

Liste des sigles et abréviations

ACF	AutoCorrelation Function
AFM	Atomic Force Microscope
BARC	Bottom Anti Reflective Coating
CD	Critical Dimension
CD-AFM	Critical-Dimension Atomic Force Microscope
CD-SEM	Critical-Dimension Scanning Electron Microscope
CMOS	Complementary Metal Oxide Semiconductor
DMA	Dynamic Mechanical Analysis
DPS	Decoupled Plasma Source
FTIR	Fourier Transform InfraRed spectroscopy
αGBLMA	α - γ -ButyroLactone Methacrylate
HAMA	Hydroxyadamantyl Methacrylate
ICP	Inductively Coupled Plasma
ITRS	International Technology Roadmap for Semiconductor
LER	Line Edge Roughness
LWR	Line Width Roughness
MAMA	2-Methyl-2-Adamantyl Methacrylate
MOS	Metal Oxide Semiconductor
MOSFET	Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor
PAG	Photo Acid Generator
PMMA	Poly(methyl methacrylate)
PSD	Power Spectral Density
SEM	Scanning Electron Microscope
Si-ARC	Silicon-Anti Reflective Coating
SOC	Spin On Carbon
T_d	température de déprotection thermique
T_g	température de transition vitreuse
TGA	ThermoGravimetric Analysis
UV	Ultra Violet
VUV	Vacuum Ultra Violet

Table des matières

Introduction générale	1
I Contexte général	3
I.1 La microélectronique et ses enjeux	3
I.1.1 La course à la miniaturisation	3
I.1.2 La technologie CMOS	5
I.1.2.1 Structure et principe de fonctionnement d'un transistor MOS	5
I.1.2.2 Elaboration d'un circuit intégré	7
1 Le Front End of Line	7
2 Le Back End of Line	8
I.1.3 Défis liés à la miniaturisation	8
I.1.4 La rugosité de bord de ligne	9
I.1.4.1 Définition	9
I.1.4.2 Problématique	12
I.2 La photolithographie et la rugosité de bord de ligne	16
I.2.1 Principe	16
I.2.2 Formation de l'image	17
I.2.3 La résolution	17
I.2.4 Description des procédés de lithographie	18
I.2.5 Les résines à amplification chimique	19
I.2.5.1 Réaction d'amplification chimique	19
I.2.5.2 Composition des résines à amplification chimique	20
I.2.6 Les résines 193 nm	21
I.2.7 Origine de la rugosité de bord de ligne	23
I.2.7.1 LER du masque	23
I.2.7.2 Le logarithme de la pente de l'image aérienne	23
I.2.7.3 Modélisation du LER de la résine	24
I.3 La gravure par plasma	26
I.3.1 Le plasma	27
I.3.2 Les mécanismes de la gravure par plasma	27
I.4 Problématiques liées à la rugosité de bord de ligne	30
I.5 Transfert de rugosité	30
I.5.1 La métrologie de la rugosité de bord de ligne	31
I.6 Objectif de la thèse	33

TABLE DES MATIÈRES

II Dispositifs expérimentaux	35
II.1 Les réacteurs de gravure	35
II.1.1 La plateforme de gravure DPS AdvantEdge 300 mm	35
II.1.2 La plateforme de gravure 300 mm LAM EL23S07	36
II.1.3 La détection de fin d'attaque	37
II.2 Outils de caractérisation	37
II.2.1 La spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier	37
II.2.2 La spectroscopie Raman	37
II.2.3 L'ellipsométrie	38
II.2.4 Les analyses thermiques	38
II.2.4.1 La température de transition vitreuse	38
II.2.4.2 La température de déprotection thermique	39
II.2.4.3 L'Analyse Mécanique Dynamique (DMA)	40
II.2.4.4 L'Analyse ThermoGravimétrique (TGA)	41
II.3 Outils de mesures de rugosité de surface et de bord de ligne	42
II.3.1 La microscopie à force atomique en 3 dimensions (CD-AFM)	42
II.3.1.1 Principe de fonctionnement d'un AFM classique	43
II.3.1.2 Principe de fonctionnement du CD-AFM	44
II.3.1.3 Caractérisation des pointes	46
II.3.2 La microscopie électronique à balayage	48
II.3.2.1 Interactions électron-matière	48
II.3.2.2 X-SEM	49
II.3.2.3 CD-SEM	49
III Métrologie de la rugosité de bord de ligne	51
III.1 Comment décrire la rugosité ?	52
III.1.1 Les fractales	52
III.1.2 Les paramètres de rugosité	53
III.1.2.1 La rugosité RMS	53
III.1.2.2 Les fonctions de corrélation	54
III.1.2.3 Densité spectrale de puissance	55
III.1.2.4 Méthode numérique de simulation de la rugosité	59
III.2 Limitation des outils de métrologie	60
III.2.1 Le bruit	61
III.2.1.1 Bruit statistique	61
III.2.1.2 Bruit aléatoire de la mesure	62
1 CD-SEM	62
2 CD-AFM	64
III.2.2 La précision des mesures	66
III.2.2.1 CD-SEM	66
III.2.2.2 CD-AFM	68
III.2.3 Le caractère destructeur des outils de métrologie	71
III.2.3.1 CD-SEM	71
III.2.3.2 CD-AFM	72
III.3 Protocoles de mesure du LWR	74

