l'interaction d'un faisceau laser avec un matériau homogène et semi-infini. Cela correspond au cas où la profondeur traitée est très inférieure à l'épaisseur du matériau. De plus, on considère le substrat irradié dans le vide ce qui néglige les pertes par radiation et convection du matériau.

La répartition de la température dans le matériau en fonction de la profondeur et du temps s'obtient par la relation de diffusion de la chaleur suivante :

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_v C_p(T) T(z, t)) = \frac{\partial}{\partial z} \left(\kappa(T) \frac{\partial T(z, t)}{\partial z} \right) + S_{laser}(z, t) \quad (4.1)$$

Les termes C_p et κ dépendent fortement de la température dans le cas du silicium. Le terme source $S_{laser}(z, t)$ de l'équation 4.1 représente le flux laser absorbé par unité de temps et de volume dans le matériau. Son expression est la suivante :

$$S_{laser}(z, t) = \alpha I_0(t) (1 - R) \exp(-\alpha z) \quad (4.2)$$

R est le coefficient de réflexion de la surface

α est le coefficient d'absorption du matériau (en m^{-1})

Pendant l'impulsion laser, le matériau est soumis à une source de chaleur dans une couche d'épaisseur donnée par la longueur de pénétration optique α^{-1} . Dans le cas d'une irradiation dans le domaine de l'UV, la longueur de pénétration dans le silicium est de l'ordre de 10 nm.

La résolution de l'équation de la chaleur est ensuite réalisée par un calcul numérique en éléments finis. La description détaillée de l'approche utilisée dans cette étude est présentée en annexe A.

4.1.1.2 Propriétés du silicium

Différents paramètres interviennent dans la modélisation de l'interaction laser-silicium. Les coefficients de réflexion et d'absorption vont intervenir sur la densité d'énergie déposée par le laser par unité de volume. Une fois l'énergie déposée, ce sont la capacité calorifique ainsi que la conductivité thermique qui vont contrôler la propagation de la chaleur dans le silicium.

λ (nm)	R	α (nm^{-1})
193	0,68	0,175
248	0,675	0,182
308	0,60	0,147

TABLE 4.1 – Propriétés optiques du silicium utilisés dans nos simulations [87]

Ces paramètres dépendent de la température, de la longueur d'onde ainsi que du type de dopage et de sa concentration. Nous allons négliger la variation de ces paramètres par rapport au dopage et considérer que les propriétés optiques ne varient pas avec la température ou la phase du silicium. En effet, le coefficient d'absorption du silicium liquide à 308 nm vaut $0,146 \text{ nm}^{-1}$, ce qui ne diffère que très peu des coefficients d'absorption du silicium solide aux trois

longueurs d'onde étudiées. Le coefficient de réflexion du silicium liquide à 308 nm (69 %) se trouve également proche des coefficients de réflexion du silicium solide à 193 et 248 nm. Les valeurs des coefficient de réflexion et d'absorption sont présentées dans le tableau 4.1.

Concernant les propriétés thermiques, nous allons utiliser les valeurs indiquées dans le tableau 4.2 trouvées dans la littérature.

Chaleur spécifique (C_p en $\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$)	$694 e^{2,375 \cdot 10^{-4} T}$
Conductivité thermique (κ en $\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$)	$T < 1200 \text{ K} : 1,52 \cdot 10^5 T^{-1,226}$ $T \geq 1200 \text{ K} : 899 T^{-0,502}$
Température de fusion (K)	1687

TABLE 4.2 – Propriétés thermiques du silicium utilisés dans nos simulations [122]

4.1.1.3 Propriétés du carbure de silicium

Dans cette partie nous allons nous intéresser exclusivement au laser ArF. Les propriétés optiques vont être considérées constantes en fonction de la température. Elles sont récapitulées dans le tableau 4.3. Les propriétés thermiques dépendent fortement de la température, nous ne pouvons pas négliger leur variation. Le tableau 4.3 résume les valeurs de la conductivité thermique et de la capacité calorifique que nous avons utilisées. La valeur de la capacité calorifique prise en compte à été calculée par interpolation sur deux domaines ($300 \text{ K} \leq T < 600 \text{ K}$ et $600 \text{ K} \leq T \leq 2500 \text{ K}$) de l'évolution de C_p en fonction de la température [97].

R	0,40
α (nm^{-1})	0,092
Chaleur spécifique (C_p en $\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$)	$300 \text{ K} \leq T < 600 \text{ K} : 1,68 T + 4,8 \cdot 10^5$ $600 \text{ K} \leq T \leq 2500 \text{ K} : 0,12 T + 3,2 \cdot 10^6$
Conductivité thermique κ en $\text{W.m}^{-1}.\text{K}^{-1}$	$T \geq 2300 \text{ K} :$ $451700 T^{-1,29}$
Température de fusion (K)	3100

TABLE 4.3 – Propriétés optiques [95,96] et thermiques [97] du carbure de silicium prises en compte dans nos simulations pour une longueur d'onde de 193 nm

4.1.2 Effets thermiques de différents lasers sur le silicium

Les simulations que nous avons réalisées prennent en compte la variation des coefficients thermiques avec la température. Cependant, les autres coefficients sont considérés constants. Le programme va nous permettre d'obtenir la température en fonction de la profondeur et du temps. De ces matrices 2D nous allons pouvoir extraire différentes informations comme la température

de surface lors du recuit, la position de l'interface solide/liquide en fonction du temps ou la vitesse de recristallisation du silicium.

4.1.2.1 Évolution de l'interface solide/liquide dans le temps

La figure 4.1 nous indique la profondeur à laquelle l'interface solide/liquide se situe en fonction du temps, pour les trois lasers mis à notre disposition. Le comportement du front de fusion et de solidification est semblable dans chaque cas. La densité d'énergie correspondant à la fusion du silicium se situe aux alentours de $650 - 700 \text{ mJ/cm}^2$. La durée d'impulsion joue un rôle important sur la propagation de l'énergie dans le matériau : plus l'impulsion est courte, plus la montée en température est rapide. On remarque, pour les densités d'énergie importantes, que le maximum de la zone fondue est atteint lorsque l'impulsion laser est terminée. Une recristallisation rapide du substrat va ensuite apparaître. Cependant, la forme de l'impulsion n'est pas à négliger car la présence d'un faible apport d'énergie pendant la solidification aurait pour effet de réduire la vitesse de recristallisation, et donc d'améliorer la qualité du réseau cristallin. Sur les profils temporels de l'énergie laser on observe une petite bosse juste après l'impulsion principale dans le cas du laser ArF. Celle-ci va avoir pour effet de prolonger le chauffage du silicium.

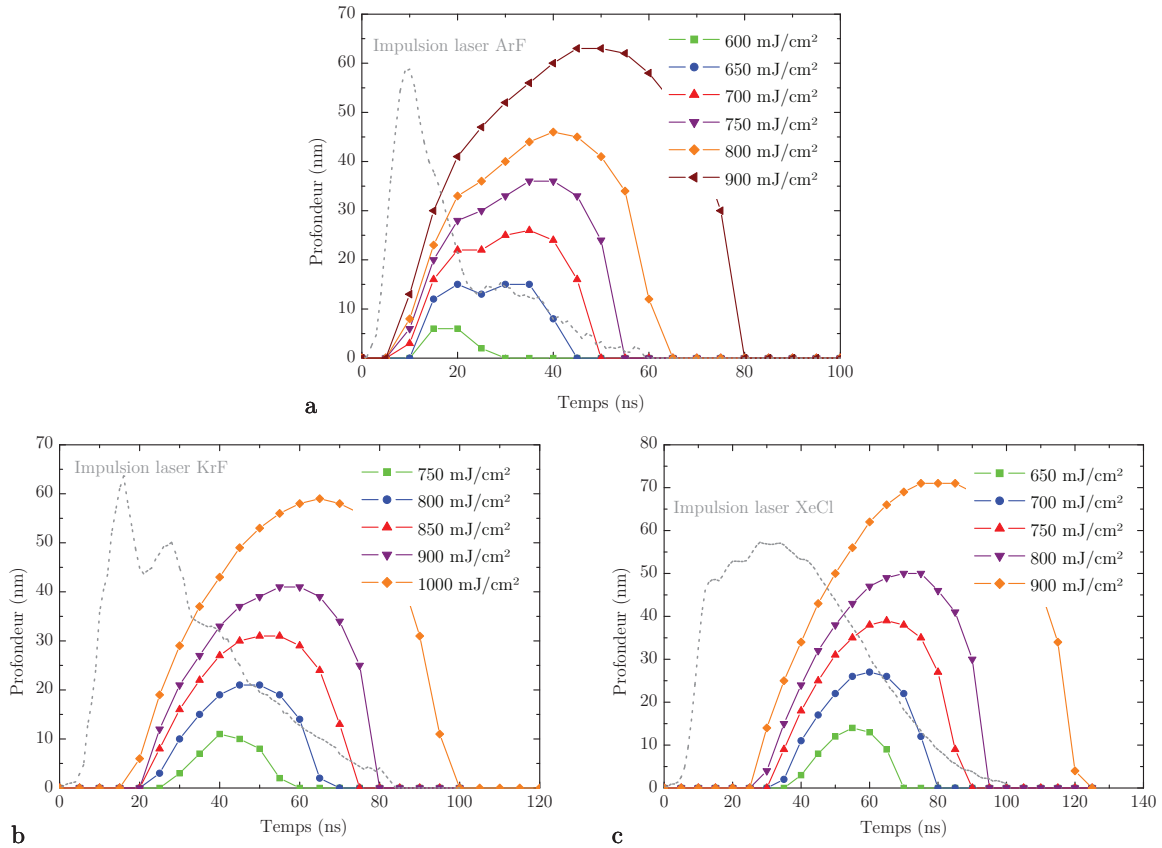


FIGURE 4.1 – Profondeur de l'interface solide/liquide en fonction du temps pour différentes densités d'énergie de recuit et pour les lasers : a) ArF, b) KrF, c) XeCl

On remarque que le profil d'évolution de la profondeur fondue en fonction du temps ne suit pas le profil du laser, contrairement aux courbes obtenues par Miguel Hernandez durant sa thèse [7]. On peut attribuer cette erreur aux approximations de nos simulations, notamment à la méthode de résolution de l'équation de la chaleur qui considère une conductivité thermique constante et néglige donc le terme $\frac{\partial \kappa}{\partial z} \frac{\partial T}{\partial z}$. Ces simulations vont nous aider à comprendre le phénomène de fusion/recristallisation du silicium.

Malgré l'aspect plutôt qualitatifs ces résultats, nous allons pouvoir estimer la profondeur fondue, la durée de fusion ainsi que la vitesse du front de fusion/solidification en fonction de la densité d'énergie.

4.1.2.2 Comportement de la profondeur de jonction

Lors de l'activation du dopant par laser en mode fusion du silicium, la profondeur de jonction va être déterminée par l'épaisseur maximum de la zone fondue. A partir des graphes de la figure 4.1 nous avons tracé l'épaisseur de la jonction en fonction de la densité d'énergie laser utilisé pour le traitement (figure 4.2)

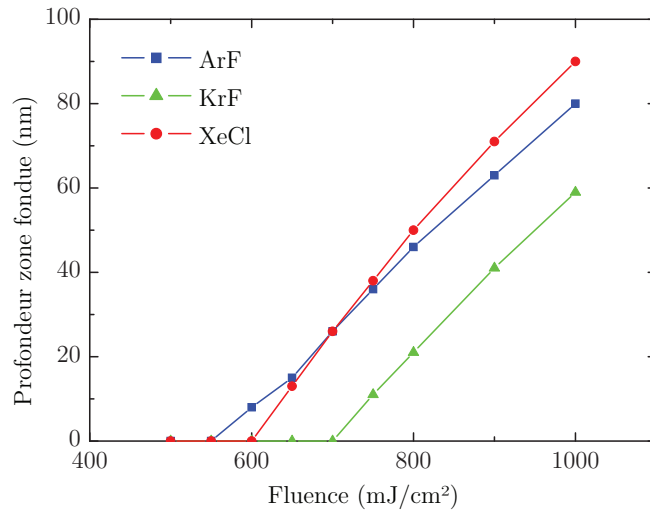


FIGURE 4.2 – Profondeur de la zone fondue en fonction de la densité d'énergie de recuit pour les lasers ArF, KrF et XeCl

Pour une longueur d'onde donnée, la densité d'énergie correspondant à la fusion du silicium augmente lorsque la durée d'impulsion augmente. En effet, à énergie constante, si l'impulsion est brève, son intensité sera d'autant plus importante. L'énergie va se trouver confinée à la surface du matériau, dans un volume plus petit, et la température atteinte sera plus élevée. Cependant, sur la figure 4.2 le laser XeCl fond le silicium avec une densité d'énergie plus faible que le laser KrF alors que sa durée d'impulsion est plus importante. C'est la longueur d'onde qui est responsable

de ce phénomène. En effet, le silicium absorbe 10 % d'énergie en plus pour une longueur d'onde de 308 nm en comparaison avec des longueurs d'onde de 193 ou 248 nm (cf. tableau 4.1).

Ce graphique nous apporte une autre information. Pour ajuster la profondeur de jonction en jouant sur la fluence, la pente des profils doit être suffisamment faible. La figure 4.2 met en évidence la possibilité d'ajuster à 10 nm près la profondeur de jonction en faisant varier de 50 mJ.cm⁻² la densité d'énergie du laser. La pente des profils pour les lasers ArF, KrF et XeCl vaut respectivement 0,18, 0,16 et 0,22 nm.mJ⁻¹.cm². On peut observer que la pente dans le cas du laser XeCl est plus importante. Cela peut s'expliquer par le coefficient de réflexion du silicium plus faible à 308 nm. Une augmentation de fluence engendrera une plus grande élévation de température car l'énergie absorbée sera plus grande que pour les lasers ArF ou KrF.

4.1.2.3 Rôle du laser sur la durée de fusion

Si l'on considère une forme d'impulsion particulière dont on fait varier la durée, à profondeur fondue identique, plus la durée de l'impulsion sera longue, plus la durée de fusion sera importante. Cela est dû au fait que la fluence de fusion est plus importante lorsque l'impulsion est longue, ce qui va apporter plus d'énergie. De plus, cette énergie sera apportée pendant une durée plus longue. Ceci est confirmé par la figure 4.3.a, qui a été réalisée en considérant un profil particulier d'impulsion laser, celui de notre laser XeCl, dont la durée d'impulsion a varié.

Cependant, sur la figure 4.3.b cet ordre n'est pas respecté. Le comportement est similaire avec les trois impulsions, la courbe du laser ArF s'écarte légèrement. Cela montre bien que la durée d'impulsion n'est pas le seul paramètre à régir la fusion du silicium, sa forme joue un rôle très important.

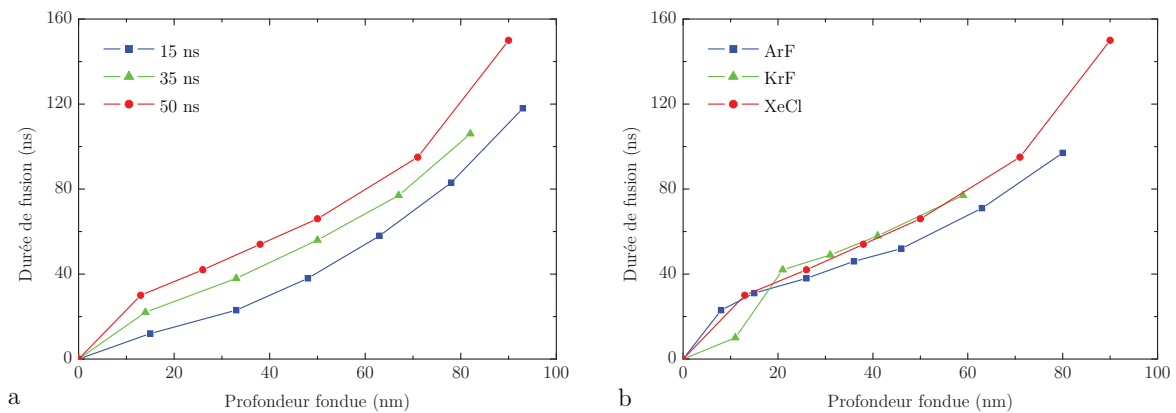


FIGURE 4.3 – Durée de fusion en fonction de la profondeur fondue : a) profil temporel d'impulsion laser (celle de notre laser XeCl) avec différentes durées à mi-hauteur : 15 ns, 35 ns et 50 ns - b) les lasers ArF, KrF et XeCl

4.1.2.4 Vitesse de fusion et de solidification

La figure 4.1 nous permet de calculer la vitesse maximale atteinte par l'interface solide/liquide lors de la fusion ou de la solidification du silicium. Cela nous permet d'estimer si une épitaxie en phase liquide est possible ou si le silicium va se solidifier sous forme amorphe. Sur la figure 4.4 on peut observer que la vitesse du front de recristallisation ne dépasse pas 6 m.s^{-1} , ce qui reste bien inférieur à 15 m.s^{-1} , vitesse à laquelle du silicium amorphe risque d'apparaître [124]. Il faut remarquer que la vitesse de fusion est minimisée par l'approximation discutée au paragraphe 4.1.2.1.

Si l'on compare les trois sources, nous remarquons que les vitesses de recristallisation sont comparables. Le décalage des vitesses de fusion ou recristallisation du laser KrF est dû au fait que la densité d'énergie de fusion est plus élevée par rapport aux deux autres lasers.

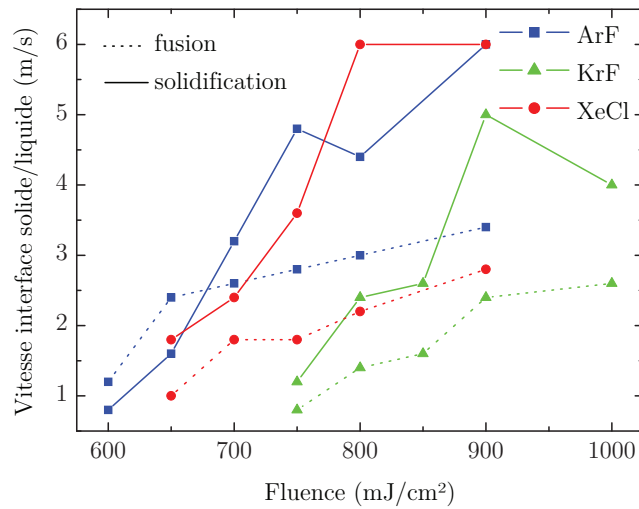


FIGURE 4.4 – Vitesse maximum de l'interface solide/liquide, dans la phase de fusion et de solidification, en fonction de la densité d'énergie de recuit pour les lasers ArF, KrF et XeCl

4.1.3 Effets thermiques du laser ArF sur le carbure de silicium

La simulation de la propagation de la chaleur dans le SiC va nous permettre de déterminer à partir de quelle densité d'énergie la température de fusion sera atteinte. En effet, l'irradiation laser autorise en régime « nano-seconde » le changement de phase solide/liquide du carbure de silicium. Cependant, le recuit de SiC en phase liquide risque de modifier ses propriétés et sa composition chimique : enrichissement ou appauvrissement en silicium [103].

La figure 4.5 présente la température de surface d'un substrat de carbure de silicium irradié par un laser ArF. Nous pouvons remarquer que le SiC fond pour une densité d'énergie avoisinant

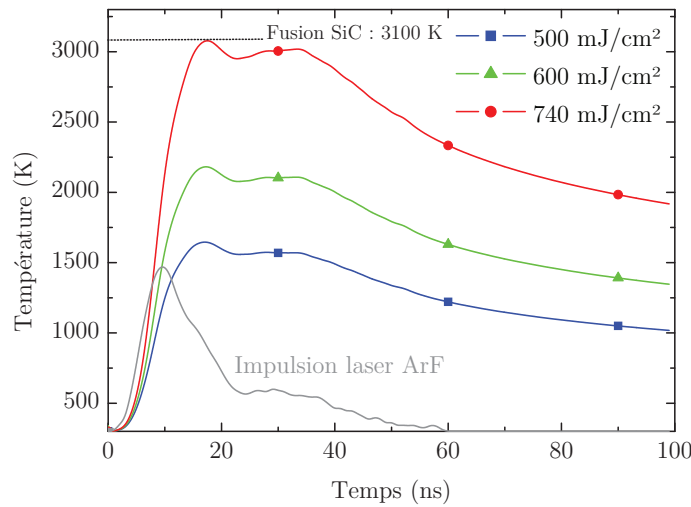


FIGURE 4.5 – Température de surface du carbure de silicium pour différentes densités d'énergie laser

740 mJ.cm⁻². Malgré le fait que le carbure de silicium conduise bien la chaleur (2 à 3 fois mieux que le Si), son seuil de fusion reste relativement bas car ce matériau absorbe une grande partie de l'énergie laser (50 % de plus que le silicium).

4.1.4 Conclusion sur la simulation

Grâce à ces simulations, nous avons pu prévoir approximativement la profondeur de jonction pour différentes densités d'énergie. Les différents lasers utilisés peuvent répondre à nos attentes en terme de vitesse de recristallisation ou de contrôle de la profondeur de jonction. L'expérience complètera cette étude. Un point important est que la durée de l'impulsion laser n'est pas seule à régir le temps de fusion ou la vitesse de recristallisation, sa forme joue également un rôle important dans le processus de fusion/recristallisation. On peut donc imaginer l'impulsion idéale : celle-ci serait suffisamment courte, pour fondre le substrat sans apporter trop d'énergie, et possèderait une queue dont l'énergie diminuerait progressivement pour limiter la vitesse du front de solidification, et limiter ainsi la génération de défauts lors de la recristallisation.

4.2 Impact des paramètres laser sur le recuit

Les échantillons utilisés ont été implantés par immersion plasma de BF₃ dans la machine PULSION ® de la société IBS.

4.2.1 Rôle de la durée d'impulsion et de la longueur d'onde

L'étude numérique nous a apporté beaucoup d'informations sur la physique du recuit laser avec fusion. L'étude expérimentale suivante va être un complément pour le choix du laser.

Dans cette partie, les recuits ont été réalisés sur des substrats de silicium de type N de résistivité 500 $\Omega\cdot\text{cm}$ implantés d'atomes de bore avec une dose de 6.10^{15} $\text{at}\cdot\text{cm}^{-2}$ et une tension d'accélération de 1 kV.

4.2.1.1 Effet sur l'activation

La figure 4.6 nous montre l'évolution typique de la résistance par carré, mesurée par la technique des 4 pointes, en fonction de la densité d'énergie. Ces recuits ont été réalisés en utilisant trois lasers : ArF (193 nm, 15 ns), KrF (248 nm, 35 ns) et XeCl (308 nm, 50 ns). Pour chaque traitement, un recouvrement de 50 % dans chaque direction est utilisé, permettant ainsi d'appliquer 4 tirs par unité de surface. L'activation est partielle pour les faibles fluences, mais la résistance par carré décroît rapidement lorsque la fluence augmente, pour atteindre une valeur d'environ 250 Ω/sq . Les différents lasers permettent d'activer totalement le dopant. On observe un changement du seuil d'activation en fonction du laser utilisé. Comme nous l'avons vu dans le paragraphe précédent (4.1.2.2), la durée d'impulsion et le coefficient de réflexion en sont la cause. La faible durée d'impulsion du laser ArF lui permet de fondre le silicium avec moins d'énergie. Le coefficient de réflexion du silicium plus faible à 308 nm qu'à 193 ou 248 nm, va compenser le fait que le laser XeCl possède la plus grande durée d'impulsion, et lui permettre d'atteindre le seuil de fusion avec moins d'énergie que le laser KrF.