III.3.1	Protocole de mesures sur le CD-AFM	74
III.3.1.1	Choix de la pointe	74
III.3.1.2	Choix des paramètres de scan	75
III.3.2	Protocole de mesures sur le CD-SEM	77
III.3.2.1	Paramètres d'acquisition	77
III.3.2.2	Paramètres de mesures	78
III.4	Mesures non-biaisées du LWR	79
III.4.1	Etat de l'art	79
III.4.2	Méthode d'évaluation du bruit	81
III.4.2.1	CD-SEM	81
1	Méthodes de régression par analyse de la PSD	81
2	Méthodes d'alignement et de moyenne	82
III.4.2.2	CD-AFM	83
1	Méthodes d'alignement et de moyenne	83
2	Méthode "scan disable"	84
III.4.3	Estimation du LWR "réel"	84
III.4.3.1	Application sur une ligne de silicium	84
III.4.3.2	Application sur une ligne de résine	91
III.4.3.3	Impact du diamètre de la pointe	95
III.5	Mesures non-biaisées du LER	96
III.5.1	Introduction	96
III.5.1.1	Méthode d'évaluation du bruit non-stochastique	97
III.5.1.2	Estimation du LER réel	99
III.6	Conclusion	101
IV	Impact des traitements HBr et UV sur la résistance à la gravure et la rugosité des résines 193 nm	105
IV.1	Etude des résines 193 nm exposées au traitement HBr	107
IV.1.1	Impact du plasma HBr sur des films de résine couchés sur silicium	107
IV.1.1.1	Emission optique du plasma HBr et absorption des UV par les résines	107
IV.1.1.2	Propriétés physico-chimiques des résines traitées	110
1	Modification en volume par spectroscopie infrarouge (FTIR)	110
2	Spectroscopie Raman	115
3	Expérience de dissolution	117
4	Ellipsométrie spectroscopique	118
5	Chromatographie en phase gazeuse	120
6	Température de transition vitreuse	122
7	Rugosité de surface	124
IV.1.1.3	Synthèse	126
IV.1.2	Impact du plasma d'HBr sur des motifs de résine	126
IV.1.2.1	Profils	126
IV.1.2.2	LWR	129
IV.1.2.3	Synthèse	132

TABLE DES MATIÈRES

IV.2 Etude du transfert de rugosité lors de la gravure des résines exposées aux plasmas d'HBr	133
IV.2.1 Résistance à la gravure et rugosité des résines traitées par traitement plasma HBr et UV pendant l'étape de gravure Si-ARC	134
IV.2.1.1 Etudes sur des films de résines	134
1 Résistance à la gravure	134
2 Rugosité 2D	137
IV.2.1.2 Etudes sur des motifs de résine	138
1 Evolution des profils	138
2 Evolution du LWR	140
IV.2.2 Etude de la rugosité après chaque étape de gravure et transfert dans le silicium	143
IV.3 Conclusion	148
V Développement de nouveaux traitements pour minimiser le LWR	151
V.1 Etude et développement de nouveaux traitements plasma	152
V.1.1 Choix des gaz	152
V.1.2 Impact des traitements sur LWR et profils	153
V.1.2.1 Profils	153
V.1.2.2 LWR	155
V.1.3 Analyses Raman	157
V.1.4 Synthèse	159
V.2 Recuits thermiques	160
V.2.1 Résine de référence	161
V.2.1.1 Profils/LWR	161
V.2.1.2 Modifications physico-chimiques	163
V.2.1.3 Synthèse	165
V.2.2 Résine après traitements HBr et VUV	165
V.2.2.1 Profils/LWR	165
V.2.2.2 Modifications physico-chimiques	168
V.2.2.3 Synthèse	171
V.2.3 Résine après traitement Ar	171
V.2.4 Résine après traitement H ₂	175
V.2.4.1 Profils/LWR	175
V.2.4.2 Modifications physico-chimiques	177
V.2.4.3 Etude du transfert de rugosité des résines exposées au traitement H ₂ + température	178
V.3 Conclusion	179
Conclusion générale	183
Annexes	187
A L'erreur sur les valeurs de LWR	189