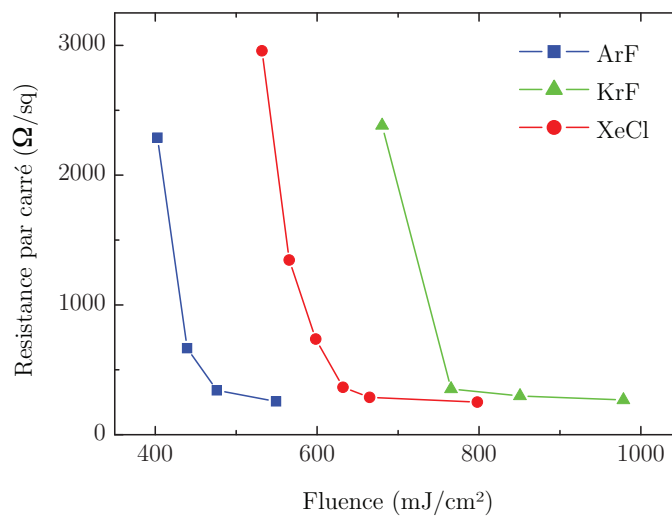


FIGURE 4.6 – Activation en fonction de la densité d'énergie de recuit pour chaque laser

Les lasers utilisés nous permettent d'obtenir un même niveau d'activation de bore dans le silicium. Nous allons observer, pour des échantillons dont le niveau d'activation est proche, le profil de concentration en bore en fonction de la profondeur. On note que les seuils d'activation théoriques et expérimentaux ne sont pas les mêmes. Les causes possibles de ces différences seront discutés dans le paragraphe 4.3.1.2 en s'appuyant également sur les profondeurs fondues.

4.2.1.2 Impact sur le profil de concentration en dopant

Ces mesures sont réalisées par caractérisation SIMS. Le faisceau incident, des ions O_2^+ , est accéléré avec une énergie de 500 eV. Les échantillons sélectionnés possèdent une résistance par carré comprise entre 500 et 600 Ω/sq .

La figure 4.7 représente le profil de concentration en bore en fonction de la profondeur, avant et après quatre impacts de recuit, pour chaque laser. On remarque qu'après quelques cycles de rapide fusion/solidification, la distribution des dopants est uniforme dans la zone fondue. Ce plateau est caractéristique du recuit laser avec fusion. En dessous de 25 nm, la source laser n'a pas d'effet sur le profil. A partir de cette profondeur, le profil change et se montre plus ou moins abrupts en fonction du laser. La profondeur de jonction est déterminé à une concentration de $10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$. Grâce à son important gradient de concentration de 2,5 nm/dec, le laser ArF obtient les jonctions les plus fines avec 31 nm. Le fait que la fluence correspondant à la fusion soit plus faible, l'apport d'énergie sera moindre ce qui va limiter la diffusion des dopants.

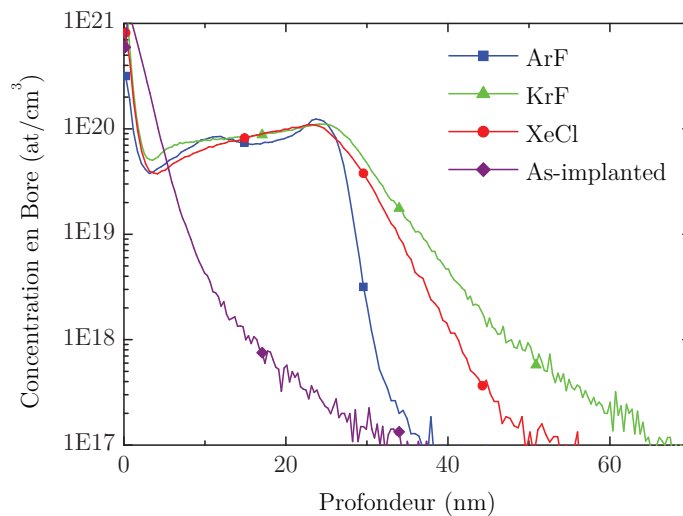


FIGURE 4.7 – Concentration en bore en fonction de la profondeur pour chaque laser (SIMS)

4.2.1.3 Conclusion

Le tableau 4.4 résume les résultats obtenus par les différents lasers. Le laser ArF présente les meilleurs performances. Pour une activation identique, la profondeur de jonction est plus faible et le gradient de dopant est plus important.

Les applications envisagées nous permettent de confirmer que le laser ArF est le plus approprié. En effet, le recuit de matériau à fort gap, comme le carbure de silicium ou le diamant, nous impose d'utiliser une faible longueur d'onde. En effet, le gap du diamant est de 5,6 eV ce qui correspond à un photon de longueur d'onde égale à 220 nm. Seul le laser ArF possède une longueur d'onde inférieure à 220 nm, et sera absorbé par le diamant. La pénétration des lasers KrF et XeCl dans le diamant est respectivement de 13 et 27 nm, tandis que pour le laser ArF, elle est de 1,6 μm [87]. C'est pour cela que l'étude va être poursuivie avec le laser ArF.

Laser	Fluence	Activation	Profondeur de jonction	Gradient de concentration
ArF	500 mJ.cm^{-2}	561 Ω/sq	31 nm	2,5 nm/dec
KrF	750 mJ.cm^{-2}	589 Ω/sq	47 nm	10 nm/dec
XeCl	650 mJ.cm^{-2}	476 Ω/sq	41 nm	7 nm/dec

TABLE 4.4 – Caractéristiques des jonctions obtenues lors du recuit avec les trois lasers à excimères testés (ArF, KrF, XeCl)

4.2.2 Etude de la mise en forme de faisceau

Nous avons vu dans le paragraphe 3.2 les deux types de montage que nous avons développé pour la mise en forme du faisceau. Nous allons dans cette partie étudier le profil spatial des deux impacts laser. Le traitement de surface utilisant un balayage nécessite de connaître avec précision la répartition d'énergie d'une impulsion, et les dimensions du faisceau sur le substrat afin de contrôler le recouvrement dans les deux directions (x et y).

4.2.2.1 Analyse du faisceau par caméra

Fonctionnement du système

Le système d'analyse est composé des éléments suivants :

- une caméra
- un micro-ordinateur pour contrôler la caméra et acquérir les profils d'intensité
- un convertisseur UV
- un générateur de délai

La caméra est un analyseur de faisceau de type « GENTEC ». Son domaine de longueur d'onde de travail est compris entre 350 et 1150 nm, or notre laser émetant à 193 nm, on utilise

un convertisseur UV pour transformer les photons UV en photons visibles. Le générateur de délai est indispensable pour synchroniser le laser et l'acquisition par la camera. Sans cela, en fonction de la fréquence du laser et de la durée de mesure, la camera pourrait faire l'acquisition d'un ou plusieurs impacts. La caméra est déclenchée avec une avance de 100 ms sur le laser.

Les mesures ont été réalisées à 1 Hz, et pour ne pas dépasser le seuil d'endommagement, trois lames atténuatrices sont placées sur le trajet du faisceau. Des études précédentes ont montré que le taux de répétition ($< 100\text{Hz}$) n'avait pas d'effet significatif sur le profil du faisceau [125,126]. Les paramètres de la caméra sont décrits dans le tableau 4.5.

Ouverture effective	$8,8 \times 6,6 \text{ mm}^2$
Dimension d'un pixel	$6,45 \times 6,45 \mu \text{ m}^2$
Nombre de pixels	1024×1024
Longueur d'onde d'analyse	$< 350 \text{ nm}$ (avec convertisseur UV) $350 - 1150 \text{ nm}$ sans convertisseur
Fluence d'endommagement	$300 \mu \text{ J.cm}^{-2}$

TABLE 4.5 – Propriétés de l'analyseur de faisceau

Profils des impacts laser

La figure 4.8 représente la répartition spatiale en énergie du faisceau laser. Le montage en image de masque nous permet de réduire la taille pour que l'intégralité du spot soit convertie. Pour estimer l'homogénéité du profil de faisceau, on mesure la variation en énergie dans chaque direction autour d'un domaine comprenant 80 % de l'énergie totale. On définit l'homogénéité selon la formule suivante :

$$var = \frac{F_{max} - F_{min}}{F_{max}} \quad (4.3)$$

Dans la direction x qui est celle de la décharge entre les électrodes du laser, le profil est homogène : variations inférieures à 15 %. Selon la direction y, le profil est gaussien ce qui engendre une mauvaise homogénéité : variations supérieures à 40 %. Si l'on ne procède pas par recouvrement lors du balayage, cette répartition d'énergie va conduire à l'obtention d'une résistance par carré et d'une profondeur de jonction inhomogène. Pour palier à ce problème nous réalisons un recouvrement d'au moins 50 % dans chaque direction lors du recuit, ce qui correspond à quatre impacts par unité de surface.

Pour uniformiser la répartition d'énergie de l'impact laser, nous avons eu recours à un homogénéiseur utilisant des éléments d'optiques diffractives (DOE). La répartition d'énergie du spot obtenue en utilisant le DOE est présentée sur la figure 4.9. Celle-ci nous montre un profil

où la variation de l'énergie est nettement plus faible que dans le montage en image de masque. Celle-ci est inférieure à 30 % dans la direction x et de l'ordre de 10 % dans la direction Y.

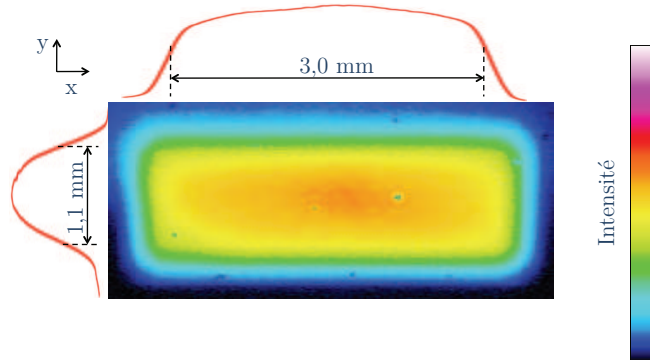


FIGURE 4.8 – Profil spatial du faisceau laser en image de masque

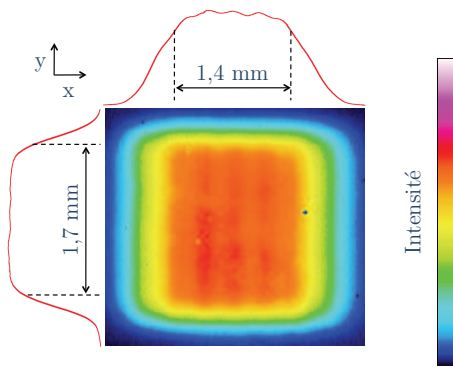


FIGURE 4.9 – Profil spatial du faisceau avec homogénéisation par DOE

4.2.2.2 Rôle du profil de faisceau sur le recuit

Pour observer l'effet de la mise en forme de faisceau sur l'activation électrique nous avons réalisé des mesures quatre pointes sur des échantillons ayant été recuits avec le montage en image de masque (IM) ou avec le montage utilisant des optiques diffractives (DOE), pour différentes densités d'énergie. Les échantillons ont au préalable été implantés avec du bore sous une tension d'accélération de 2 kV et une dose de 10^{16} at.cm⁻².

Les courbes d'activation en fonction de la densité d'énergie sont représentés sur la figure 4.10. Ce recuit a été réalisé avec un recouvrement de 75 % dans chaque direction, soit un total de 16 tirs par unité de surface. Le comportement de la courbe obtenue avec le montage en image de masque est identique à celle obtenue en utilisant le DOE. Lorsque l'activation est totale, la résistance par carré est similaire et vaut 300 Ω/sq. Cependant, le seuil d'activation passe de 550 mJ.cm⁻² dans le cas de l'image de masque à 650 mJ.cm⁻² dans le cas du DOE. Cela est dû au calcul de la fluence : le joulemètre intègre toute l'énergie sans tenir compte du profil. Si celui-ci

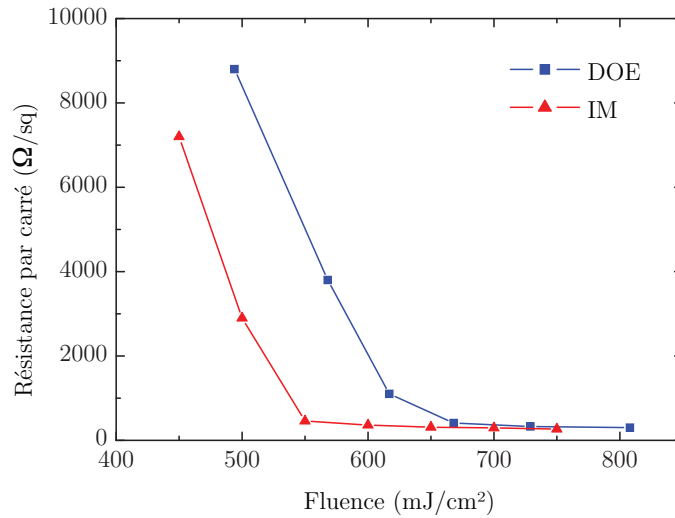


FIGURE 4.10 – Résistance par carré en fonction de la densité d'énergie laser pour les deux mises en forme de faisceau

est très homogène, le calcul de la fluence à partir de l'énergie mesurée est proche de la réalité, mais dans le cas où il varie, ce calcul ne représentera qu'une moyenne de la densité d'énergie. Si le recouvrement est important (supérieure à 50 % dans chaque direction), l'intégralité de la surface aura été recuite avec une densité d'énergie supérieure à celle calculée.

La mise en forme de faisceau ne va pas avoir d'impact sur le niveau d'activation. Cependant, celle-ci peut jouer sur l'homogénéité de l'activation ou de la profondeur de jonction dans le cas où le recouvrement est inférieure à 50 %. De plus, lorsque l'on utilise le montage en image de masque, le profil du faisceau va évoluer au cours du temps car le mélange gazeux évolue dans le temps en fonction du nombre de tirs laser effectués (perte d'halogène). L'utilisation d'un DOE qui utilise toute l'énergie du faisceau, et reconstruit complètement le profil d'énergie sur la surface à irradier, indépendamment du profil initial, permettra un meilleur contrôle de la fluence car le profil de faisceau n'évoluera pas en fonction du temps.

4.2.3 Effet du nombre de tirs lasers

En théorie, un seul tir laser permet de recristalliser le silicium et d'activer le dopant. Cependant, lors du balayage sans recouvrement, les zones correspondant aux bords du spot vont présenter des discontinuités des caractéristiques de la jonction liées aux bords peu abruptes du profil du faisceau. De plus, comme nous venons de le voir, dans le cas d'une mise en forme du faisceau par image de masque, l'aspect gaussien du faisceau va rendre le traitement inhomogène en terme de densité d'énergie que le matériau va recevoir. Pour cela, nous réalisons au minimum 50 % de recouvrement sur chaque axe, soit quatre tirs laser par unité de surface.

4.2.3.1 Activation en fonction du nombre de tirs

Nous avons comparé la résistance par carré et le profil de concentration en dopant dans le silicium, de jonctions réalisés avec différents nombres de tirs. Les échantillons ont au préalable été implantés par du bore avec une tension d'accélération de 1 kV et une dose de 6.10^{15} at.cm⁻².

Les courbes d'activation réalisées pour différents nombres de tir laser et présentées en figure 4.11 nous montre que l'augmentation du nombre de tirs n'améliore que très peu l'activation. Quatre impacts suffisent à activer la quasi totalité des atomes dopants. Seule une infime partie peut rester en site interstitiel, et va être activée par les tirs suivants.

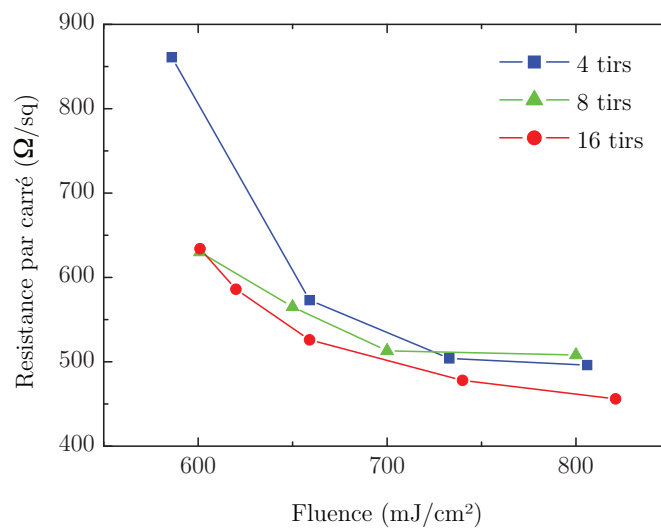


FIGURE 4.11 – Résistance par carré en fonction de la densité d'énergie laser pour différents nombres de tirs

4.2.3.2 Profil de bore en fonction du nombre de tirs

Des profils de concentration en bore (profils SIMS) ont été réalisés pour chaque condition. Chaque échantillon a été choisi pour avoir une résistance par carré voisine de 550 Ω/sq. La figure 4.12 nous montre qu'une augmentation du nombre de tirs va légèrement faire diffuser la jonction. Un nombre de tirs important va augmenter la probabilité qu'un impact laser ait une énergie qui s'écarte de la valeur choisie. Cependant, le nombre de tirs n'affecte pas la pente du profil qui reste à 3 nm/décade.

Pour conclure, l'augmentation du nombre de tirs ne se justifie pas du point de vue de la résistance carrée, et réduit la vitesse du procédé. Il faudra cependant vérifier son influence sur la réduction des défauts.

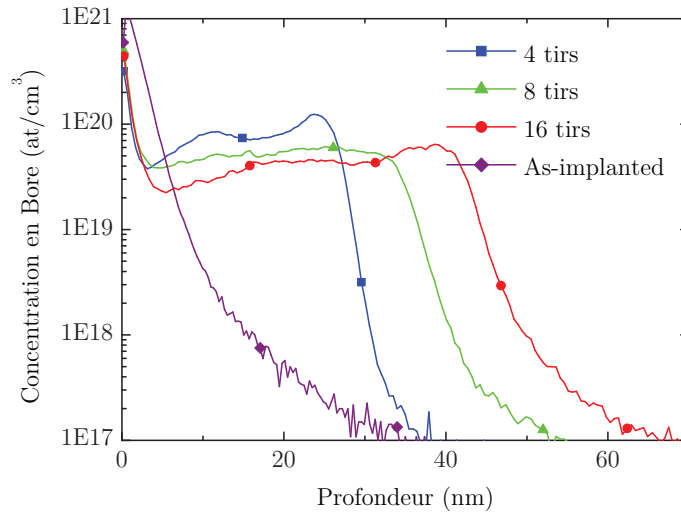


FIGURE 4.12 – Profil (SIMS) de concentration en bore en fonction de la profondeur pour différents nombres de tirs laser

4.3 Recuits utilisant le laser ArF

Dès à présent, toutes nos jonctions vont être réalisées avec le laser ArF. Nous avons approfondi l'étude en faisant varier la profondeur ainsi que la dose d'implantation. Des mesures d'activation, de profil de jonction et de courant de fuite nous ont permis de caractériser nos recuits.

Par la suite nous avons utilisé l'arsenic comme dopant. Nous avons également effectué des essais de recuit du carbure de silicium implanté par de l'aluminium.

4.3.1 Activation du bore dans le silicium

Les échantillons utilisés ont été implantés par immersion plasma avec différentes énergies d'implantations et différentes doses.

Pour réaliser des jonctions avec les meilleurs propriétés, nous pouvons jouer sur la densité d'énergie laser et sur les paramètres d'implantation comme la tension d'accélération ou la dose implantée. Nous avons étudié le rôle de ces derniers sur l'activation (R_s) et sur la profondeur de jonction (X_j). Les doses et énergies d'implantation utilisées sont décrites dans le tableau 4.6.

4.3.1.1 Rôle de l'implantation sur la résistance par carré

Dans la réalisation de jonctions ultra minces, différents paramètres interviennent : les paramètres d'implantation et les paramètres de recuits. Les paramètres de recuit ont été étudiés dans le paragraphe 4.2.3. Nous allons dans ce paragraphe nous focaliser sur les paramètres d'im-

plantation.

Les paramètres d'implantation déterminants pour l'étape de dopage sont la tension d'accélération et la dose. La tension d'accélération va imposer la profondeur à laquelle le dopant va être implanté tandis que la dose représente le nombre d'atomes introduits par unité de surface. Pour une tension donnée, on associe une dose limite qu'il est impossible à dépasser, nous l'appelons « dose de saturation ».

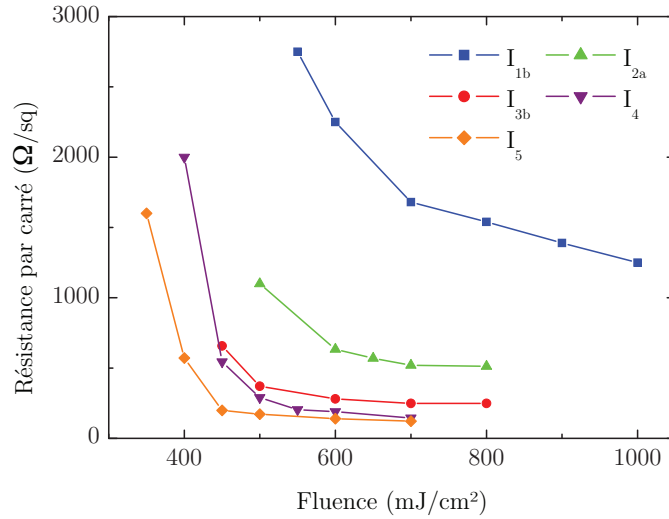


FIGURE 4.13 – Activation en fonction de la densité d'énergie laser pour différentes implantations : I_{1b} - 6.10^{15} B.cm⁻² et 0,5 kV ; I_{2a} - 6.10^{15} B.cm⁻² et 1 kV ; I_{3b} - 1.10^{16} B.cm⁻² et 2 kV ; I_4 - 2.10^{16} B.cm⁻² et 4 kV ; I_5 - 5.10^{16} B.cm⁻² et 5 kV

Sur la figure 4.13 nous pouvons voir l'activation des dopants en fonction de la densité d'énergie laser (le nombre de tirs est fixé à 16 et le montage choisi est en image de masque) pour différentes tensions d'implantation. La dose associée est la dose de saturation. On remarque que le seuil d'activation ainsi que la résistance par carré varient avec l'implantation. C'est la dose implantée qui est responsable de ce phénomène. Lorsque l'on augmente la dose, la concentration en dopants actifs augmente et donc la résistance diminue. C'est la relation 4.4 qui relie la concentration en dopants actifs avec la résistance par carré. En effet, si l'on tient compte du profil SIMS sur la figure 4.7, on remarque que la concentration est constante jusqu'à la profondeur de jonction. La formule 3.11 peut se transformer en la formule suivante :

$$R_s = \frac{1}{q\mu D} \approx \frac{1}{q\mu X_j C} \quad (4.4)$$

X_j est la profondeur de jonction

D est la dose implantée

Nous avons souhaité observer l'effet de saturation de dose sur la résistance par carré de

la jonction. Pour trois tensions d'accélération nous avons implanté du bore avec deux doses différentes. Les résultats sont représentés sur la figure 4.14. Celle-ci nous montre, comme la figure 4.13, que dans le cas de jonctions ultra minces la dose est primordiale. Nous voyons très bien la variation de résistance par carré lorsque la dose est modifiée, dans le cas d'une implantation avec une tension d'accélération de 0,5 kV. Cela montre qu'à 1.10^{15} at.cm⁻² la saturation de dose n'est pas atteinte pour ce type d'implantation. D'un autre coté, l'implantation réalisée à 1 kV ne montre quasiment pas de variations de la résistance lorsque la dose change. On peut en déduire que la saturation est atteinte pour une dose 6.10^{15} at.cm⁻².

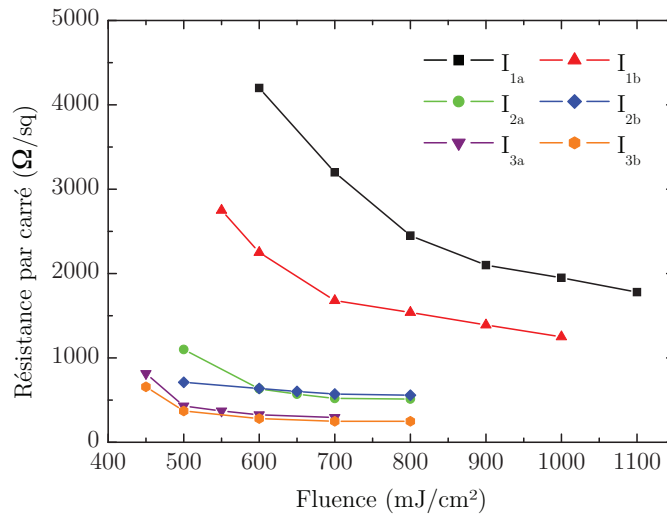


FIGURE 4.14 – Activation en fonction de la densité d'énergie laser pour différentes implantations : I_{1a} - 1.10^{15} B.cm⁻² et 0,5 kV ; I_{1b} - 6.10^{15} B.cm⁻² et 0,5 kV ; I_{2a} - 6.10^{15} B.cm⁻² et 1 kV ; I_{2b} - 1.10^{16} B.cm⁻² et 1 kV ; I_{3a} - 6.10^{15} B.cm⁻² et 2 kV ; I_{3b} - 1.10^{16} B.cm⁻² et 2 kV

L'énergie laser imposant la profondeur de la jonction, on peut imaginer d'après la figure 4.13, qu'il faut, pour obtenir des jonctions ultra minces avec un niveau d'activation important, implanter le dopant avec la dose la plus importante possible et donc une forte tension d'accélération, et activer avec une faible densité d'énergie laser d'environ 450 ou 500 mJ.cm⁻². Cependant, il ne faut pas négliger les défauts présents sur toute la zone implantée. Si la fluence laser est trop faible, la profondeur fondue le sera aussi. Selon la tension d'accélération, les défauts d'implantation vont se situer dans une couche plus ou moins épaisse et l'on risque d'avoir des défauts (voir de générer des défauts EOR lors du recuit) dans la jonction, ce qui va faire apparaître de forts courants de fuite [119]. Il est donc nécessaire de trouver le cas optimal entre tension d'accélération et densité d'énergie laser.

4.3.1.2 Profil de concentration en dopant

Pour compléter l'étude sur les paramètres d'implantation, nous avons réalisé des analyses du profil de concentration des dopants en fonction de la profondeur, pour différentes conditions de recuit. Les échantillons ont été choisis pour avoir une résistance par carré d'environ $500 \Omega/\text{sq}$. Ils sont résumés dans le tableau 4.6.

La figure 4.15 présente les profils SIMS pour différentes implantations et densités d'énergie laser de recuit. Le comportement des profils est identique, on retrouve la présence d'un plateau avec une pente de 3 nm/dec au niveau de la jonction, seule la profondeur de jonction et la concentration changent - dû à la densité d'énergie et la dose d'implantation. Nous pouvons remarquer que pour conserver une résistance par carré constante et suffisamment faible, lorsque la tension d'implantation diminue (ainsi que la dose de saturation associée), la profondeur de jonction augmente. Le fait que, dans ce cas, la dose de saturation soit plus faible empêche la résistance par carré de diminuer suffisamment.

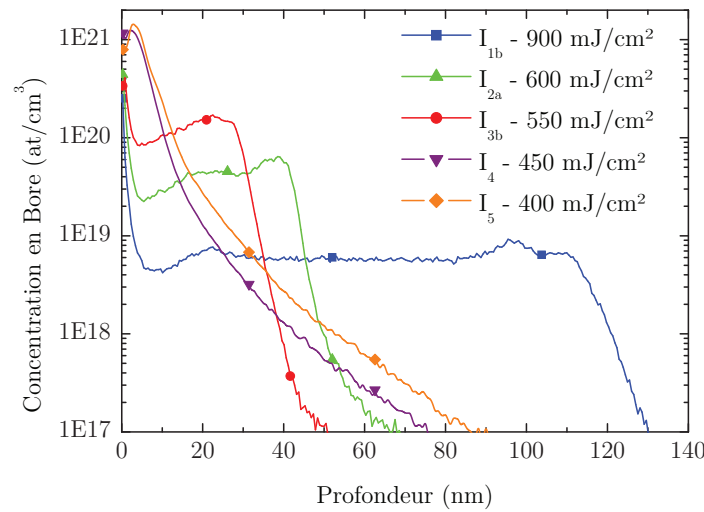


FIGURE 4.15 – Profils de concentration en dopants (SIMS) en fonction de la profondeur pour différentes densités d'énergie laser et différentes implantations : I_{1b} - $6.10^{15} \text{ B.cm}^{-2}$, 0,5 kV et 850 mJ.cm^{-2} ; I_{2a} - $6.10^{15} \text{ B.cm}^{-2}$, 1 kV et 600 mJ.cm^{-2} ; I_{3b} - $1.10^{16} \text{ B.cm}^{-2}$, 2 kV et 550 mJ.cm^{-2} ; I_4 - $2.10^{16} \text{ B.cm}^{-2}$, 4 kV et 450 mJ.cm^{-2} ; I_5 - $5.10^{16} \text{ B.cm}^{-2}$ 5 kV et 400 mJ.cm^{-2}

Nous remarquons d'autre part que pour les énergies d'implantation de 4 et 5 kV, le plateau typique du recuit laser n'est pas présent et que les profondeurs de jonction sont importantes, entre 50 et 60 nm à $10^{18} \text{ at.cm}^{-3}$. D'après les courbes SIMS on peut supposer que les densités d'énergie choisis (450 et 500 mJ.cm^{-2}), la profondeur fondue est inférieure à 10 nm. Dans ce cas c'est la profondeur d'implantation qui impose la profondeur de jonction. La région implantée et non recuite, entre 10 nm et 50 nm, risque de présenter une concentration de défauts d'implan-

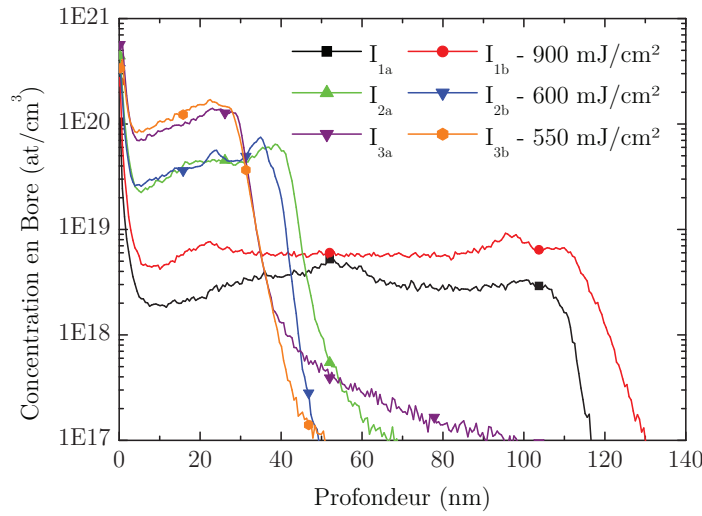


FIGURE 4.16 – Profils de concentration en dopants (SIMS) en fonction de la profondeur pour différentes densités d'énergie laser et différentes implantations : I_{1a} - 1.10^{15} B.cm $^{-2}$, 0,5 kV et 850 mJ.cm $^{-2}$; I_{1b} - 6.10^{15} B.cm $^{-2}$, 0,5 kV et 850 mJ.cm $^{-2}$; I_{2a} - 6.10^{15} B.cm $^{-2}$, 1 kV et 600 mJ.cm $^{-2}$; I_{2b} - 1.10^{16} B.cm $^{-2}$, 1 kV et 600 mJ.cm $^{-2}$; I_{3a} - 6.10^{15} B.cm $^{-2}$, 2 kV et 550 mJ.cm $^{-2}$; I_{3b} - 1.10^{16} B.cm $^{-2}$, 2 kV et 550 mJ.cm $^{-2}$

tation non corrigés par le recuit, ainsi qu'une importante dose de bore pas activée.

La figure 4.16 compare les profils de concentration de dopants pour trois tensions d'accélération et deux doses différentes pour chaque énergie. Dans les cas 1 kV ou 2 kV, les deux doses donnent des profils identiques, ce qui montre que la saturation de dose est atteinte, tandis que pour une énergie de 0,5 kV on remarque une nette différence des concentrations en dopants. Ces profils sont en accord avec la figure 4.14 qui nous montre que la résistance par carré reste constante dans les cas 1 kV et 2 kV et varie fortement dans les cas 0,5 kV.

Profondeur de jonction théorique et expérimentale

Grace à ces profils de concentration, nous pouvons obtenir la profondeur de jonction en fonction de la densité d'énergie laser. La figure 4.17 compare la profondeur de jonction théorique (estimée par nos simulations) et expérimentale.

Le comportement est identique mais il y a un décalage au niveau de la densité d'énergie. Cette différence peut provenir des éléments suivants :

- le faisceau n'est pas homogène : la fluence mesurée est inférieure à la fluence de recuit
- la profondeur de jonction est prise pour une concentration égale à 10^{18} at.cm $^{-2}$, elle est donc supérieure à la profondeur de fusion
- la concentration en dopant peut modifier les propriétés optiques et thermiques du substrat

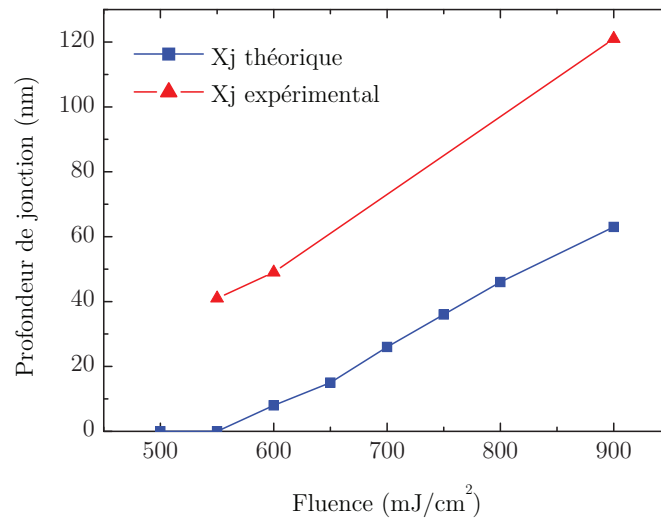


FIGURE 4.17 – Profondeur de jonction en fonction de la densité d'énergie laser

(approximations de nos simulations)

Implantation	Dose (B.cm ⁻²)	Accélération (kV)	Fluence laser (mJ.cm ⁻²)	Résistance par carré (Ω/sq)	Profondeur de jonction (nm)
I _{1a}	1.10 ¹⁵	0,5	900	2200	110
I _{1b}	6.10 ¹⁵	0,5	900	1390	121
I _{2a}	6.10 ¹⁵	1	600	634	49
I _{2b}	1.10 ¹⁶	1	600	638	44
I _{3a}	6.10 ¹⁵	2	550	371	41
I _{3b}	1.10 ¹⁶	2	550	330	39
I ₄	2.10 ¹⁶	4	450	544	50
I ₅	5.10 ¹⁶	5	400	571	60

TABLE 4.6 – Doses et tension d'implantation des échantillons recuits

Activation théorique et expérimentale

Les profils SIMS nous donnent la possibilité de mesurer la dose réelle implantée. Pour cela, nous multiplions la concentration moyenne de dopants (valeur correspondant au plateau des profils) par la profondeur de jonction. En appliquant la formule 4.4 à cette valeur, nous obtenons la résistance par carré théorique, dans le cas où l'intégralité de la dose a été activée.

Sur la 4.18 nous comparons la résistance par carré mesurée sur les échantillons avec la résistance par carré théorique calculée avec la dose implantée, pour une mobilité choisie égale à $50 \text{ cm}^2 \cdot \text{V}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$. La valeur mesurée est très voisine de la valeur calculée, ce qui signifie que le laser permet d'activer l'intégralité du dopant implanté dans la couche fondue. Pour les doses les plus faibles, nous remarquons un léger écart. Celui-ci est dû à la mobilité considérée comme constante, alors que celle-ci dépend de la concentration en dopant. Dans le cas où la dose est

inférieure à 10^{14} at.cm $^{-2}$, la concentration vaut environ $5 \cdot 10^{18}$ at.cm $^{-2}$ (voir figure 4.16) et la mobilité vaut donc 100 cm 2 .V $^{-1}$.s $^{-1}$ (mesurée grâce à la figure 1.5).

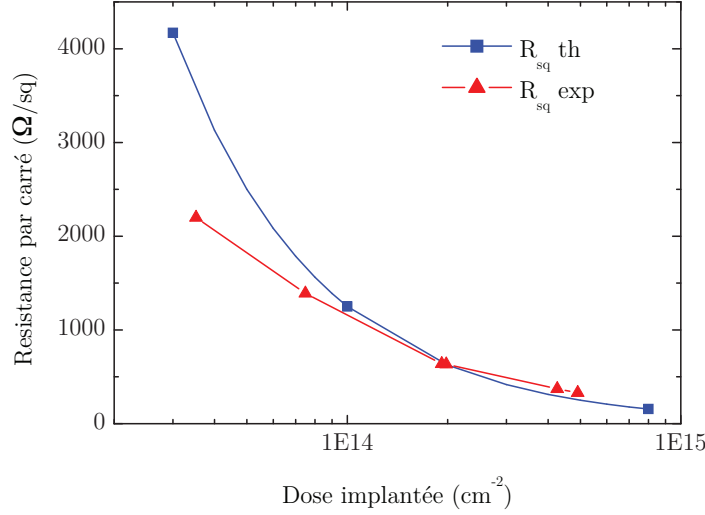


FIGURE 4.18 – Résistance par carré théorique et expérimentale en fonction de la dose implantée

4.3.1.3 Optimisation de l'implantation

L'optimisation des paramètres d'implantation était un des objectifs du projet ALDIP. Celle-ci s'est faite autour de paramètres auquel nous n'avons pas accès. Nous avons étudié en fin de projet les capacités de l'association recuit laser avec implantation par immersion plasma.

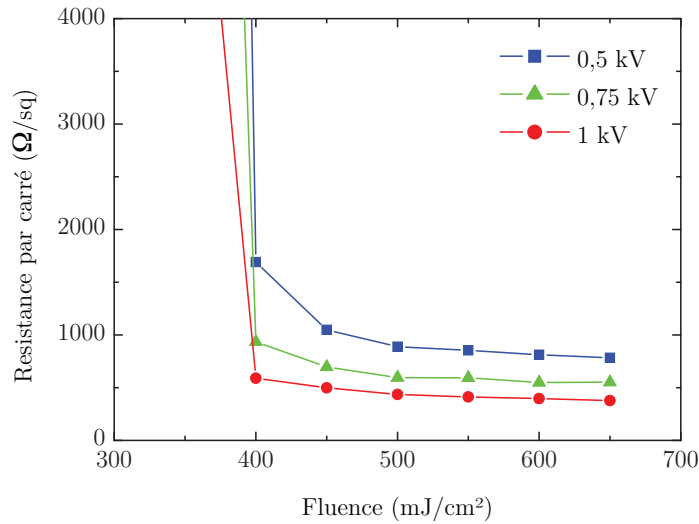


FIGURE 4.19 – Activation en fonction de la densité d'énergie laser pour différentes tensions d'accélération d'implantations et à dose constante ($6 \cdot 10^{15}$ B.cm $^{-2}$) : 0,5 kV, 0,75 kV et 1 kV

Différentes conditions d'implantation ont été utilisés. La figure 4.19 présente le niveau d'ac-

tivation en fonction de la densité d'énergie laser pour trois tensions d'implantation : 0,5 kV, 0,75 kV et 1 kV. Les trois courbes ont le même comportement. On observe une chute importante de la résistance par carré entre 350 et 400 mJ.cm^{-2} . Cette dernière ne varie que très faiblement par la suite. L'activation a lieu pour des densités d'énergie bien inférieures par rapport aux implantations précédentes. La réduction de l'apport énergétique n'est pas à négliger car elle va diminuer la profondeur de jonction si l'on considère un niveau d'activation constant. Comme nous l'avons vu au paragraphe précédent, la dose implantée va imposer la valeur de la résistance par carré à l'activation totale. La dose de saturation augmente lorsque la tension d'accélération augmente, ce qui explique le décalage entre les courbes sur la figure 4.19.

Plusieurs échantillons traités précédemment au laser ont été analysés par SIMS afin d'estimer la profondeur de jonction. La densité d'énergie impose la profondeur de jonction indépendamment des paramètres d'implantation, ce qui est confirmé par le fait que les courbes soient regroupées autour de 28 nm. L'excursion de l'échantillon 2 peut être due à un impact laser plus énergétique que les autres. Le tableau 4.7 récapitule les caractéristiques des différents échantillons. On remarque que l'échantillon 5 a une profondeur de jonction remarquablement faible de 23 nm, pour un niveau d'activation important autour de 590 Ω/sq .

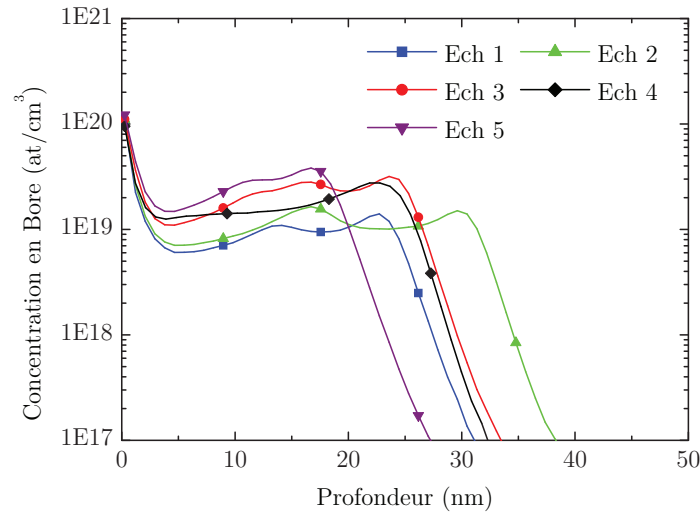


FIGURE 4.20 – Profils de concentration en dopants (SIMS) en fonction de la profondeur pour différentes densités d'énergie laser et différentes implantations : Ech 1 - 0,5 kV, $6.10^{15} \text{ B.cm}^{-2}$, 450 mJ.cm^{-2} ; Ech 2 - 0,75 kV, $6.10^{15} \text{ B.cm}^{-2}$, 450 mJ.cm^{-2} ; Ech 3 - 1 kV, $6.10^{15} \text{ B.cm}^{-2}$, 450 mJ.cm^{-2} ; Ech 4 - 1 kV, $2.10^{15} \text{ B.cm}^{-2}$, 450 mJ.cm^{-2} ; Ech 5 - 1 kV, $6.10^{15} \text{ B.cm}^{-2}$, 400 mJ.cm^{-2}

4.3.1.4 Mesures de courants de fuite sur diode

Dans les paragraphes 4.3.1.1 et 4.3.1.2 nous avons étudié l'activation ainsi que la diffusion des dopants. Nous devons maintenant nous intéresser à la qualité de la recristallisation. Pour

Implantation	Dose (B.cm ⁻²)	Accélération (kV)	Fluence laser (mJ.cm ⁻²)	Résistance par carré (Ω /sq)	Profondeur de jonction (nm)
Ech 1	6.10 ¹⁵	0,5	450	1050	27
Ech 2	6.10 ¹⁵	0,75	450	700	34
Ech 3	6.10 ¹⁵	1	450	500	29
Ech 4	2.10 ¹⁵	1	450	590	28
Ech 5	6.10 ¹⁵	1	400	590	23

TABLE 4.7 – Doses et tension d'implantation des échantillons recuits

cela nous allons observer les défauts présents dans la jonction au travers des courants de fuite.

Des plots d'aluminium ont été dessinés par photolithographie sur des échantillons implantés avec une tension de 1 kV et une dose de 6.10¹⁵ at.cm⁻² et recuit avec une densité d'énergie de 800 mJ.cm⁻², afin de réaliser des diodes. Les contacts de surface 0,5 mm², 1 mm² et 2 mm² ont été utilisés afin de sonder la jonction avec différentes résolutions spatiales.

La figure 4.21 nous montre la densité de courant de fuite en fonction du nombre d'impacts laser choisis lors du recuit, pour une tension de -10 V appliquée aux bornes de la diode. Les différentes tailles de diodes donnent le même comportement ce qui laisse penser que les défauts sont répartis de manière uniforme ou en amas de taille inférieure à 0,5 mm². On remarque que le courant de fuite est très important lors des premiers impacts laser et diminue lorsque le nombre de tirs augmente. On peut penser que les premiers impacts servent à activer le dopant mais laissent ou créent des défauts dans le substrat. Comme nous l'avons vu au paragraphe 4.2.3, les tirs suivants n'ont pas d'effets sur l'activation et augmentent la profondeur de jonction. Cependant, ils pourraient permettre de corriger les défauts.

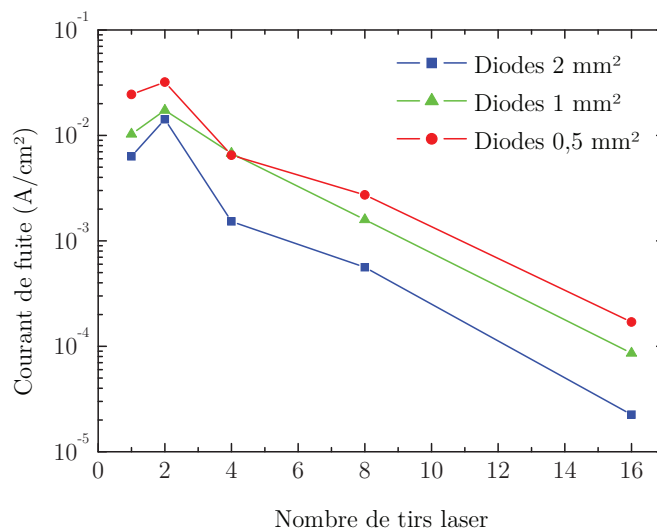


FIGURE 4.21 – Densité de courant de fuite en fonction du nombre de tirs laser pour différentes tailles de diodes.

4.3.2 Autres matériaux et autres dopants

Afin d'élargir le domaine d'application des jonctions recuites par laser, nous avons changé de dopant et de substrat. Nous avons alors recuit de l'arsenic implanté dans du silicium ainsi que de l'aluminium implanté dans du carbure de silicium.

4.3.2.1 Activation de l'arsenic dans du silicium

L'arsenic a été implanté dans des substrats de silicium de type P avec une tension d'accélération de 1 kV et une dose de 6.10^{15} at.cm⁻². Pour comparer, du silicium de type NHR a été implanté par du bore avec une tension d'accélération et une dose identique.

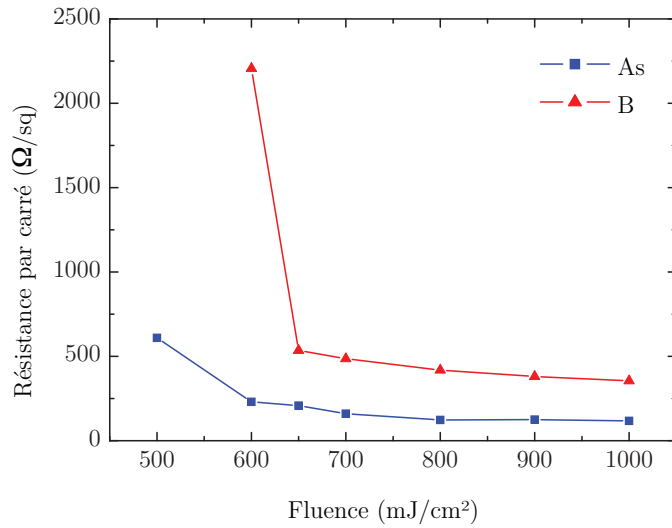


FIGURE 4.22 – Activation de l'arsenic dans le silicium en fonction de la densité d'énergie laser

Sur la figure 4.22 l'on peut voir le niveau d'activation du dopant en fonction de la densité d'énergie laser pour l'arsenic et le bore. Les comportements sont similaires. Les mesures de résistance par carré des substrats dopés avec de l'arsenic ne peuvent pas être indiquées dans le cas de faibles taux d'activation car la mesure quatre pointes n'est pas significative sur ces substrats qui présentent une très faible résistivité. On remarque que pour des fluences supérieures à 650 mJ.cm⁻² l'activation est totale. La résistance par carré vaut 120 Ω/sq dans le cas de l'arsenic et 350 Ω/sq dans le cas du bore. La mobilité peut expliquer en partie cette différence. En se référant à la courbe 4.7 on remarque que la concentration en dopant est uniforme dans la jonction et vaut environ 8.10^{19} at.cm⁻². On remarque sur la figure 1.5 que pour cette concentration la mobilité des porteurs vaut 50 cm².V⁻¹.s⁻¹ si le dopant est du bore et 65 cm².V⁻¹.s⁻¹ si le dopant est de l'arsenic. On considère, dans ce cas, que le profil de concentration en arsenic est identique à celui du bore pour une même densité d'énergie de recuit en estimant que le dopant n'as pas

d'effet sur les paramètres optiques ou thermiques du silicium. L'augmentation de 30 % de la mobilité ne suffit pas pour expliquer la diminution d'un facteur trois de la résistance par carré. Si l'on tient compte de la formule 4.4, on peut en déduire que la concentration d'arsenic actifs est plus importante que celle de bore. Ces résultats nous font supposer que la solubilité limite de l'arsenic dans le silicium est plus importante que celle du bore (voir 1.9).

4.3.2.2 Activation laser dans du SiC

Des échantillons de carbure de silicium de type 4H ont été implantés avec de l'aluminium par diffusion sur une profondeur de 400 nm.

Pour commencer cette étude nous avons choisi, à l'aide des simulations, une fluence de 670 mJ.cm^{-2} inférieure à la fluence de fusion du SiC. La figure 4.23 nous montre le niveau d'activation en fonction du nombre de tirs laser. En dessous d'une dizaine de tirs, l'activation est nulle. C'est à partir d'une vingtaine de tirs que la résistance par carré diminue pour atteindre 30 $\text{k}\Omega/\text{sq}$. L'activation est possible avec cette fluence mais le niveau d'activation reste trop faible.

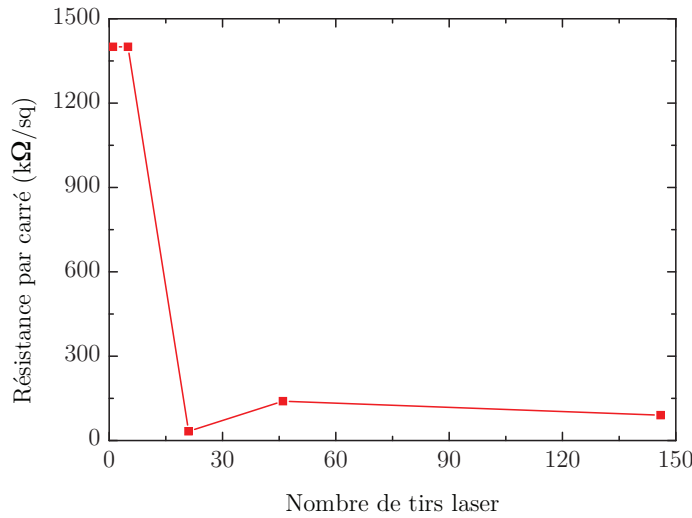


FIGURE 4.23 – Activation de l'aluminium dans le carbure de silicium en fonction du nombre de tirs laser à 670 mJ.cm^{-2}

Nous avons ensuite fixé le nombre de tirs à 4 (50 % de recouvrement dans chaque direction) et fait varier la densité d'énergie entre 700 et 1300 mJ.cm^{-2} . Sur la figure 4.24 est représentée l'évolution de l'activation en fonction de la densité d'énergie laser. Le comportement est habituel et la plus faible résistance par carré atteinte vaut environ 2 $\text{k}\Omega/\text{sq}$. Cependant, pour des fluences supérieures à 1 J.cm^{-2} , on observe une désactivation qui met en évidence une dégradation du substrat. L'échantillon recuit avec une densité d'énergie de 1,3 J.cm^{-2} a été analysé par Microscopie Electronique à Balayage (MEB) (figure 4.25). Des traces des impacts laser sont

nettement visibles : la périodicité est égale à la taille de l'impact laser divisée par 2 à cause du recouvrement. Il est probable que ces zones correspondent à une ablation du substrat ou à une variation de la concentration en silicium dans le substrat. Nous pouvons cependant en conclure que le laser ArF permet l'activation de dopants implantés dans le carbure de silicium.

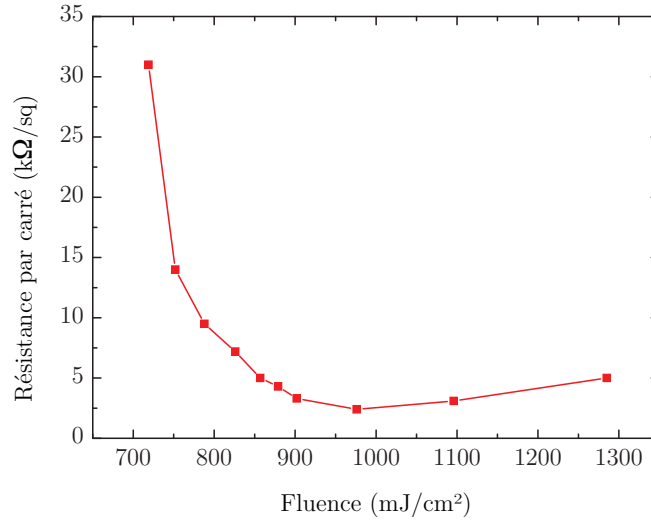


FIGURE 4.24 – Activation de l'aluminium dans le carbure de silicium en fonction de la densité d'énergie laser pour un recouvrement de 50 % dans chaque direction

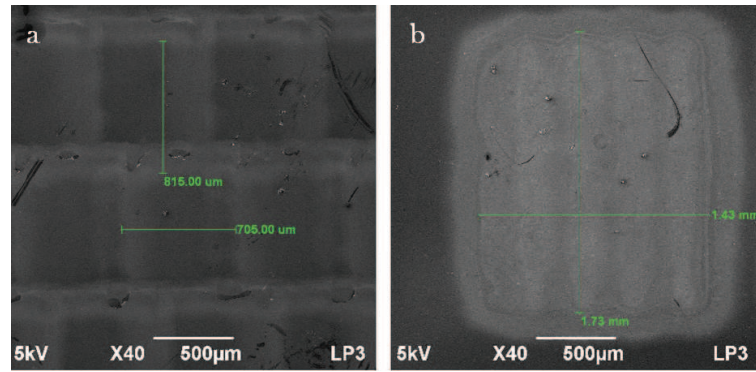


FIGURE 4.25 – Images MEB d'échantillons abîmés de SiC recuits à haute densité d'énergie ($> 1 \text{ J.cm}^{-2}$) : a) avec balayage 50 % dans chaque direction, b) un seul impact laser

4.3.2.3 Recuit en mode sub-melt

Le recuit sub-melt trouve son intérêt dans les applications pour lesquelles il est interdit d'atteindre le point de fusion du substrat. Dans le cas où des grilles de transistor sont présentes sur le substrat à traiter, le recuit sub-melt est nécessaire afin de préserver la qualité des grilles.

Les échantillons ont été implantés par immersion plasma de BF_3 sur des substrats de silicium de type NHR. La dose implantée à la tension d'accélération de 1 kV vaut $6.10^{15} \text{ at.cm}^{-2}$.

Caractérisation par réflectométrie

Avant de réaliser le traitement, nous devons nous assurer que le recuit va s'effectuer en dessous de la température de fusion du silicium. Pour cela, nous allons utiliser la mesure de réflectivité transitoire.

La figure 4.26 représente le signal de réflectivité mesuré avec du silicium pendant une impulsion laser, pour trois densités d'énergie différentes. Les deux signaux correspondant aux fluences de 450 et 500 mJ.cm^{-2} sont similaires tandis que pour la fluence de 600 mJ.cm^{-2} le comportement est différent. On remarque à 600 mJ.cm^{-2} qu'avant d'atteindre le maximum de réflectivité, la pente du profil change pour un signal de réflectivité de 0,45, elle diminue légèrement pendant un temps très bref, de l'ordre de quelques nanosecondes. Cette variation de la pente est dû au changement de phase du silicium. Lorsque l'on atteint la température de 1687 K à la surface, la transition de phase va demander un apport d'énergie. Ceci va avoir pour effet de ralentir la montée en température, et donc modifier de manière caractéristique le profil de réflexion du laser sonde : c'est l'enthalpie de fusion qui en est responsable. Ce profil particulier n'est observable que pour des densités d'énergie avoisinant la fusion. Lorsque l'apport d'énergie est trop important, cette transition est suffisamment brève pour passer inaperçue.

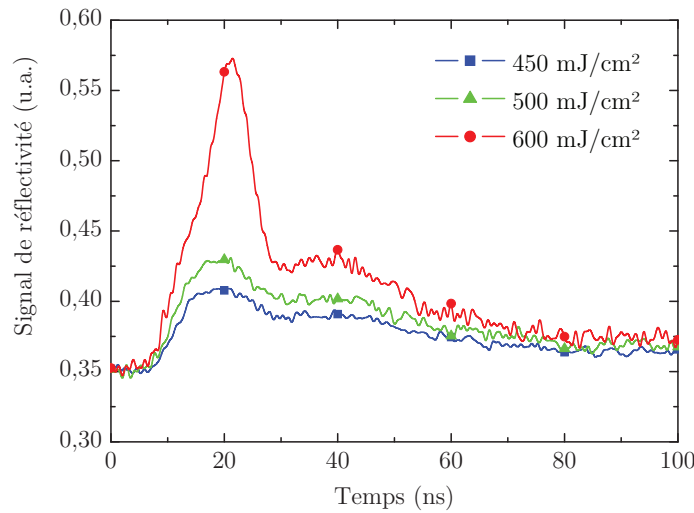


FIGURE 4.26 – Signal de réflectométrie avec et sans fusion pour 3 densités d'énergie laser

Cet outil nous assure d'être bien dans un mode de recuit en phase solide pour des densités d'énergie de 450 ou 500 mJ.cm^{-2} . Ces valeurs sont supérieures au seuil d'activation que l'on peut observer sur la figure 4.19 pour l'implantation à 1kV (400 mJ.cm^{-2}). Cependant, la densité d'énergie nécessaire pour fondre le silicium dépend du substrat et des paramètres d'implanta-

tion, ce qui peut expliquer un tel décalage. La figure 4.13 nous le montre bien avec un seuil d'activation à 600 mJ.cm^{-2} pour une même implantation à 1kV.

Activation de dopants

Lorsque l'on utilise un laser à excimères d'une durée aussi brève que 15 ns, l'apport énergétique par impulsion doit être extrêmement faible pour rester en mode sub-melt. Cette énergie va être insuffisante pour activer l'intégralité du dopant présent dans le substrat. Chaque impulsion ne va activer qu'une faible partie du dopant. C'est pour cette raison qu'il faut répéter l'opération un grand nombre de fois.

Sur la figure 4.27 nous pouvons voir l'activation en fonction du nombre de tirs laser, pour deux densités d'énergie différentes en dessous du seuil de fusion. On observe une évolution entre 100 et 500 tirs mais l'activation se stabilise ensuite autour de 1000 tirs pour atteindre $4 \text{ k}\Omega/\text{sq}$.

Le fait que la résistance par carré ne descende pas en dessous de $4 \text{ k}\Omega/\text{sq}$ nous confirme que ce type de laser n'est pas adapté au recuit sub-melt (voir le paragraphe 2.1.1.2).

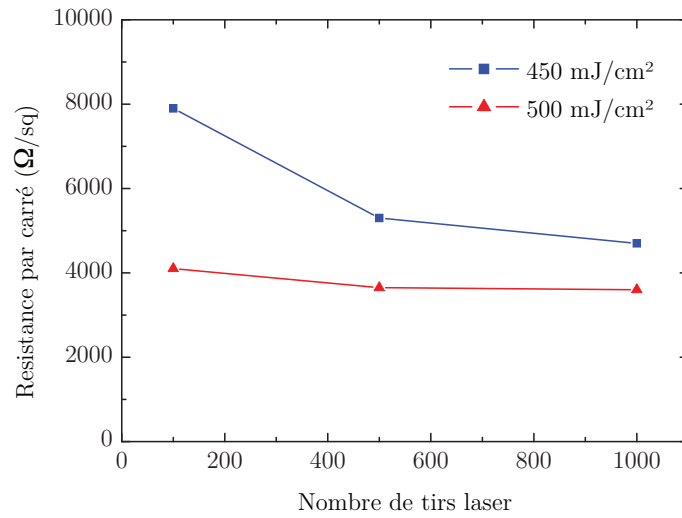


FIGURE 4.27 – Activation en fonction du nombre de tirs pour 2 densités d'énergie de recuit

4.4 Conclusion

L'étude du recuit laser nous a permis de bien comprendre les mécanismes présents lors de l'activation de dopants dans un substrat. Grâce à la simulation, il a été possible de comparer, dans une première approximation, le seuil et la durée de fusion du silicium ainsi que la dynamique de recristallisation, pour différents lasers. Ce programme nous a aussi permis de déterminer le seuil de fusion du carbure de silicium irradié par le laser ArF.

En plus de l'application du recuit laser aux matériaux à fort gap, la comparaison expérimentale de trois lasers nous a poussé à choisir le laser ArF pour la suite de notre étude. L'utilisation de ce laser nous a permis de déterminer les paramètres idéaux en terme de dose et tension d'implantation ainsi que de densité d'énergie laser, pour réaliser des jonctions ultra minces avec un important taux d'activation. Nous remarquons cependant que, malgré les bonnes propriétés en terme d'activation, de profondeur de jonction et de profil abrupt, des courants de fuites importants mesurés sur des diodes montrent la présence de défauts dans la zone de charge d'espace de la jonction. Le prochain chapitre est destiné à la mise en évidence de ces défauts pour trouver leur origine, les identifier et trouver une solution pour les éliminer.

En utilisant d'autres dopants et d'autres substrats, nous avons réalisé des jonctions ultra minces P^+/N et N^+/P dans du silicium, ainsi que des jonctions dans du carbure de silicium. Le laser ArF ne nous permet d'activer l'aluminium implanté dans du SiC seulement en régime avec fusion, ce qui visiblement détériore les propriétés stoechiométriques du substrat [103]. Pour terminer, des recuits dans un régime sans fusion du silicium nous permettent de conclure que ce type de laser n'est pas approprié, comme nous avons pu le lire dans la littérature [67].

Pour terminer ce chapitre nous pouvons donner les paramètres optimums, d'implantation et de recuit, pour la réalisation de jonctions ultra-minces :

- La dose doit être la plus importante possible afin d'avoir une faible résistance par carré. Cependant, le seuil de saturation de dose augmente avec la tension d'accélération. Cette dernière doit malgré tout être suffisamment faible afin de ne pas engendrer de défauts au delà de la zone recuite par le laser. Le choix d'une implantation à 1 kV avec une saturation de dose de $6.10^{15} \text{ B.cm}^{-2}$ semble donner le meilleur compromis.
- La densité d'énergie imposant la profondeur de jonction, elle doit être la plus proche possible du seuil de fusion. Cependant, afin de guérir les défauts d'implantation, il est nécessaire de fondre une profondeur supérieure à la profondeur caractéristique d'implantation qui se trouve être de 16 nm à $10^{18} \text{ B.cm}^{-3}$ dans le cas d'une implantation à 1kV. Une densité d'énergie de 400 mJ.cm^{-2} paraît donner les meilleurs paramètres. Un tir unique suffit à activer les atomes dopants et corriger les défauts, mais par soucis d'homogénéité du traitement, nous considérons qu'il est nécessaire d'effectuer un recouvrement de 50 % dans chaque direction, ce qui nous amène à 4 tirs par unité de surface.

L'utilisation de ces paramètres nous a permis d'obtenir une résistance par carré de $590 \text{ } \Omega/\text{sq}$ correspondant à une profondeur de jonction de 23 nm à $10^{18} \text{ B.cm}^{-3}$ et un profil de concentration en dopants très abrupte : inférieur à 3 nm/dec.

Chapitre 5

Homogénéité du recuit laser

Sommaire

5.1	Homogénéité de l'activation	103
5.2	Validation de la technique LBIC pour observer des défauts de re-cristallisation	104
5.2.1	Première observation d'une zone recuite	105
5.2.2	Choix de la source d'analyse	106
5.2.3	Optimisation de l'énergie de mesure	109
5.2.4	Conclusion	111
5.3	Génération des défauts	111
5.3.1	Effet du bord de faisceau	111
5.3.2	Rôle de la densité d'énergie	114
5.4	Correction des défauts par recuit laser	115
5.5	Etude de la jonction par Microscopie Électronique à Transmission (TEM)	117
5.5.1	Cristallographie de la jonction	117
5.5.2	Observation des défauts	117
5.6	Conclusion	119

Nous venons de voir dans le chapitre 4 l'influence des différents paramètres laser comme la mise en forme de faisceau, la longueur d'onde couplée avec la durée d'impulsion ou le recouvrement. Dans la suite, l'étude des paramètres d'implantation ou de densité d'énergie nous a permis de montrer les possibilités qu'offrent le recuit laser pour la réalisation de jonctions ultra-minces P^+/N et N^+/P dans du silicium.

Cependant, les importants courants de fuite mesurés laissent supposer la présence d'une forte concentration de défauts dans la jonction. Ce chapitre est destiné à observer les sites préférentiels dans lesquels les défauts pourraient se localiser. Le traitement laser que l'on réalise utilise un mode de balayage qui risque de générer des inhomogénéités localisées aux bords du faisceau. Pour étudier cela, nous allons utiliser deux méthodes de cartographie de la surface. La première est une mesure optique sans contact (mesure JPV) qui va nous permettre de mesurer localement le niveau d'activation du dopant dans le silicium. La seconde cartographie est une caractérisation LBIC (Light Beam Induced Current) qui va mesurer le photo-courant généré sous illumination.

Dans ce chapitre, l'intégralité des échantillons a été traitée avec le laser ArF.

5.1 Homogénéité de l'activation

Les défauts présents dans nos jonctions peuvent être de différentes natures. Parmi celles-ci, les clusters de bore que nous avons présentés au chapitre 1 pourraient se former sur les bords des impacts laser, ce qui aurait pour conséquence directe de diminuer le niveau de dopants actifs et donc d'augmenter localement la résistance par carré. Les mesures optiques sans contact réalisées par l'appareil SEMILAB vont nous permettre d'étudier ce phénomène et nous informer sur la nature possible des défauts.

Effet du RTA sur l'homogénéité de la résistance par carré

Dans le cas où une partie du bore implanté se trouve toujours en sites interstitiels, après le recuit, un recuit classique aurait pour effet de diminuer la résistance par carré de manière significative. Pour observer cet effet, un échantillon recuit au laser avec une densité d'énergie de 1 J.cm^{-2} et quatre impacts par unité de surface a été chauffé à 600°C pendant 30 s. La taille de cet échantillon ($\frac{1}{2}$ wafer 4 pouces) a été choisie en fonction des effets de bords qui vont être présents lors de la mesure JPV. Nous avons comparé cet échantillon avec un substrat de référence, recuit par laser dans les mêmes conditions, mais n'ayant pas subi de recuit RTA. Les mesures ont été réalisées avec une résolution spatiale allant jusqu'à $62,5 \mu\text{m}$.

Sur la figure 5.1 nous pouvons voir des cartographies de la résistance par carré réalisées sur deux échantillons ; laser seul et laser + RTA. Aux effets de bord près, la mesure est homogène

pour les deux substrats analysés. Sur les deux zooms, dont les dimensions sont bien supérieures aux dimensions du spot laser, nous remarquons que les variations de la résistance par carrée sont inférieures à 2 %, ce qui montre que l'activation est très homogène.

Concernant le recuit RTA, celui-ci a un effet bénéfique mais très faible. Cela n'est pas étonnant car nous avons vu sur la figure 4.18 que la dose implantée est activée par le laser en très grande partie, ce qui sous-entend une très faible concentration de BICs.

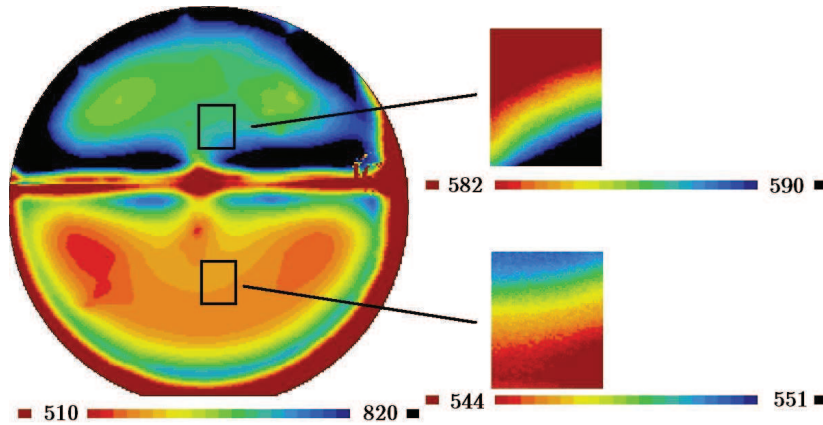


FIGURE 5.1 – Mesure JPV réalisées sur deux échantillons : en haut, un échantillon recuit au laser (1 J.cm^{-2} - 4 tirs/surf) - en bas, un échantillon ayant subi un RTA (600°C - 30 s) après recuit laser. La résolution de la mesure est de $500 \mu\text{m}$ sur la cartographie générale et de $62,5 \mu\text{m}$ sur les zooms

5.2 Validation de la technique LBIC pour observer des défauts de recristallisation

Nous venons de voir que l'activation est uniforme sur toute la surface traitée. Nous allons à présent chercher les défauts de recristallisation qui pourraient générer des courants de fuite.

La technique de mesure du photo-courant (mesure LBIC) a été développée dans le but d'observer les joints de grain pour le domaine du photovoltaïque [127–130]. Celle-ci permet d'identifier les zones où la concentration en défauts est plus importante. En effet, les défauts présents dans la jonction, ou à proximité, sont des centres de recombinaison pour les porteurs. Une augmentation de la concentration en défauts va induire une diminution du photo-courant. Les traces laissées par les défauts vont nous permettre d'étudier un éventuel effet sur les bords des impacts laser.

Avant d'étudier la localisation des défauts, nous avons besoin de valider la technique afin de nous assurer que le LBIC nous permette bien d'observer des défauts. En effet, nous ne pouvons prévoir ni la taille, ni la concentration des défauts dans notre jonction. Nous allons commencer par chercher la source lumineuse la plus adaptée à notre analyse. Nous disposons sur notre

montage de trois sources :

- une lampe blanche avec deux filtres : un dans le violet ($400 \text{ nm} \pm 40 \text{ nm}$) et un dans l'infrarouge ($800 \text{ nm} \pm 40 \text{ nm}$)
- un laser continu HeNe émettant à 633 nm
- un laser impulsionnel ArF émettant à 193 nm avec une durée d'impulsion de 15 ns

Pour valider la méthode, le recuit a été réalisé grâce au montage utilisant l'optique diffractive. Les échantillons utilisés ont été implantés par immersion plasma de BF_3 avec une tension d'accélération de 1 kV et une dose de $6.10^{15} \text{ at.cm}^{-2}$. Pour améliorer le contact ohmique la face arrière a été dopée au préalable.

5.2.1 Première observation d'une zone recuite

Pour commencer, nous avons réalisé un recuit laser local sans recouvrement afin d'observer la zone activée par un impact. Pour cela, un échantillon a été recuit par quatre tirs laser avec une densité d'énergie de 700 mJ.cm^{-2} . Après avoir déposé un contact, nous avons réalisé des mesures LBIC avec comme source le laser HeNe. Celui-ci nous permet de sonder la surface avec une résolution de $20 \mu\text{m}$.

La figure 5.2 compare le profil énergétique du faisceau laser mesuré avec une caméra CCD avec le profil de la réponse en photo-courant, de la zone de l'échantillon irradié, obtenue par mesure LBIC. Alors que les bords du faisceau laser ne sont pas abrupts, ceux de la zone activée le sont fortement. Ce phénomène est plus visible sur la figure 5.3, qui est obtenue par une coupe verticale de chacun des profils. Cela montre bien que la région recuite est limitée par la fusion du silicium. Les dopants se sont déplacés en site substitutionnels seulement si le silicium a fondu. Ce résultat confirme que, à cause de la faible durée d'impulsion, les bords de la zone irradiée qui restent à des températures inférieures au seuil de fusion présentent une très faible activation qui n'est pas mesurable par LBIC. On peut noter que la mesure de photo-courant obtenue est relativement homogène à l'intérieur de la zone fondue.

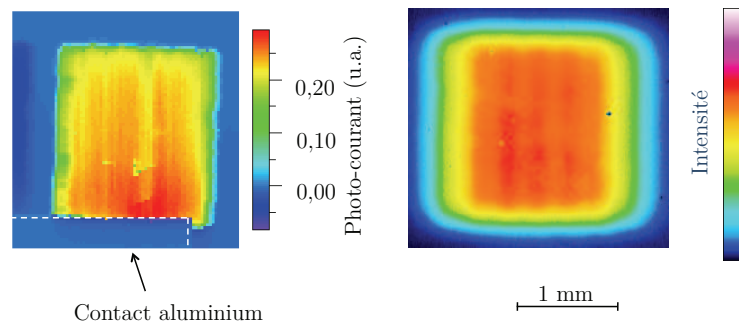


FIGURE 5.2 – A gauche : Cartographie LBIC mesurée sur la zone recuite par un impact laser - A droite : Mesure de la répartition spatiale de l'énergie du faisceau laser par caméra CCD

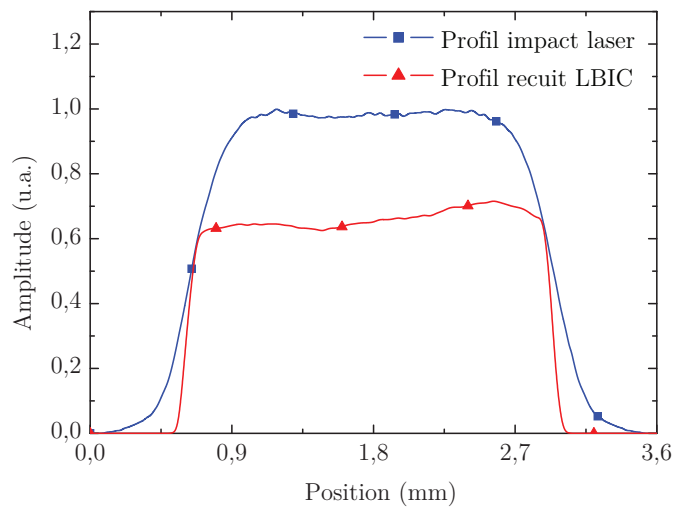


FIGURE 5.3 – Comparaison du profil de faisceau obtenue par caméra CCD avec le profil de la zone recuite obtenue par LBIC

5.2.2 Choix de la source d'analyse

Afin d'étudier les défauts générés aux bords des impacts du faisceau, nous avons réalisé des recuits à 700 mJ.cm^{-2} selon une configuration particulière. La figure 5.4 schématise la procédure de réalisation des échantillons qui est la suivante :

1. Gravure de repères par ablation laser pour localiser les régions recuites qui ne sont pas visuellement distinguables des régions non recuites
2. Recuit par 5 impacts laser d'une zone centrée et alignée sur les repères. Chaque impact est décalé latéralement d'une distance de 0,35 mm par rapport au précédent, soit un recouvrement de 75 %
3. Dépôt de 500 nm d'aluminium (par évaporation) en contact avec la zone activée, ainsi qu'en face arrière, permettant de collecter les charges
4. Analyse par LBIC de l'échantillon sur une trajectoire parallèle au contact (afin de limiter les éventuelles pertes de photo-porteurs causées par la distance entre génération et collection)

Tous les échantillons qui seront présentés par la suite ont été réalisés suivant ce format.

Afin de pouvoir comparer les sources, les mesures de photo-courant ont été réalisées à différentes longueurs d'onde. La résolution obtenue est de $20 \mu\text{m}$. Comme les signaux que nous devons détecter sont très faibles, nous avons réalisé des mesures sur plusieurs lignes pour en faire une moyenne.

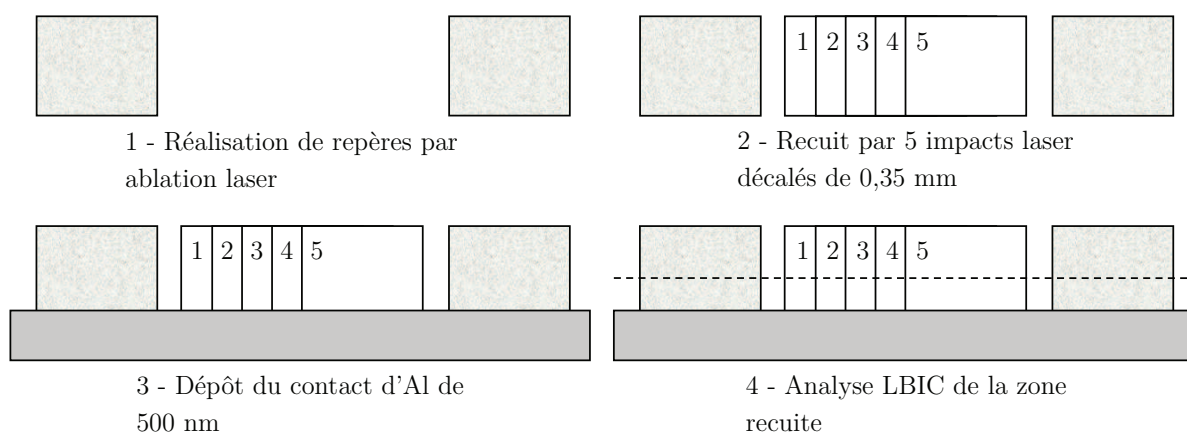


FIGURE 5.4 – Schéma de réalisation des échantillons (vue de dessus)

Sur la figure 5.5 nous pouvons observer la mesure relative du photo-courant collecté, en fonction de la position sur la région recuite, pour les différentes sources d'éclairement. Celles émettant à 633 et 800 nm donnent des profils relativement plats et homogènes, caractéristique d'une réponse uniforme de la jonction créée. Cependant, les profils obtenus suite à une excitation à des longueurs d'onde inférieures montrent de fortes variations. A 400 nm, les bords de la zone recuite sont marqués par une forte augmentation du photo-courant, sûrement due à un effet de bord que nous ne sommes pas arrivés clairement à interpréter, mais il n'y a pas de variations significatives à l'intérieur de la zone analysée. Si l'on regarde le signal acquis sous une illumination de 193 nm, nous remarquons quatre pics de diminution du signal. Ces pics sont d'amplitude et de largeur semblables, mais surtout espacés d'une distance fixe de 0,35 mm, qui est exactement le décalage que l'on a imposé entre chaque impact de recuit. Cette courbe montre que l'utilisation d'un laser ArF comme source LBIC nous permet d'observer les défauts générés sur les bords des impacts. L'augmentation du signal entre 2,5 et 3,5 mm sur la courbe réalisée avec ce laser est probablement due à un rapprochement du contact. En effet, si la mesure n'est pas réalisée de manière strictement parallèle au contact, la proportion de photo-porteurs collectés peut varier. Celle-ci va donc augmenter si la distance entre génération et collection diminue car la probabilité de recombinaison diminue.

Le fait de pouvoir observer les défauts seulement à 193 nm s'explique par la profondeur de pénétration de l'onde dans le silicium. Le tableau 5.1 résume les paramètres optiques du silicium pour les longueurs d'onde correspondant à nos sources. Les profondeurs de pénétration à 633 nm et 800 nm sont nettement supérieures à la profondeur de la jonction que l'on analyse. Les paires électron/trou sont générées principalement au-delà de la jonction, dans une région non recuite et donc sans défauts. A 400 nm, la profondeur d'absorption est deux fois plus importante que la profondeur de jonction. La proportion de photo-porteurs générés au delà de la jonction est trop

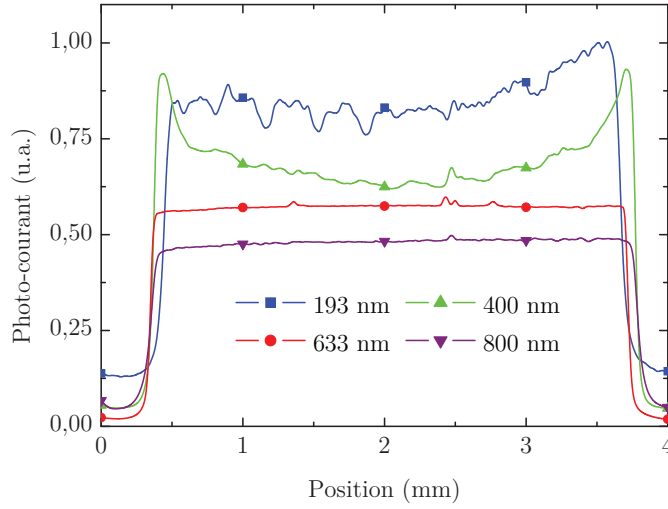


FIGURE 5.5 – Photo-courant mesuré en fonction de la position sur la région recuite pour différentes sources d'illumination

importante. Ces porteurs ne vont pas rencontrer de défauts et vont, comme les sources à 633 et 800 nm, contribuer à noyer le signal de recombinaison dû aux défauts. Enfin, lorsque l'on irradie la surface avec un rayonnement UV comme celui du laser ArF, l'absorption des photons se fait sur moins de 10 nm. La génération des photo-porteurs va se faire exclusivement à l'intérieur de la jonction. Le pourcentage de porteurs qui va se recombiner est donc bien supérieur. Cela va affecter le signal de manière significative.

λ (nm)	E_γ (eV)	α^{-1} (nm)	R (%)
193	6,44	5,6	68,8
400	3,11	82	48,6
633	1,96	2290	35,1
800	1,55	7960	33,1

TABLE 5.1 – Propriétés optiques du silicium pour les sources d'analyses [87]

Nous pouvons facilement comparer, pour les longueurs d'onde de 193 et 400 nm, la proportion théorique de photons absorbés à l'intérieur de la jonction (et donc approximativement la proportion de photo-porteurs générés). L'intensité lumineuse en fonction de la profondeur est donnée par la loi de Beer-Lambert :

$$I(z) = I_0(1 - R)e^{-\alpha z} \quad (5.1)$$

Si l'on calcule la proportion de photons absorbés à l'intérieur de la jonction nous obtenons :

$$\varphi = \frac{I(0) - I(X_j)}{I(0)} = 1 - e^{-\alpha X_j} \quad (5.2)$$

Dans ce cas précis, l'épaisseur de jonction vaut 30 nm. La proportion de porteurs générés est de 30 % à 400 nm et 99 % à 193 nm, ce qui explique que les défauts ne sont visibles qu'avec le laser ArF.

5.2.3 Optimisation de l'énergie de mesure

Pour optimiser la détection de défauts avec le laser ArF, nous avons fait varier la densité d'énergie d'analyse entre 50 mJ.cm^{-2} et 100 mJ.cm^{-2} . La figure 5.6 met en évidence que l'énergie d'analyse n'affecte pas l'amplitude des défauts. Cependant, si la quantité de photons absorbés est doublée, la réponse de la jonction n'est pas deux fois plus importante. On observe un effet de saturation de la capacité de conversion de la photo-diode. La faible durée d'impulsion nous oblige à avoir un flux de photon suffisamment important pour être détecté, ce qui peut expliquer ce phénomène de saturation.

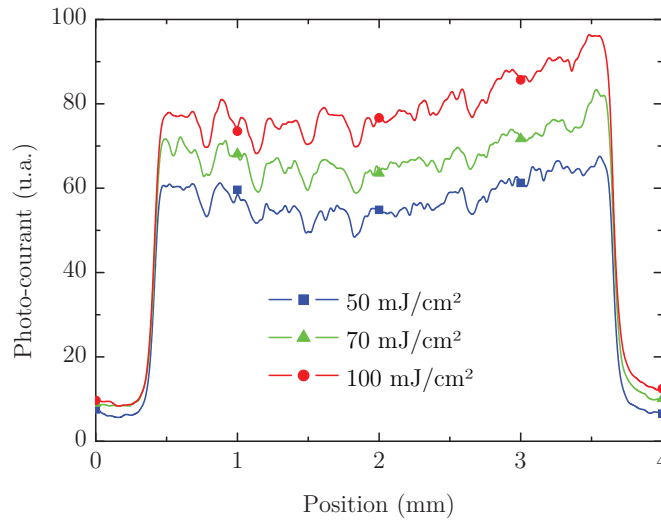


FIGURE 5.6 – Photo-courant mesuré en fonction de la position sur la région recuite pour différentes densités d'énergie du laser ArF

La figure 5.7 représente la variation relative du signal - présenté en figure 5.6 - représentatif de la présence de défauts (pics négatifs) dans la jonction, pour différents pics et différentes densités d'énergie. La mesure est définie par le rapport entre le minimum d'un pic avec la moyenne locale calculée sans prendre en compte le pic. Cette courbe permet de conclure que la densité d'énergie ne modifie pas la capacité à détecter les défauts.

100 mJ.cm^{-2} est une densité d'énergie relativement importante par rapport à celles utilisées

lors du recuit (700 mJ.cm^{-2}). Nous avons donc vérifié que cette mesure ne modifiait pas les propriétés du substrat. Plusieurs analyses réalisées sur une même région ont donné des résultats identiques, ce qui nous permet de conclure que le substrat n'a pas changé.

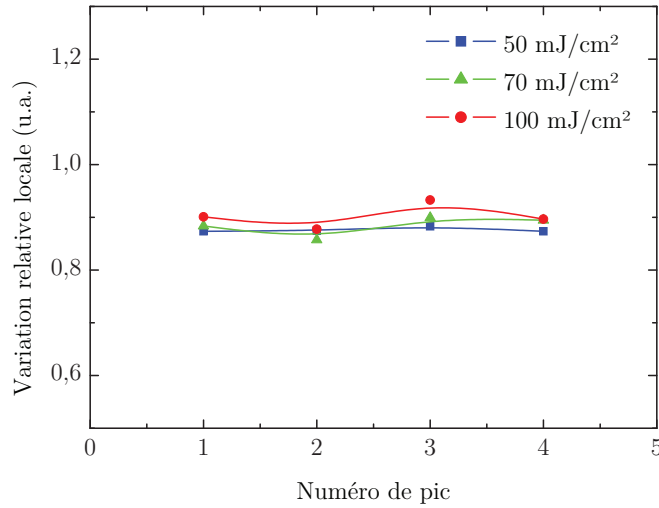


FIGURE 5.7 – Variation des pics de défauts relative à la moyenne locale pour les différents pics et différentes densités d'énergie

Cartographie d'un balayage

Afin d'observer une image complète de la zone recuite nous l'avons cartographiée et représentée sur la figure 5.8. Celle-ci valide le fait que le LBIC utilisant un laser ArF comme source permet d'observer les traces des différentes irradiations laser. On peut supposer que les défauts sont générés sur les deux bords de faisceau. Cependant, nous observons seulement des traces derrière le passage du faisceau ; on peut donc conclure que le dernier impact permet de guérir tous les défauts générés par les irradiations précédentes se situant dans cette dernière zone recuit.

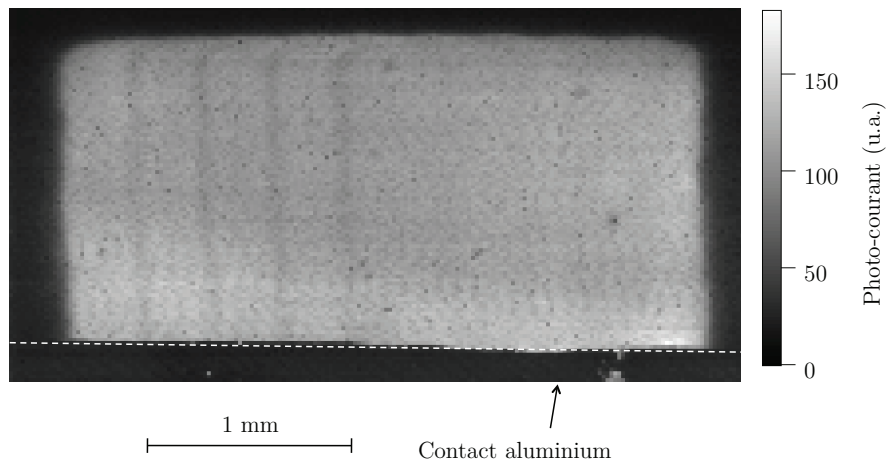


FIGURE 5.8 – Cartographie du photo-courant sur une région recuite

5.2.4 Conclusion

La mise en place du LBIC nous a permis d'étudier la géométrie de la zone recuite en fonction du profil spatial de notre impact laser. Nous savons donc que l'activation du dopant ne se fait que lorsque le silicium a été fondue par le laser. Grâce aux différentes sources lumineuses, l'observation des défauts a été possible. La présence de défauts uniquement dans la jonction se traduit par le fait que seule une longueur d'onde fortement absorbée, dans les 10 premiers nanomètres comme 193 nm, révèle des variations particulières dans la mesure du photo-courant. La cartographie réalisée à 193 nm confirme le fait que les défauts sont situés sur les bords de l'impact du faisceau laser. Enfin, nous avons mis en évidence que la fusion d'un substrat par une irradiation laser permet de guérir les défauts de bords de faisceau générés dans cette zone par les tirs laser précédents.

5.3 Génération des défauts

Le bord d'impact laser est une région où l'énergie déposée varie brutalement de 0 à 100 %. Cela va induire localement de fortes inhomogénéités de température et donc un gradient thermique très important : variation supérieure à 1400 °C sur une distance de quelques centaines de nanomètres. Ces phénomènes peuvent être la cause de la génération des défauts dans le matériau.

Nous venons d'optimiser et de valider la mesure LBIC pour l'observation des défauts générés lors du recuit. Celle-ci va nous permettre à présent d'étudier le rôle que peut avoir le bord de faisceau dans la génération de ces défauts.

5.3.1 Effet du bord de faisceau

Afin de mener cette étude, nous avons mis en formes différents faisceaux avec différents profils. Pour cela, le montage en image de masque s'est avéré être un bon outil car en s'éloignant du plan image, nous avons pu faire varier le gradient énergétique. De plus, en positionnant le masque de manière non symétrique par rapport au profil énergétique du faisceau (masque pas centré sur le profil gaussien du laser), nous avons pu obtenir 2 profils différents de bord de faisceau sur un même impact.

La figure 5.9 présente deux profils de faisceau, et donc quatre bords de faisceau différents. Comme l'impact laser corrige les défauts générés par le bord précédant le déplacement, nous allons réaliser des échantillons en changeant la directions du balayage : un balayage de gauche à droite va nous permettre d'étudier le bord gauche du faisceau et réciproquement.

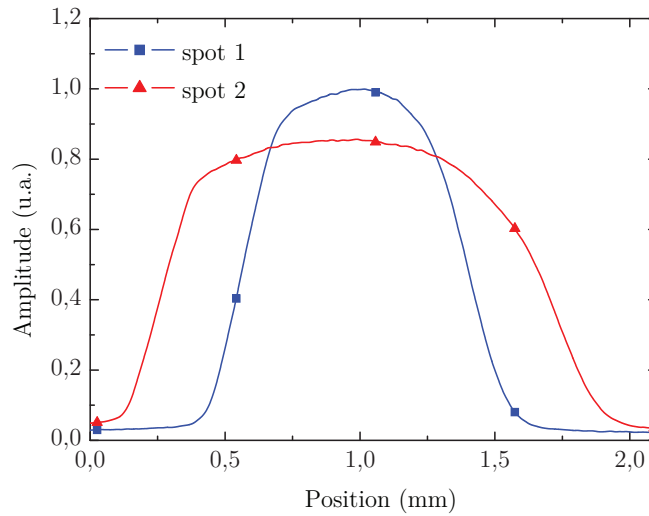


FIGURE 5.9 – Profils spatial des 2 mises en forme de faisceau

Le recuit caractérisé par la figure 5.10.a a été réalisé vers la droite pour chaque mise en forme de faisceau, afin d'étudier le bord gauche. Seules quelques faibles variations sont présentes sur cette figure, que ce soit pour le faisceau 1 ou 2. Cela signifie que les défauts sont suffisamment petits pour se trouver à la limite de détection de notre analyse. Des variations plus importantes sont visibles sur la droite de l'analyse, correspondant au bord droit du faisceau. Il est possible que la concentration ou la taille des défauts soit assez importante pour que ces derniers ne puissent pas être guéri par les tirs suivants. Cependant, sur la figure 5.10.b où l'on observe l'effet du bord droit, des pics de diminution du photo-courant - d'une amplitude et d'une taille importante - traduisent la présence de défauts importants dans le silicium. On peut en conclure que le profil du bord de faisceau peut être relié à la génération de défauts de différentes tailles et/ou densité en fonction de sa forme. Le tableau 5.2 met en évidence que la valeur du gradient énergétique, déduit de la pente du profil de faisceau à l'interface liquide-solide, n'est pas le principal acteur de ce phénomène. Pour prendre en compte la forme du profil du faisceau, nous avons comparé pour chacun des profils, la proportion d'énergie (S_g et S_d) se trouvant dans les bords de faisceau, parties « asymétriques » de ce dernier. La figure 5.11 détaille les zones du faisceau considérées pour cette mesure. Cette estimation, qui tient compte du gradient énergétique ainsi que de la forme du profil, est propre à chacun des spots et ne peut être comparé entre différents faisceaux. Le tableau 5.2 montre qu'une proportion d'énergie plus importante induit des défauts. On peut donc attribuer le phénomène de génération des défauts à un faible gradient associé à une forme non rectiligne du profil du bord de faisceau.

En comparant la taille de la zone activée avec la valeur du déplacement imposé entre deux

impacts laser lors du recuit, on peut en déduire que les pics de défauts sont localisés à l'intérieur de la zone fondue. Cela exclut toute hypothèse de migration des défauts en phase solide.

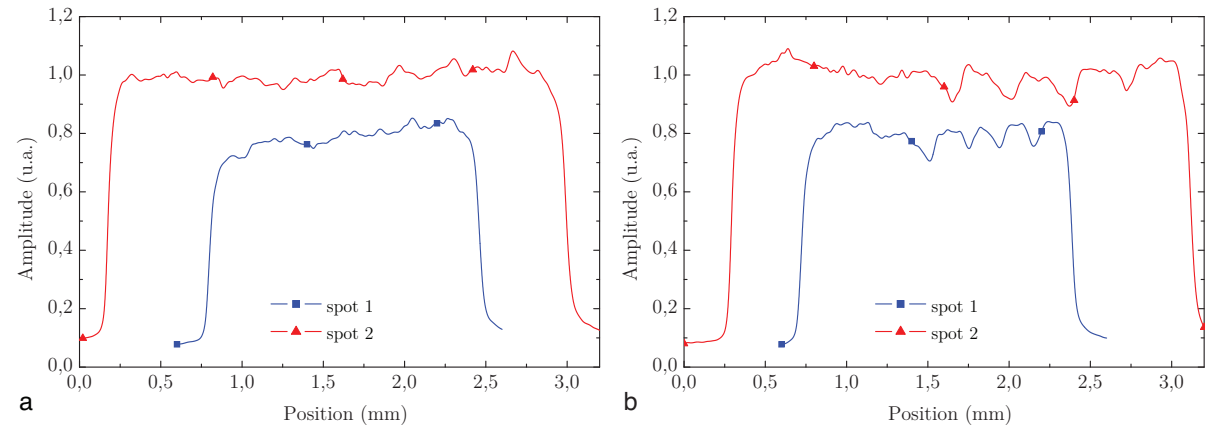


FIGURE 5.10 – Photo-courant mesuré en fonction de la position sur la région recuite pour les 2 formes de faisceau : a) profil gauche du faisceau - b) profil droit du faisceau

Faisceau	Gradient	S	Défauts
1 gauche	1	19 %	non
1 droit	0,78	24 %	oui
2 gauche	0,71	11 %	non
2 droit	0,5	20 %	oui

TABLE 5.2 – Gradients énergétiques relatifs et proportion d'énergie (S) située au bord de faisceau des 4 profils de faisceau utilisés

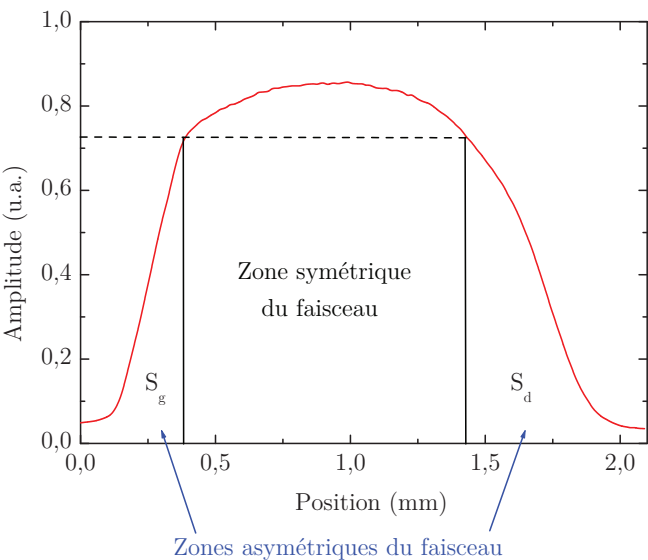


FIGURE 5.11 – Schéma de calcul de la proportion d'énergie située au bord de faisceau

5.3.2 Rôle de la densité d'énergie

La densité d'énergie de recuit peut être aussi un acteur dans la génération des défauts. Nous avons comparé les profils LBIC de différents impacts laser réalisés à différentes densités d'énergie. La procédure de réalisation des échantillons n'a pas changé.

Des échantillons recuits à 450, 500, 600 et 650 mJ.cm^{-2} ont été analysés. Les résultats sont présentés sur la figure 5.12. Les courbes ont été décalées de 10 unités afin d'être plus visibles. On remarque dans un premier temps la variation du signal entre les échantillons : la réponse en photo-courant diminue lorsque la densité d'énergie augmente. Cette dernière régit la diffusion des dopants, une élévation de la densité d'énergie va augmenter la profondeur de jonction. Les porteurs générés en surface vont parcourir une distance plus grande ce qui va accroître la probabilité de recombinaison.

Les bords du profil à 450 mJ.cm^{-2} sont particuliers : on remarque un changement de la pente. A cette densité d'énergie nous nous trouvons à la limite de fusion du silicium. La variation la plus forte du photo-courant indique les limites de la zone fondue. A ce niveau le taux d'activation est faible. Il vient ensuite une zone de transition où la profondeur de jonction augmente en même temps que le taux d'activation. A cette énergie, la variation des bords de faisceau est suffisamment faible pour être visible sur le profil LBIC. En augmentant la densité d'énergie, le profil du bord de faisceau devient plus raide et cette transition devient trop brève pour être visible.

Sur le profil LBIC du recuit à 450 mJ.cm^{-2} , tous les défauts attendus ne sont pas détectés. En se situant proche de la densité d'énergie de fusion, il se peut que des impacts se trouvent en dessous du seuil de fusion du silicium à cause des fluctuations du laser. Or, comme nous l'avons vu au paragraphe 5.3.1, les défauts se forment seulement en phase liquide. Seul le profil à 500 mJ.cm^{-2} ne semble pas présenter de défauts. Il est fort probable que ceux-ci soient présents mais que leur densité soit trop faible pour être détectés avec notre dispositif LBIC. Cependant, cette densité d'énergie présente des propriétés intéressantes pour la diminution des défauts.

Pour les densités d'énergies plus élevées nous retrouvons les défauts de bords d'impact. Les profils en énergie des spots laser que nous utilisons n'ayant pas des bords rectilignes, la modification de la densité d'énergie impose un changement du profil du faisceau. Il n'est donc pas possible de décorréler de manière rigoureuse l'effet de la densité d'énergie de celui du bord de faisceau. Il semble donc qu'il soit possible de trouver une gamme de fluence de recuit, relativement étroite, permettant d'obtenir une activation uniforme tout en réduisant fortement la génération de défauts sur les bords des impacts laser.

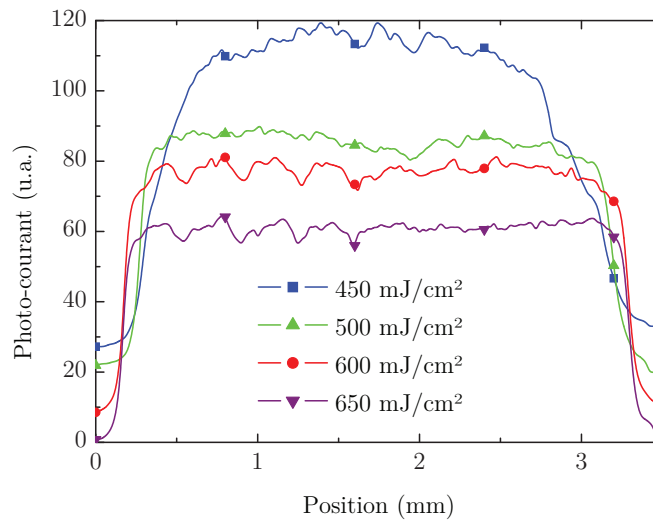


FIGURE 5.12 – Photo-courant mesuré en fonction de la position sur la région recuite pour différentes densités d'énergie de recuit

5.4 Correction des défauts par recuit laser

Afin de limiter les inhomogénéités nous avons recuit les défauts par un impact laser à faible densité d'énergie. La procédure de réalisation des échantillons est identique à la précédente. Cependant, le recuit se fait en deux étapes :

- Dans un premier temps, 5 impacts décalés de 0,35 mm permettent de générer les défauts. La densité d'énergie choisie est fixée à 700 mJ.cm^{-2} .
- Un impact supplémentaire à faible densité d'énergie est appliqué dans la zone présentant les défauts.

La figure 5.13 détaille le format des échantillons. Trois densités d'énergie ont été choisies pour cette expérience : 400, 450 et 500 mJ.cm^{-2} . Ces dernières sont situées autour du seuil de fusion.

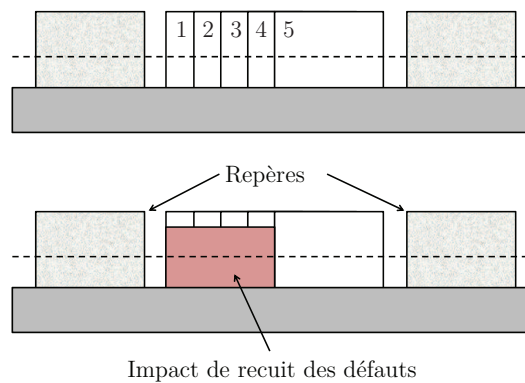


FIGURE 5.13 – Schéma de réalisation des échantillons

Sur la figure 5.14 sont superposés (décalés de 10 unités les uns par rapport aux autres afin d'être plus visibles) les quatre courbes de photo-courant obtenues en analysant les échantillons réalisés avec différentes conditions de recuit secondaire et un échantillon de référence. On remarque qu'une densité d'énergie de 400 mJ.cm^{-2} a un effet négligeable : on se trouve en dessous du seuil de fusion. A 450 mJ.cm^{-2} il y a une diminution de l'amplitude des défauts accompagnée d'une diminution du signal. Des variations sont toujours présentes ce qui montre que les défauts n'ont pas été intégralement corrigés. Pour finir, la totalité des défauts a disparu pour une densité d'énergie de 500 mJ.cm^{-2} . Le profil est parfaitement plat et homogène (au bruit près) mais on remarque encore une importante perte de signal. Ceci peut être dû à une diffusion des dopants dans la phase solide située au-delà de la zone fondue. Une augmentation de la profondeur de jonction pourrait également expliquer une diminution du signal détecté. Ce recuit secondaire permet donc de gagner en uniformité mais au prix d'une perte significative de réponse en photo-courant de la jonction.

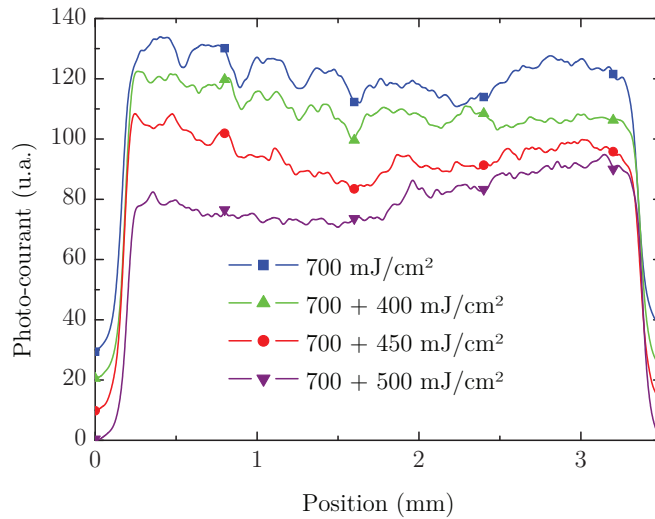


FIGURE 5.14 – Photo-courant mesuré en fonction de la position sur la région recuite pour différentes densités d'énergie du recuit de correction des défauts

5.5 Etude de la jonction par Microscopie Électronique à Transmission (TEM)

Afin d'observer les défauts qu'un bord de faisceau peut générer au sein de la maille cristalline du silicium, nous avons réalisé des analyses TEM. La préparation des échantillons a été réalisée par FIB (Focalized Ions Beam) à l'Institut D'Électronique, de Microélectronique, et de Nanotechnologies (IEMN de Villeneuve d'Ascq). Le TEM du Centre Interdisciplinaire de Nanoscience de Marseille (CINaM de Luminy) nous a ensuite permis d'en faire l'analyse.

5.5.1 Cristallographie de la jonction

La figure 5.15 a été réalisée sur une région sans défauts. Elle montre l'état cristallin du silicium jusqu'à plus de 50 nm de la surface, soit l'intégralité de la profondeur fondue. On remarque qu'à cette échelle, aucun défaut n'est visible. Cette image montre la qualité du cristal épitaxié lors de la solidification du silicium.

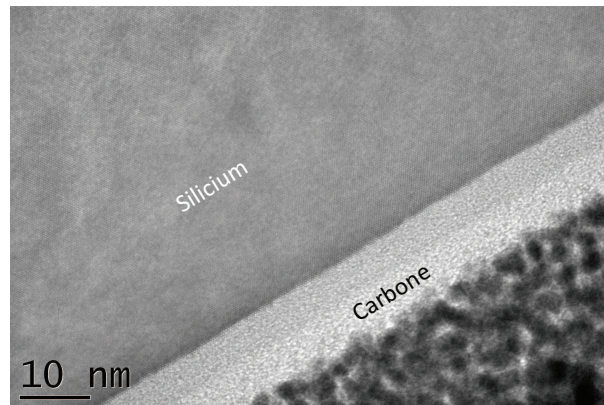


FIGURE 5.15 – Image TEM de la région activée : profondeur de jonction ≈ 30 nm

5.5.2 Observation des défauts

Pour mettre en évidence les défauts de recristallisation de la jonction, nous avons analysé deux régions recuites. La première, qui va servir de référence, a été choisie sur un centre de faisceau et ne présente pas de variation du photo-courant dans la mesure LBIC. La seconde est un bord de faisceau où ont été observées par mesure LBIC des variations du signal de photo-courant. Ces échantillons analysés par TEM sont présentés sur la figure 5.16. L'image (a), qui est la référence, montre une cristallographie homogène, et un état de surface de bonne qualité avec une faible rugosité. En comparaison, l'image (b) est nettement moins homogène. Celle-ci, ainsi que l'agrandissement 5.17, montrent la présence de fortes « contraintes » en surface sur 3 nm, avec un mauvais alignement atomique, ce qui fait apparaître de la rugosité. Ce phénomène

as été observé uniquement sur des bords de faisceau et jamais au centre. Cette localisation des défauts en extrême surface est conforme au fait qu'une faible densité d'énergie puisse les corriger, comme nous l'avons vu au paragraphe 5.4, et qu'ils ne soient détectables qu'aux longueurs d'onde fortement absorbées.

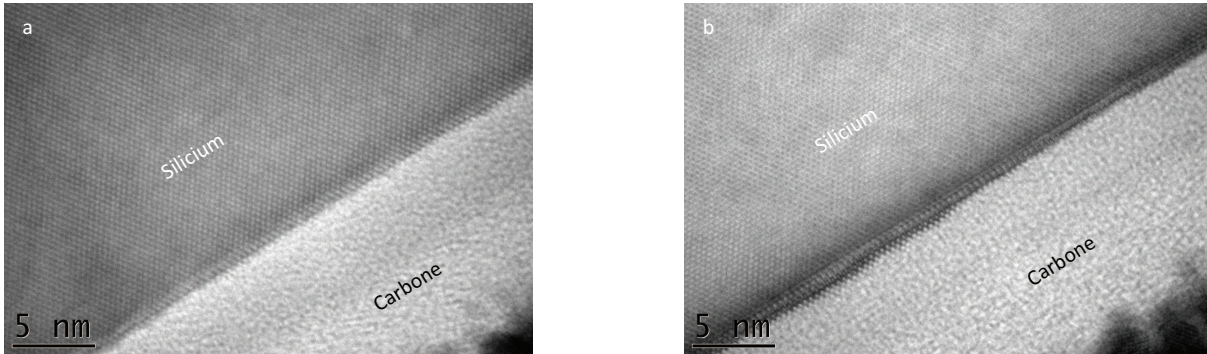


FIGURE 5.16 – Image TEM : a) coupe réalisée au centre d'un impact laser - b) coupe réalisée au bord d'un impact laser

La présence de défauts sur 3 nm influence fortement le signal LBIC sous illumination du laser ArF. En effet, la longueur d'onde qu'il émet est absorbée sur 5,6 nm, une grande proportion des photo-porteurs va être générée dans la zone présentant des défauts et a donc une plus forte probabilité de se recombiner. L'influence de ces défauts sera d'autant plus significative que la source d'illumination aura une longueur d'onde absorbée dans les premiers nanomètres de silicium. L'une des applications des jonctions fines réalisées par recuit laser étant les détecteurs UV, cette génération de défauts est donc particulièrement importante.

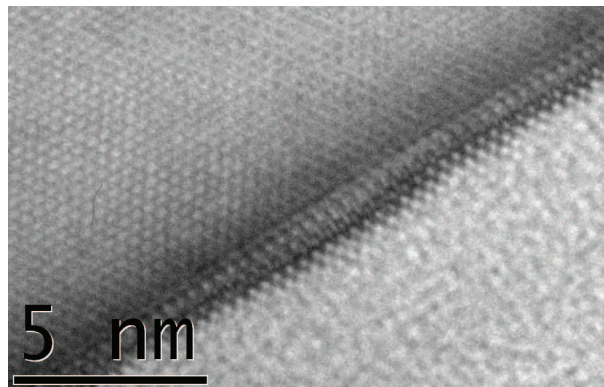


FIGURE 5.17 – Agrandissement de l'image 5.16.b permettant une meilleure visualisation de la déformation du réseau

5.6 Conclusion

L'outil de mesure JPV (SEMILAB) a permis de réaliser des cartographies en résistance par carré. Avec une résolution de $62\ \mu\text{m}$, la mesure a montré que l'activation était homogène à 2 % près sans aucun motif révélant des traces de faisceau.

Le LBIC développé au laboratoire a permis, grâce à l'utilisation du laser ArF comme source, de révéler les traces des impacts du faisceau. Ceci confirme l'hypothèse selon laquelle les défauts se situent à l'intérieur de la jonction au niveau des bords d'impact laser. En effet, la pénétration d'une onde lumineuse à 193 nm est inférieure à 10 nm, les recombinaisons dues aux défauts vont forcément se situer dans cette région ou à proximité. Cette technique d'analyse nous a permis d'étudier l'effet du profil de faisceau pour en déduire que ce dernier joue un rôle important dans la taille ou la quantité des défauts. Les défauts disparaissent après un impact à faible densité d'énergie, ce qui laisse supposer que leur localisation est en extrême surface. Cette hypothèse est confirmée par les images TEM qui montrent des déformations du réseau du silicium en surface du substrat et sur une profondeur de 3 nm. La compréhension des phénomènes physiques à l'origine de ces défauts reste à compléter. Cependant, on peut imaginer qu'un faisceau possédant des bords très raides permettrait de limiter ces phénomènes afin d'obtenir un traitement plus homogène.

Conclusion

La réalisation de jonctions ultra-minces fortement dopées est indispensable pour poursuivre la miniaturisation des éléments microélectroniques. Les techniques actuellement utilisées atteignent leurs limites et ne répondront bientôt plus aux exigences de l'ITRS pour les noeuds sub-45 nm. Les USJ trouvent aussi un intérêt dans l'astronomie et le spatial, où l'on demande de concevoir des détecteurs UV. A ces longueurs d'onde, le silicium est fortement absorbant et il est donc nécessaire de réaliser des USJ si l'on veut travailler avec ce matériau. Dans ce travail de thèse nous avons pu valider l'utilisation d'un laser ArF pour activer les dopants après leur implantation par immersion plasma pour la réalisation d'USJ.

Dans un premier temps, un modèle numérique nous a permis de comprendre les phénomènes physiques mis en jeu lors de la fusion puis la solidification du silicium. Ce modèle a consisté à résoudre l'équation de la chaleur avec un terme source relatif à l'absorption du faisceau laser. Ces simulations nous ont permis d'estimer les seuils de fusion du silicium pour différents lasers ainsi que la dynamique de recristallisation. Il faut noter que le recuit laser génère de fortes rampes de montée en température, faisant passer le silicium de l'état solide à température ambiante à l'état liquide en quelques dizaines de nanosecondes. La resolidification du silicium se fait par épitaxie à partir d'une phase liquide avec une vitesses de recristallisation importantes de l'ordre de $3 \text{ à } 6 \text{ m.s}^{-1}$, ce qui reste néanmoins inférieur aux vitesses critiques entraînant une mauvaise recristallisation. L'élévation de la température reste confinée à la surface : à la profondeur de quelques μm le matériau est à la température ambiante. Ce code nous a aussi été utile dans l'estimation du seuil de « fusion » du carbure de silicium.

Afin de choisir la source de recuit la plus adaptée, nous avons comparé les jonctions réalisées avec trois lasers à excimères (ArF, KrF et XeCl). Ce choix s'est vu influencé par une des applications du projet ALDIP qui prévoyait de recuire par laser des substrats en diamant, matériau transparent aux longueurs d'onde des lasers KrF et XeCl.

Une fois le laser ArF choisi, la mise en forme du faisceau a pu être étudiée. Malgré le fait que

le montage en image de masque donne des résultats satisfaisants, il n'est pas adapté au mode de balayage envisagé pour réaliser le module industriel de recuit : nécessité de garder la distance masque - lentille constante, ce qui impose un mouvement des deux pièces et devient contraignant à réaliser avec les vitesses de déplacement souhaitées. Pour contourner ce problème, nous avons eu recours à des optiques diffractives qui vont être disposées à proximité de la lentille, et vont permettre de garder un montage optique fixe, indépendamment du mode de balayage utilisé. Nous avons pu constater que les deux mises en forme de faisceau donnent des résultats similaires pour la réalisation de jonctions ultra-minces.

Par la suite nous avons étudié le rôle des paramètres d'implantation et des paramètres laser sur les propriétés des jonctions. La tension d'accélération et la dose implantée sont liées à la profondeur de jonction souhaitée : le profil d'implantation ne doit pas dépasser la profondeur de jonction. Concernant les paramètres lasers, l'augmentation du nombre de tirs entraîne une diffusion des dopants sans modifier le niveau d'activation. Cependant, un recouvrement de 50 % dans chaque direction est nécessaire pour obtenir une activation homogène malgré les bords de faisceau. La densité d'énergie doit être choisie pour induire la fusion d'une couche d'épaisseur inférieure à la profondeur de jonction souhaitée. Le recuit laser a montré qu'il permettait d'activer l'intégralité des atomes dopants. C'est pour cela que nous avons pu obtenir des jonctions de profondeur inférieure à 30 nm, avec un profil abrupt de l'ordre de 2,5 nm/dec et une résistance par carré inférieure à 500 Ω/sq . Cependant, les courants de fuites importants mesurés sur des diodes montrent la présence de défauts dans la zone de charge d'espace de la jonction. L'origine de ces courants de fuite est un point qui reste à déterminer afin de les supprimer.

Nous avons eu l'occasion de réaliser des jonctions N^+/P par recuit laser d'arsenic dans du silicium. Cette étude reste à compléter en modifiant les paramètres d'implantation, ainsi qu'en mesurant les courants de fuite de la jonction. Le recuit d'aluminium implanté dans du carbure de silicium a montré qu'avec ce type de laser, l'activation nécessite la « fusion » du substrat, ce qui visiblement détériore les propriétés stoechiométriques du substrat [103]. Le dopage laser de substrat en diamant serait intéressant mais la taille des substrats ainsi que leur coût compromettent l'étude à l'heure actuelle. Pour finir, des essais d'activation dans un régime sans fusion du silicium nous permettent de conclure que ce type de laser n'est pas approprié à ce procédé [67].

A cause de la taille réduite du faisceau en comparaison avec les surfaces à traiter, le recuit laser nécessite un balayage. L'aspect discret du traitement risque de générer des inhomogénéités localisées aux bords du faisceau. L'outil de mesure JPV (SEMILAB) a permis de réaliser des cartographies en résistance par carré. Avec une résolution de 62 μm , la mesure a montré que

l'activation était homogène à 2 % près sans aucun motif révélant des traces de faisceau.

Nous avons alors développé au laboratoire une mesure de courant induit par un faisceau lumineux. Différentes sources lumineuses ont été montées sur un LBIC afin de sonder la jonction sur différentes profondeurs. Finalement, seule la source ArF a révélé des traces de faisceau, ce qui nous informe que les défauts se situent bien à l'intérieur de la jonction. En effet, la pénétration d'une onde lumineuse à 193 nm est inférieure à 10 nm, les recombinaisons dues aux défauts vont forcément se situer dans cette région ou à proximité. Grâce à cette technique d'analyse, nous avons pu étudier l'effet du profil de faisceau afin d'en déduire que selon sa forme, la taille des défauts pouvait varier. Le fait qu'un impact laser à faible densité d'énergie puisse corriger ces inhomogénéités nous fait penser que ces dernières sont situées à l'extrême surface du substrat. Ceci a été confirmé par les images TEM qui montrent la présence de contraintes et de déformations du réseau - en surface du substrat de silicium - sur 3 nm au niveau des bords de faisceau. Le rôle du profil de faisceau n'a pas été totalement éclairci. Il reste encore à l'étudier afin de comprendre les mécanismes physiques responsables de ces déformations lors de l'épitaxie en phase liquide du silicium. Cependant, un profil de faisceau possédant des bords très raides permettrait d'obtenir un traitement des plus homogènes.

A l'heure actuelle, l'association de l'implantation par immersion plasma avec le recuit au laser à excimères répond aux spécifications données par les industriels dans la réalisation de détecteurs UV. Le traitement laser réalise à « froid » (diffusion thermique limitée conservant l'intégrité des composants électroniques sous-jacents) des jonctions suffisamment sensibles pour cette application.

Suite à ce travail de caractérisation du procédé, un dispositif de recuit laser sous vide va être mis en place chez IBS, et associé au réacteur PULSION® pour obtenir une machine d'implantation par immersion plasma et recuit au laser. Des schéma de cette dernière sont présentés en annexe B. La vitesse de dopage d'un wafer, limitée par le recuit au laser, est inférieure à 1 minute dans le cas de substrats 8 pouces.

Annexe A : Résolution numérique de l'équation de la chaleur

Dans le contexte de l'interaction laser-matière en régime nanoseconde, l'évolution de la température dans les matériaux irradiés est directement accessible par la résolution de l'équation de la chaleur.

Lorsque le faisceau est de grande dimension par rapport à la longueur de diffusion thermique des matériaux, une approche purement 1D est suffisante pour décrire le comportement du substrat dans la zone irradiée. Cette annexe propose donc de présenter une méthode de résolution de l'équation de la chaleur 1D. L'approche classique pour résoudre un tel problème consiste en un calcul en éléments finis [131–133].

L'équation de la chaleur simplifiée (avec coefficients constants) a pour expression :

$$\rho_v C_p \frac{\partial T(z, t)}{\partial t} = \kappa \frac{\partial^2 T(z, t)}{\partial z^2} + S_{laser}(z, t) \quad (\text{A.1})$$

avec T la température, z la profondeur, t le temps, C_p la chaleur spécifique du matériau, ρ_v la densité du matériau et κ la conductivité thermique du matériau.

Discrétisation des variables

Pour un calcul en éléments finis, le substrat irradié est composé de m éléments de taille Δz . La position de chaque élément est répertoriée par sa coordonnée i telle que :

$$z_i = i\Delta z \quad \text{avec} \quad 1 \leq i \leq m \quad (\text{A.2})$$

De même le temps est composé de n éléments de taille Δt répertoriés par leur coordonné j tel que :

$$t^j = j\Delta t \quad \text{avec} \quad 1 \leq t \leq n \quad (\text{A.3})$$

Pour la résolution du problème, il reste donc à discrétiser les dérivées secondes de l'équation A.1.

Principe de la méthode

Pour commencer, l'équation A.1 est discrétisée spatialement et temporellement par des différences finies :

$$\rho_v C_p \frac{T_i^{j+1} - T_i^j}{\Delta t} = \kappa \left[\frac{T_{i-1}^{j+1} + T_{i+1}^{j+1} - 2T_i^{j+1}}{(\Delta z)^2} \right] + S_i^j \quad (\text{A.4})$$

On peut introduire alors les termes suivants :

$$\begin{aligned} a &= -\frac{\kappa}{\rho_v C_p} \frac{\Delta t}{(\Delta z)^2} \\ b &= 1 + \frac{2\kappa}{\rho_v C_p} \frac{\Delta t}{(\Delta z)^2} \\ c &= -\frac{\kappa}{\rho_v C_p} \frac{\Delta t}{(\Delta z)^2} \\ d_i^j &= T_i^j + \frac{S_i^j}{\rho_v C_p} \Delta t \end{aligned}$$

On peut donc écrire la relation A.4 comme suit :

$$aT_{i-1}^{j+1} + bT_i^{j+1} + cT_{i+1}^{j+1} = d_i^j \quad (\text{A.5})$$

Conditions aux limites

Le système d'équations A.5 est résolu par la méthode de double balayage de Choleski pour les conditions aux limites suivantes :

$$T(t=0) = T_{amb} \quad (\text{A.6})$$

$$T(z \rightarrow \infty) = T_{amb} \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\partial T(z, t)}{\partial z} \Big|_{z=0} = 0 \quad (\text{A.8})$$

La condition A.6 signifie que la température initiale est égale à la température ambiante ($T_{amb} = 300$ K) sur toute la profondeur. Le matériau étant considéré comme semi-infini, la température de la couche la plus profonde reste constante à T_{amb} pendant toute la durée de l'interaction laser-matière (condition A.7). En négligeant les pertes de chaleur par radiation et par convection, le flux de chaleur à travers la surface est nul (condition A.8). Cette dernière condition n'est satisfaite qu'en absence de vaporisation. Cependant, une description approximative du régime d'ablation est possible en introduisant la chaleur latente de vaporisation comme un terme de perte de chaleur.

Mise en œuvre de la méthode numérique

La méthode de double balayage de Choleski consiste à résoudre le système d'équation A.5 en calculant les vecteurs suivants :

$$\begin{aligned} X_i &= -\frac{c}{aX_{i-1} + b} & \text{avec} & & i = 2, \dots, m-1 \\ Y_i &= \frac{d_i - aY_{i-1}}{aX_{i-1} + b} & \text{avec} & & i = 2, \dots, m-1 \end{aligned}$$

avec $X_1 = Y_1 = 0$ et en déterminant successivement :

$$T_{m-1}^{j+1} = Y_{m-1} \tag{A.9}$$

$$T_{i-1}^{j+1} = X_{i-1}T_i^{j+1} + Y_{i-1} \quad \text{avec} \quad i = m-1, \dots, 3 \tag{A.10}$$

Par conséquent, on peut résoudre de proche en proche l'équation de la chaleur par résolution successive des systèmes que l'on vient de donner.

L'expression A.9 est déduite en considérant la condition aux limites A.7, ce qui nous permet de réécrire l'équation A.5 comme suit :

$$aT_{m-2}^{j+1} + bT_{m-1}^{j+1} = d_{m-1} - cT_{amb} \tag{A.11}$$

ainsi qu'en remplaçant $d'_i = d_i - c T_{amb}$ et $c' = 0$.

En écrivant la formule A.8 selon z par des différences finies à l'ordre 2, il vient :

$$[T_i^j]' = \frac{1}{2\Delta z} \left(-3T_i^j + 4T_{i+1}^j - T_{i+2}^j \right) + \epsilon((\Delta z)^2) \tag{A.12}$$

Ce qui nous donne pour $i = 1$:

$$2\Delta z \left[T_i^j \right]' = -3T_1^j + 4T_2^j - T_3^j \quad (\text{A.13})$$

Or $\left[T_i^j \right]' = 0$, il vient donc :

$$T_1^j = \frac{4T_2^j - T_3^j}{3} \quad (\text{A.14})$$

Expression du terme génération de chaleur

Selon la loi de Beer-Lambert, l'énergie par unité de surface qui atteint la i^{eme} couche du substrat est égale à l'instant t^j à :

$$(1 - R) I_{las}^j \exp(-(i - 1)\alpha\Delta z) \quad (\text{A.15})$$

Par conséquent, la densité d'énergie résultant de l'absorption lumineuse par unité de volume dans la i^{eme} couche s'exprime par la relation :

$$S_i^j = (1 - R) I_{las}^j \exp(-(i - 1)\alpha\Delta z) \times \frac{1 - \exp(-\alpha\Delta z)}{\Delta z} \quad (\text{A.16})$$

La résolution de l'équation de la chaleur par la méthode numérique des différences finies permet de tenir compte de la variation des propriétés du matériaux en fonction de la température. Il est alors possible d'adapter ce code à un matériau dont les propriétés dépendent de l'espace.

Annexe B : Schéma du prototype d'implantation plasma + recuit laser

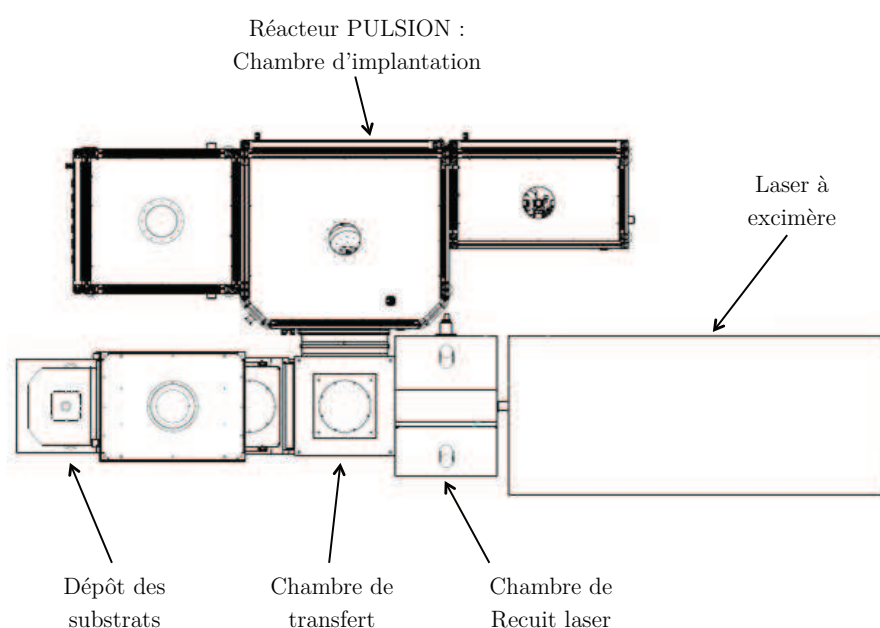


Figure B.1 - Vue de dessus du prototype d'implantation par immersion plasma + recuit au laser à excimère réalisé au cours du projet ALDIP

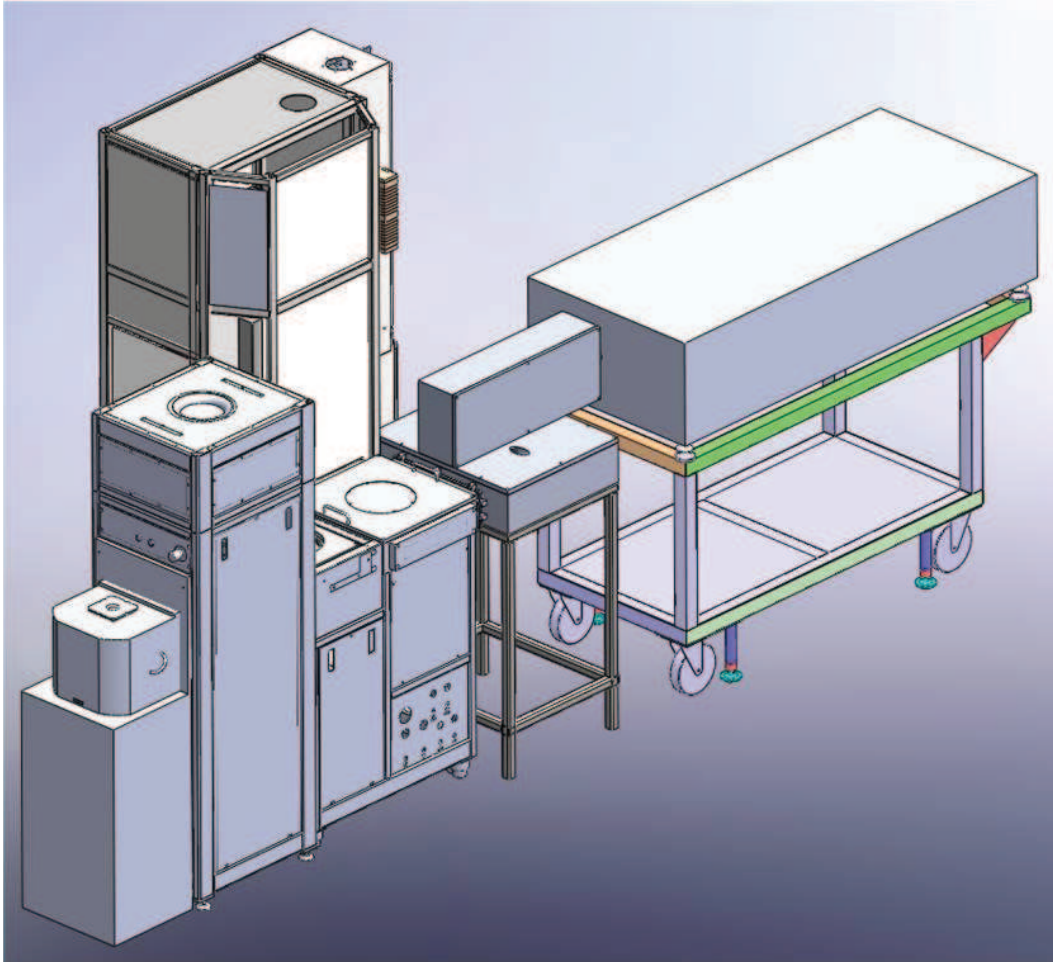


Figure B.2 - Schéma 3D du prototype d'implantation par immersion plasma + recuit au laser à excimère réalisé au cours du projet ALDIP

Acronymes

BIC : Boron Interstitial Cluster

CCD : Charge-Coupled Device

CMOS : Complementary Metal Oxyde Semiconductor

DOE : Diffractive Optical Element

ELA : Excimer Laser Annealing

EOR : End Of Range

FIB : Focused Ions Beam

GILD : Gas Immersion Laser Doping

ICP : Induced Coupled Plasma

ITRS : International Technology Roadmap for Semiconductors

JPV : Junction Photo-Voltage

LBIC : Light Beam Induced Current

LTP : Laser Thermal Process

MEB : Microscope Electronique à Balayage

MOSFET : Metal Oxyde Semiconductor Field Effect Transistor

PAI : Pre-Amorphisation Implantation

PIII : Plasma Immersion Ion Implantation

RTA : Rapid Thermal Annealing (= RTP : Rapid Thermal Process)

SCE : Short-Channel Effect

SIMS : Secondary Ion Mass Spectrometry

SPER : Solid Phase Epitaxy Regrowth

TED : Transient Enhanced Diffusion

TEM : Transmission Electron Microscopy

ToF SIMS : Time of Flight Secondary Ion Mass Spectrometry

TTL : Transistor-Transistor Logic

USJ : Ultra Shallow Junction

Glossaire

- α : coefficient d'absorption d'un matériau (m^{-1})
- A : absorption d'un matériau
- C : concentration en particules dans un matériau (part.m^{-3})
- c : vitesse de la lumière (3.10^8 m.s^{-1})
- C_F : facteur de correction
- C_l : concentration en particules dans un matériau en phase liquide (part.m^{-3})
- C_p : chaleur spécifique d'un matériau ($\text{J.K}^{-1}.\text{kg}^{-1}$)
- C_s : concentration en particules dans un matériau en phase solide (part.m^{-3})
- D : dose implantée (part.m^{-2})
- d : densité (kg.m^{-3})
- D_0 : coefficient propre à une espèce dopante permettant de calculer D_α ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$)
- D_l : coefficient de diffusion d'une espèce dans un matériau en phase liquide ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$)
- D_s : coefficient de diffusion d'une espèce dans un matériau en phase solide ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$)
- D_α : coefficient de diffusion d'une espèce dans un matériau ($\text{m}^2.\text{s}^{-1}$)
- δ : distance caractéristique de diffusion d'un dopant dans un matériau (m)
- δ_l : distance caractéristique de diffusion d'un dopant dans un matériau liquide (m)
- δ_s : distance caractéristique de diffusion d'un dopant dans un matériau solide (m)
- E : énergie du laser (J)
- E_a : énergie d'activation d'une espèce dans un matériau (eV)
- E_g : énergie du gap d'un matériau (eV)
- E_γ : énergie d'un photon (eV)
- F : densité d'énergie du laser (ou fluence) (J.cm^{-2})
- f : distance focale d'une lentille (m)
- φ : proportion de photons absorbés à l'intérieure d'une jonction
- γ : facteur de réduction d'un montage optique
- h : constante de Planck ($6,63.10^{-34} \text{ J.s}$)
- I : intensité du courant électrique (A)

- I_s : intensité du courant électrique de saturation (A)
 $I_{l-0}(z)$: intensité d'une onde en surface d'un matériau (W.m^{-2})
 $I_l(z)$: intensité d'une onde en fonction de la profondeur dans un matériau (W.m^{-2})
 J : flux de particules ($\text{parts.m}^{-2}.\text{s}^{-1}$)
 k : partie imaginaire de l'indice optique d'un matériau
 k_b : constante de Boltzmann ($1,38.10^{-23} \text{ J.K}^{-1}$)
 k_i : coefficient de ségrégation
 k_l : vecteur d'onde (m^{-1})
 κ : conductivité thermique d'un matériau ($\text{W.K}^{-1}.\text{m}^{-1}$)
 λ : longueur d'onde (m)
 μ : mobilité des porteurs ($\text{m}^2.\text{V}^{-1}.\text{s}^{-1}$)
 N_{e^-} : nombre de photo-porteurs collectés
 N_γ : nombre de photons absorbés
 n : partie réelle de l'indice optique d'un matériau
 $\tilde{n}$: indice optique complexe d'un matériau
 η : rendement quantique interne d'une jonction
 P_l : puissance lumineuse (W)
 q : charge d'un électron ($1,6.10^{-19} \text{ C}$)
 R : coefficient de réflexion d'une surface
 R_{sq} : résistance par carré (Ω/sq)
 ρ_v : densité d'un matériau (kg.m^{-3})
 ρ : résistivité d'un matériau ($\Omega.\text{m}$)
 S_{laser} : terme source de chaleur dû au laser
 Tr : transmission d'un matériau
 t : temps (s)
 $T(z,t)$: température en un point z et à un temps t (K)
 T_f : température de fusion d'un matériau (K)
 T_v : température de vaporisation d'un matériau (K)
 τ : durée caractéristique d'un phénomène physique (s)
 V_0 : coefficient propre à un substrat permettant de calculer V_c (m.s^{-1})
 V_c : vitesse de déplacement de l'interface amorphe/cristallin dans le recuit SPER (m.s^{-1})
 X_j : profondeur de jonction (m)
 z : profondeur dans un matériau (m)

Bibliographie

- [1] G. E. Moore. Cramming more components onto integrated circuits. *Electronics*, avril 1965.
- [2] [http : //www.itrs.net](http://www.itrs.net).
- [3] E. C. Jones et E. Ishida. Shallow junction doping technologies for ulsi. *Mat. Sci. Engineering*, 1998.
- [4] A. Bournel et al. *Les nanosciences : Nanotechnologies et nanophysique*, volume 11 of *L'électronique ultime*. Editions Berlin, 2004.
- [5] V. Vervisch. *Etude et réalisation de jonctions ultra fines P^+/N par la technique d'implantation d'ions par immersion plasma. Application aux cellules photovoltaïques*. PhD thesis, Université Paul Cezanne, 2007.
- [6] G. Masetti et al. Modeling of carrier mobility against carrier concentration in arsenic-, phosphorus-, and boron-lhped silicon. *IEEE Transactions on electron devices*, 30(17) :764–769, 1983.
- [7] M. Hernandez. *Procédé laser de réalisation de jonctions ultra-minces pour la micro-électronique silicium : étude expérimentale, modélisation et tests de faisabilité*. PhD thesis, Université Paris XI, 2005.
- [8] S. Heo et H. Hwang. Ultrashallow (<10 nm) P^+/N junction formed by cluster ion implantation and excimer laser annealing. *Appl. Phys. Lett.*, 89 :243516, 2006.
- [9] A. Armigliato et al. *Electrochem. Soc. Proc.*, 77-2 :638, 1977.
- [10] R. C. Jaeger. *Introduction to Microelectronic Fabrication, volume V*. Addison-Wesley, 1993.
- [11] G. Hobler and G. Otto. Amorphous pocket model for silicon based on molecular dynamics simulations. *Nucl. Instrum. And Methods in Physics Research B*, 206 :81–84, 2003.
- [12] M. Minondo. *Préamorphisation du silicium par l'ion germanium et formation de jonctions ultra-fines P^+/N* . PhD thesis, INPG Grenoble, 1994.
- [13] M. Minondo et al. The impact of the substrate preamorphisation on the electrical performances of p^+/n junctions diodes. *Microelectron. Reliab.*, 37 :53–60, 1997.
- [14] H. C. Webber et al. Computer sumulation of high speed melting of amorphous silicon. *App. Phys. Lett.*, 43(7) :669, 1983.
- [15] E. P. Donovan et al. Heat of crystallization and melting point of amorphous silicon. *App. Phys. Lett.*, 42(8) :698, 1983.
- [16] R. N. Ghoshtagore. Low concentration diffusion in silicon under sealed tube conditions. *Solid State Electron*, 15 :1113, 1972.
- [17] R. N. Ghoshtagore. Dopant diffusion in silicon iii acceptors. *Phys. Rev. B*, 3 :2507, 1971.
- [18] I. Franz et al. *Solid State Electrochem.*, 14 :835, 1971.
- [19] R. S. Fair et al. Donor diffusion dynamics in silicon. *J. Electrochem. Soc.*, 122 :1689, 1975.
- [20] R. N. Ghoshtagore. *Phys. Rev. B*, 3 :397, 1971.

- [21] A. T. Fiory. Recent developments in rapid thermal processing. *J. Elec. Materials*, 31(10) :981, 2002.
- [22] J. Foggiano et W. S. Yoo. Millisecond flash annealing : Applications for usj formation and optimization of device electrical characteristics. *Mat. Sci. And Eng. B*, 124-125 :219–222, 2005.
- [23] G. Guegan et al. *USJ Conference, Santa Cruz, California*, 28-May 2003.
- [24] A. Agarwal et al. Ultra-shallow junction formation by spike annealing in a lamp-based or hot-walled rapid thermal annealing system : effect of ramp-up rate. *Materials Science in Semiconductor Processing*, 1 :237–241, 1998.
- [25] G. Mannino et al. Effect of heating ramp rates on transient enhanced diffusion in ion-implanted silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 78(7) :889, 2001.
- [26] W. Skorupa et al. Advanced thermal processing of semiconductor materials in the millisecond range. *Vacuum*, 78 :673–677, 2005.
- [27] W. Lerch et al. Advanced activation of ultra-shallow junctions using flash-assisted rtp. *Materials Science and Engineering B*, 124-125 :24–31, 2005.
- [28] K.R.C. Mok et al. Experimental and simulation study of the flash lamp annealing for boron ultra-shallow junction formation and its stability. *Materials Science and Engineering B*, 154-155 :14–19, 2008.
- [29] W. Lerch et al. Advanced activation trends for boron and arsenic by combinations of single, multiple flash anneals and spike rapid thermal annealing. *Materials Science and Engineering B*, 154-155 :3–13, 2008.
- [30] D. Alquier. *Jonctions Ultra-Minces P^+/N : modélisation, réalisation et caractérisation*. PhD thesis, INSA Toulouse, 1998.
- [31] F. Cristiano et al. Thermal stability of boron electrical activation in preamorphised ultra-shallow junctions. *Materials Science and Engineering B*, 114-115 :174–179, 2004.
- [32] Maria Aboy et al. Boron activation and redistribution during thermal treatments after solid phase epitaxial regrowth. *Materials Science and Engineering B*, 124-125 :205–5, 2005.
- [33] D. D’Angelo et al. Amorphous-crystalline interface evolution during Solid Phase Epitaxy Regrowth of SiGe films amorphized by ion implantation. *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B*, 257 :270–274, 2007.
- [34] F. Severac. *Jonctions ultra-minces P^+/N pour MOS « ultime » : étude de l’impact des défauts cristallins sur la mobilité et l’activation du bore*. PhD thesis, Université Toulouse III, 2009.
- [35] D. Alquier. Influence of Depth Position of End-of-Range Defects on Current-Voltage and Noise Characteristics of Shallow (pf ln) Junctions. *J. Appl. Phys.*, 36 :1999–2003, 1997.
- [36] M. D. Matthews et al. The dynamic observation of the transformation of defects in silicon under electron and protons irradiation. *Phil. Mag. A*, 27 :1313, 1973.
- [37] F. Cristiano et al. Defects evolution and dopant activation anomalies in ion implanted silicon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 253 :68–79, 2006.
- [38] A. E. Michel et al. Rapid annealing and the anomalous diffusion of implanted boron into silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 50(7) :416, 1987.
- [39] F. Boucard. *Modélisation de la diffusion des dopants dans le silicium pour la réalisation de jonctions fines*. PhD thesis, Université de Strasbourg, 2003.
- [40] A. Claverie et al. Nucleation, growth and dissolution of extended defects in implanted Si : impact on dopant diffusion. *Nucl. Inst. Meth. in Phy Res. B*, 147 :1–12, 1999.
- [41] E. V. Monakhov et al. Boron-enhanced diffusion in excimer laser annealed Si. *Materials Science and Engineering B*, 114-115 :114–117, 2004.

- [42] W. Hofker et al. Influence of annealing on the concentration profile of boron implantation in silicon. *Appl. Phys. A : Materials Science and Processing*, 2(5) :265–278, 1973.
- [43] M. Strobel et al. A kinetic lattice monte-carlo approach to the evolution of boron in silicon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 186 :339–343, 2002.
- [44] D. De Salvador et al. Experimental investigations of boron diffusion mechanisms in crystalline and amorphous silicon. *Materials Science and Engineering B*, 154-155 :240–246, 2008.
- [45] F. Cristiano et al. Clusters formation in ultralow-energy high-dose boron-implanted silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 83(26) :5407–5409, 2003.
- [46] D. De Salvador et al. Dissolution kinetics of B clusters in crystalline Si. *Materials Science and Engineering B*, 124-125 :32–38, 2005.
- [47] M. Aboy et al. Evolution of boron-interstitial clusters in preamorphized silicon without the contribution of end-of-range defects. *Materials Science and Engineering B*, 154-155 :247–251, 2008.
- [48] S. Boninelli et al. Evolution of boron-interstitial clusters in cristalline si studied by transmission electron microscopy. *Appl. Phys. Lett.*, 91(3) :031905, 2007.
- [49] P. G. Carey et T. W. Sigmon. In-situ doping of silicon using the gas immersion laser doping (gild) process. *Appl. Surf. Sci.*, 43 :325–332, 1989.
- [50] G. Kerrien et al. Gas immersion laser doping (gild) for ultra-shallow junction formation. *Thin Solid Films*, 453-454 :106–109, 2004.
- [51] D. Cammilleri et al. Highly doped si and ge formed by gild (gas immersion laser doping) ; from gild to superconducting silicon. *Thin Solid Films*, 517 :75–79, 2008.
- [52] L. C. Feldmann and J. W. Mayer. *Laser Processing of Thin Films and Microstructures*, volume 3 of *Materials Science*. Springer Series, 1987.
- [53] M. Von Allen. *Laser-Beam Interraction with materials, Physical Principles and Applications*, volume 2 of *Materials Science*. Springer Series, 1987.
- [54] F. Torregrosa et al. Ultra shallow P^+/N junctions using plasma immersion ion implantation and laser annealing for sub 0.1 μm CMOS devices. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 237 :18–24, 2005.
- [55] M. Hernandez et al. Laser thermal processing for ultra shallow junctions formation : numerical simulation and comparison with experiment. *Appl. Surf. Sci.*, 208-209 :345–351, 2003.
- [56] G. Fortunato et al. Ultra-shallow junction formation by excimer laser annealing and low energy (<1 keV) B implantation : A two-dimensional analysis. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 186 :401–408, 2002.
- [57] A. Florakis et al. Laser annealing of plasma implanted boron for ultra-shallow junctions in silicon. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research B*, 253 :13–17, 2006.
- [58] J. Venturini et al. Excimer laser thermal processing of ultra-shallow junction : laser pulse duration. *Thin Solid Films*, 453-454 :145–149, 2004.
- [59] M. Hernandez et al. Laser thermal processing using an optical coating for ultra shallow junction formation. *Materials Science and Engineering B*, 114-115 :105–108, 2004.
- [60] T. Sarnet et al. Laser doping for microelectronics and microtechnology. *Applied Surface Science*, 247 :537–544, 2005.
- [61] E. V. Monakhov et al. The effect of excimer laser pretreatment on diffusion and activation of boron implanted in silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 87 :192109, 2005.
- [62] L. Mariucci et al. Mechanisms of dopant redistribution and retention in silicon following ultra-low energy boron implantation and excimer laser annealing. In *32nd European solid-state device research conference*, 2002.

- [63] S. Coutanson et al. Mechanisms and application of the excimer laser doping from spin-on glass sources for USJ fabrication. *Appl. Surf. Sci.*, 252 :4502–4505, 2006.
- [64] E. V. Monakhov et al. Boron distribution in silicon after excimer laser annealing with multiple pulses. *Materials Science and Engineering B*, 124-125 :228–231, 2005.
- [65] G. Kerrien et al. Optical characterization of laser processed ultra-shallow junctions. *Appl. Surf. Sci.*, 208-209 :277–284, 2003.
- [66] V. Vervisch et al. Laser activation of Ultra Shallow Junctions (USJ) doped by Plasma Immersion Ion Implantation (PIII). *Appl. Surf. sci.*, 255 :5647–5650, 2009.
- [67] E. Fogarassy et al. *Recent advances in Laser Processing of Materials*. Materials Science. Elsevier Ltd.
- [68] K. K. Ong et al. Dopant activation in subamorphized silicon upon laser annealing. *Appl. Phys. Lett.*, 89 :082101, 2006.
- [69] S. K. Earles. *Nonmelt laser annealing of boron implanted silicon*. PhD thesis, Université de Floride, 2002.
- [70] A. Florakis et al. Advanced front-end processes for the 45 nm cmos technology node. *Materials Science and Engineering B*, 154-155 :39–42, 2008.
- [71] E. J. H. Collart et al. Advanced front-end processes for the 45 nm cmos technology node. *Materials Science and Engineering B*, 114-115 :118–129, 2004.
- [72] A. Colin et al. Simulation of the sub-melt laser anneal process in 45 cmos technology-application to the thermal pattern effects. *Materials Science and Engineering B*, 154-155 :31–34, 2008.
- [73] Y. Clarysse et al. On the analysis of the activation mechanisms of sub-melt laser anneals. *Materials Science and Engineering B*, 154-155 :24–30, 2008.
- [74] E. Rosseel et al. Study of sub-melt laser induced junction non-uniformity using therma-probe. In *INSIGHT*, 2009.
- [75] J. Borland et al. 22 nm node p^+ usj using xe-pai and laser annealing. In *INSIGHT*, 2009.
- [76] C. Hatem et al. Advanced usj and Si-C formation through damage engineering and ms-anneal. In *INSIGHT*, 2009.
- [77] S. A. Akhmanov et al. *Non linear diagnostics of laser-excited surfaces*. Harwood Academic Publishers, 1989.
- [78] H. Bracht et al. Silicon self-diffusion in isotope heterostructures. *Phys. Rev. Lett.*, 81(2) :392, 1998.
- [79] R. F. Wood et al. Macroscopic theory of pulsed-laser annealing. iii. nonequilibrium segregation effects. *Phys. Rev. B*, 154-155 :2786, 1982.
- [80] R. F. Wood et al. Modeling of nonequilibrium melting and solidification in laser-irradiated materials. *Phys. Rev. B*, 34 :2606, 1986.
- [81] J. J. Bruines et al. Time-resolved reflectivity measurements during explosive crystallization of amorphous silicon. *Appl. Phys. Lett.*, 49 :1160, 1986.
- [82] J. Y. Tsao et al. Crystallization instability at the amorphous-silicon/liquid-silicon interface. *Phys. Rev. Lett.*, 58 :2782, 1987.
- [83] P. S. Peercy et al. Silicon self-diffusion in isotope heterostructures. *Appl. Phys. Lett.*, 52 :203, 1988.
- [84] V. Vervisch et al. Realization of ultrashallow junctions by plasma immersion ion implantation and laser annealing. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 26(1) :286–292, 2008.
- [85] J. R. Chelikowsky et al. *Phys. Rev.*, B10 :5095, 1974.

- [86] Palik. *Handbook of Optical, Constants and Solids*, volume 4 of *L'électronique ultime*. Academic Press, 1998.
- [87] *Handbook of Chemistry and Physics*. 85th edition. CRC press, 2004.
- [88] P.G. Neudeck et al. *Science and Technology*, volume 9 of *Encyclopedia of Materials*. Elsevier Science, 2001.
- [89] R. F. Adamsky et al. *Zeit. Kristalog.*, 111 :350–356, 1959.
- [90] Powder Diffr. File 29-1129. In *JCPDS-ICDD International Center for Powder Diffraction Data, Swaethmore, PA*.
- [91] Powder Diffr. File 29-1127. In *JCPDS-ICDD International Center for Powder Diffraction Data, Swaethmore, PA*.
- [92] Powder Diffr. File 29-1131. In *JCPDS-ICDD International Center for Powder Diffraction Data, Swaethmore, PA*.
- [93] *Silicon carbide Electronic Devices*. Encyclopedia of Materials : Science and Technology. eds. Elsevier Science Ltd.
- [94] M. Shadt et al. Anisotropy of the electron hall mobility in 4h, 6h, and 15r silicon carbide. *Appl. Phys. Lett.*, 65 :3120–3122, 1994.
- [95] O. Eryu et al. Impurity Activation in N^+ Ion-Implanted 6H-SiC with Pulsed Laser Annealing Method. *Mater. Res. Soc.*, Symp.640, 2001.
- [96] S. G. Sridhara et al. Absorption coefficient of 4H silicon carbide from 3900 to 3250 Å. *J. Appl. Phys.*, 84(5) :2963, 1998.
- [97] St. G. Muller et al. *Mater. Sc. Forum*, 264-268 :623–626, 1998.
- [98] R. I. Scace et al. *J. Chem. Phys.*, 30(6) :1551, 1959.
- [99] E. Wendler et al. *Nucl. Inst. Methods B*, 141 :105, 1998.
- [100] W.J. Weber et al. *Nucl. Inst. Methods B*, 116 :322, 1996.
- [101] T. Troffer et al. *Phys. Status Solidi. A*, 162 :277, 1997.
- [102] E.M. Handy et al. *J. Electron Mater*, 29 :1340, 2000.
- [103] C. Dutto. *Formation et caracterisation de jonctions PN dans du SiC-4H par implantation ionique et recuit laser*. PhD thesis, ULP Strasbourg, 2003.
- [104] S.Y. Chou et al. Annealing of implantation damage and redistribution of impurities in sic using a pulsed excimer laser. *Appl. Phys. Lett.*, 56 (6) :530–532, 1990.
- [105] C. Dutto et al. Numerical and experimental analysis of pulsed excimer laser processing of silicon carbide. *Appl. Surf. Sci.*, 184 :362–366, 2001.
- [106] C. Boutopoulos et al. Laser annealing of al implanted silicon carbide : Structural and optical characterization. *Appl. Surf. Sci.*, 253 :7912–7916, 2007.
- [107] Z. Tian et al. Effect of differnets laser sources and doping methods used to dope silicon carbide. *Acta Materialia*, 53 :2835–2844, 2005.
- [108] C. Dutto et al. Long-pulse duration excimer laser annealing of Al^+ ion implanted 4H-SiC for pn junction formation. *Appl. Surf. Sci.*, 208-209 :292–297, 2003.
- [109] J. Martan et al. Nanosecond pulse laser melting investigation by ir radiometry and reflection-based methods. *Appl. Surf. Sci.*, 253 :1170–1177, 2006.
- [110] C. Kuo et al. Effects of si film thickness and substrate temperature on melt duration observed in excimer laser-induced crystallization of amorphous si thin films using in-situ transient reflectivity measurements. *Thin Solid Films*, 515 :8094–8100, 2007.
- [111] G. E. Jellison et al. Measurements of the optical properties of liquid silicon and germanium using nanosecond time-resolved ellipsometry. *Appl. Phys. Lett.*, 51(5) :352–354, 1987.

- [112] G. E. Jellison et al. Time-resolved ellipsometry measurements of the optical properties of silicon during pulsed laser irradiation. *Appl. Phys. Lett.*, 47(7) :718–720, 1985.
- [113] W. E. Beadle et al. *Quick Reference Manual for Silicon Integrated Circuit Technology*. New York. John Wiley and Son, 1985.
- [114] J. Deplace. Mesure de résistivité par la méthode d'induction en courant continu. 1964.
- [115] A. P. Schuetze et al. A laboratory on the four-point probe technique. *Thin Solid Films*, 72(2) :149–153, 2004.
- [116] T. Clarysse et al. Impact of probe penetration on the electrical characterization of sub-50 nm profiles. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 20(1) :459–466, 2001.
- [117] M. Juhel et al. SIMS depth profiling of boron ultra shallow junctions using oblique O_2^+ beams down to 150 eV. *Appl. Surf. Sci.*, 252 :7211–7213, 2006.
- [118] http://serc.carleton.edu/images/research_education/geochemsheets/techniques/evans_trift_system_and_camecas_1172767017.v2.jpg.
- [119] E. Landi et al. Electrical characterization of P^+/N shallow junctions obtained by boron implantation into preamorphized silicon. *Solid-State Electronics.*, 29(11) :1181–187, 1986.
- [120] V. N. Faifer et al. Non-contact electrical measurements of sheet resistance and leakage current density for ultra-shallow (and other) junctions. In *MRS Symp. C Proc. 810 C11.9*, 2004.
- [121] V. N. Faifer et al. Characterization of ultrashallow junctions using frequency-dependent junction photovoltage and its lateral attenuation. *Appl. Phys. Lett.*, 89 :151123, 2006.
- [122] E. Fogarassy et al. Excimer laser induced melting of heavily doped silicon : A contribution to the optimization of the laser doping process. *Appl. Surf. Sci.*, 43 :316–320, 1989.
- [123] S. de Unamuno et al. A thermal description of the melting of c- and a-silicon under pulsed excimer lasers. *Appl. Surf. Sci.*, 36 :1–11, 1989.
- [124] M. O. Thompson et al. Silicon melt, regrowth, and amorphisation velocities during pulsed laser irradiation. *Phys. Rev. Lett.*, 50 (12) :896, 1983.
- [125] O. P. Uteza et al. Laser beam quality of high pulse repetition frequency excimer lasers. *Optics Communications*, 102 :523–531, 1993.
- [126] O. P. Uteza et al. Improvement of average laser power and beam divergence of high pulse repetition frequency excimer laser. *Appl. Phys. B*, 66 :31–37, 1998.
- [127] I. Périchaud et al. LBIC investigation of impurity-dislocations interaction in FZ silicon wafers. *Materials Science and Engineering B*, 42 :265–269, 1996.
- [128] N.M. Thantsha et al. Opto-electronic analysis of silicon solar cells by LBIC investigations and current-voltage characterization. *Physica B*, 404 :4445–4448, 2009.
- [129] V. Sirotkin et al. Multi-electrode LBIC method for characterization of 1D « hidden » defects. *Materials Science and Engineering B*, 91-92 :260–263, 2002.
- [130] P. Vorasayan et al. Multi-laser LBIC system for thin film PV module characterisation. *Solar Energy Materials and Solar Cells*, 93 :917–921, 2009.
- [131] L. Vivet. *Etude de la pulvérisation laser douce des semi-conducteurs III-V GaAs et Ga_{1-x}Al_xAs et de leurs hétérostructures*. PhD thesis, Université d'Orléans, 1996.
- [132] X. R. Zhang et al. Finite element analysis of pulsed laser bending : the effect of melting and solidification. *J. Appl. Mech.*, 71 :321, 2004.
- [133] X. R. Zhang et al. Numerical simulation of pulsed laser bending. *J. Appl. Mech.*, 69 :254–260, 2004.

Communications

Conférences Internationales

- V. Vervisch, Y. Larmande, P. Delaporte, T.Sarnet, M.Sentis, H. Etienne, F. Torregrosa, F. Cristiano, P.F. Fazzini
Laser thermal process for activation of ultra shallow junctions obtained by plasma immersion ion implantation
E-MRS 2008 (Strasbourg)
- Y. Larmande, V. Vervisch, P. Delaporte, T.Sarnet, M.Sentis, H. Etienne, F. Torregrosa, L. Roux
Laser Thermal Process associated to Rapid Thermal Annealing for ultra shallow junction activation
INSIGHT 2009 (Napa)
- V. Vervisch, Y. Larmande, P. Delaporte, T.Sarnet, M.Sentis, H. Etienne, F. Torregrosa, L. Roux
Homogeneity of UV laser annealing in melt and sub-melt regime
E-MRS 2009 (Strasbourg)
- Y. Larmande, V. Vervisch, P. Delaporte, T.Sarnet, M.Sentis, H. Etienne, F. Torregrosa, L. Roux
Realization of Ultra Shallow Junctions P+ and N+ by Excimer Laser Annealing
LAMP 2009 (Kobé)
- Malte Schulz-Ruhtenberg, José Luis Hernández, Victor Prajapati, Robert Bleidiessel, Carmen Morilla, Yannick Larmande, Vanessa Vervisch, Thierry Sarnet, Alexander Olowinsky
Laser Doping for High Efficiency Solar Cells
ICALEO 2009 (Orlando)
- Y. Larmande, V. Vervisch, P. Delaporte, T.Sarnet, M.Sentis, H. Etienne, F. Torregrosa, L. Roux
Excimer laser annealing homogeneity characterized by photocurrent measurements
E-MRS 2010 (Strasbourg)

Conférences Nationales

- Y. Larmande, V. Vervisch, P. Delaporte, T.Sarnet, M.Sentis, H. Etienne, F. Torregrosa, L. Roux
Activation laser de dopants pour la réalisation de jonctions ultra fines
JNRDM 2009 (Lyon)

- Y. Larmande, V. Vervisch, P. Delaporte, T.Sarnet, M.Sentis, H. Etienne, F. Torregrosa, L. Roux
Réalisation et caractérisation de photodétecteurs UV par laser à excimère (ArF)
 UVX 2010 (Porquerolles)

Communications écrites

Publications dans des revues avec comité de lecture

- V. Vervisch, Y. Larmande, P. Delaporte, T.Sarnet, M.Sentis, H. Etienne, F. Torregrosa, F. Cristiano, P.F. Fazzini
 Laser activation of Ultra Shallow Junctions (USJ) doped by Plasma Immersion Ion Implantation (PIII)
Applied Surface Science **255**, 5647-5650 (2009)
- Y. Larmande, V. Vervisch, P. Delaporte, G. Coustillier, T.Sarnet, M.Sentis, H. Etienne, F. Torregrosa
 LBIC measurement optimization to detect laser annealing induced defects in Si
Materials Science and Engineering B (2010) en cours
- Y. Larmande, V. Vervisch, P. Delaporte, T.Sarnet, M.Sentis, H. Etienne, F. Torregrosa
 Edge of laser beam effect on Si annealing homogeneity
 en rédaction

Publications dans des revues sans comité de lecture

- Malte Schulz-Ruhtenberg, José Luis Hernández, Victor Prajapati, Robert Bleidiessel, Carmen Morilla, Yannick Larmande, Vanessa Vervisch, Thierry Sarnet, Alexander Olowinsky
 Direct Laser Doping for High Efficiency Solar Cells
ICAL09_M904 (2009)

Depuis les années 1970, la taille des composants n'a cessé de diminuer. La réalisation de jonctions ultra-minces et fortement dopées est devenue un point clef dans la réduction des dispositifs microélectroniques. Les techniques de production doivent évoluer afin de répondre aux spécifications drastiques, en termes de taille des zones dopées et de leurs propriétés électriques, des prochains nœuds technologiques.

Dans ce travail de thèse nous avons étudié le procédé d'activation au laser de dopants implantés par immersion plasma. Le laser à excimère utilisé (ArF) est absorbé dans moins de 10 nm de silicium, ce qui va permettre un recuit local. De plus, la courte durée d'impulsion va assurer un faible budget thermique, limitant la diffusion des dopants. En associant cette technique à l'implantation ionique par immersion plasma, dont l'intérêt est de pouvoir travailler à de très basses tensions d'accélération (quelques dizaines d'eV), nous pouvons réaliser des jonctions avec un fort taux d'activation sans diffusion.

Après avoir présenté les différentes techniques de dopage pouvant être utilisées, nous avons décrit les dispositifs expérimentaux de traitement et de caractérisation utilisés. Des simulations ont permis de comprendre le rôle des paramètres laser sur le profil de température du silicium en surface. Après avoir choisi le laser le plus adapté parmi les lasers ArF, KrF et XeCl (respectivement : 193 nm - 15 ns, 248 nm - 35 ns, 308 nm - 50 ns), nous avons observé l'effet du nombre de tirs et de la mise en forme de faisceau afin d'optimiser le procédé. Pour terminer, des inhomogénéités dues aux bords de faisceau ont été mises en évidence et étudiées afin d'en limiter l'effet.

Mots clés : USJ, recuit laser, LTP, nanoseconde, LBIC, détecteurs UV

Ultra-shallow junctions realization by laser annealing : applications to UV sensors

Since the 1970's, the components size has steadily declined. The realization of highly-doped ultra shallow junctions became a key point in the reduction of microelectronic devices. The manufacturing processes must evolve to meet the stringent specifications of the next technology nodes, in particular in terms of dimension and electrical properties of the doped area.

In this thesis we have studied the process of laser annealing of dopants implanted by plasma immersion. The ArF excimer laser we used is absorbed in less than 10 nm of silicon, which allows a local heating. Moreover, the short pulse duration provides a low thermal budget which reduces the dopant diffusion. By combining this technique with plasma immersion ion implantation, which is interesting because of the very low acceleration voltage (few tens of eV), we can produce highly activated junctions without diffusion.

After a presentation of the different doping techniques that may be used, we describe the experimental treatment and the characterization tools that we used. We have used numerical simulations to understand the role of the laser parameters on the temperature profile of the silicon surface. After choosing the most suitable laser between ArF, KrF and XeCl (respectively : 193 nm - 15 ns, 248 nm - 35 ns, 308 nm - 50 ns), we studied the influence of the number of shots and beam shaping to optimize the process. Finally, inhomogeneities caused by the beam edges have been studied and identified in order to improve the laser scan process.

Keywords : USJ, laser annealing, LTP, nanosecond, LBIC, UV sensors