B Discussion sur la validation des modèles d'ajustement de PSD	195
C Méthode d'assemblage des lignes	199
Bibliographie	214

Rapport-Gratuit.com

Introduction générale

GRÂCE aux progrès considérables de l'industrie de la microélectronique, notre mode de vie a été littéralement transformé. A l'origine, les puces électroniques étaient conçues pour effectuer des calculs mais aujourd'hui on les trouve dans de nombreux appareils de la vie quotidienne. L'évolution de la microélectronique est intimement liée à la réduction en dimension des dispositifs et notamment du transistor MOS (Métal Oxyde Semiconducteur). Année après année, les transistors MOS n'ont cessé de se miniaturiser dans l'objectif d'en intégrer de plus en plus sur une même surface.

Cependant la réduction incessante en dimension s'est toujours heurtée à de nouvelles problématiques. L'une d'entre elles qui émerge lorsque l'on adresse des petites dimensions est la fluctuation "aléatoire" de la longueur de la grille appelée rugosité de bord de ligne (LWR pour Line Width Roughness en anglais). Le LWR limite considérablement les performances des dispositifs lorsque les longueurs de grille des transistors atteignent des dimensions décananométriques. Pour assurer le bon fonctionnement des transistors, le LWR ne doit pas excéder 8 % de la longueur de la grille. Pour le nœud technologique 32 nm, par exemple, la longueur de la grille devrait être de 22 nm, et le LWR inférieur à 1.8 nm. Ces exigences en terme de rugosité vont au delà des possibilités actuelles de fabrication.

La rugosité de bord de ligne finale de la grille du transistor est essentiellement due à la rugosité des motifs de résine imprimés par la lithographie qui se transfère dans les couches actives lors des étapes successives de gravure par plasma. Aujourd'hui, la rugosité de bord de ligne des résines 193 nm utilisées dans l'industrie ne peut plus être ignorée car elle est de l'ordre de 5-7 nm, bien au delà des exigences requises. Ce problème peut être partiellement résolu en appliquant des traitements sur les résines juste après l'étape de lithographie. Malgré des efforts considérables, les traitements étudiés jusqu'à présent ne permettent toujours pas d'atteindre les objectifs pour les futurs nœuds technologiques. Ainsi, le but étant de réduire au maximum le LWR, le développement de nouvelles stratégies doit être envisagé.

Au delà de sa réduction, la mesure de la rugosité à l'échelle nanométrique est devenue un problème à part entière. Il est essentiel de pouvoir la mesurer avec précision afin d'étudier son évolution lors des différentes étapes de fabrication d'un transistor. Sa mesure est inéluctablement influencée par le niveau de bruit des équipements de métrologie. Le bruit est un facteur limitant car il est du même ordre de grandeur que le signal à mesurer.

L'objectif de ce travail de thèse est l'étude poussée de la rugosité de bord de ligne. Dans un premier temps, nous allons développer un protocole de mesure de LWR afin de

s'affranchir du niveau de bruit des équipements. Ce protocole sera utilisé pour étudier l'évolution de la rugosité des résines après application de divers traitements. Dans un deuxième temps nous allons étudier le traitement plasma HBr, communément utilisé pour réduire le LWR des résines 193 nm. Cette étude nous permettra de proposer de nouveaux traitements plus efficaces.

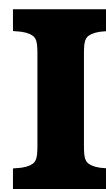
Le premier chapitre est consacré à la description des notions qui permettent la compréhension des travaux de cette thèse. Nous y rappellerons les principes de base du transistor MOS ainsi que les étapes de sa fabrication. Nous aborderons ensuite l'origine de la rugosité de bord de ligne ainsi que son impact sur les performances électriques des transistors.

Le deuxième chapitre est dédié aux dispositifs expérimentaux utilisés. Les réacteurs de gravure et les outils de métrologie y sont décrits.

Le troisième chapitre traite de l'étude de la métrologie de la rugosité de bord de ligne. Nous débuterons par la définition des paramètres essentiels à la modélisation de la rugosité. Un modèle complet est développé permettant de remonter à la valeur "réelle" de la rugosité de bord de ligne indépendamment du niveau de bruit des mesures.

Le quatrième chapitre est destiné à la compréhension des mécanismes des modifications physico-chimiques des résines 193 nm induites par le traitement plasma HBr. A l'aide du protocole décrit dans le chapitre III, nous allons également étudier l'impact de ce traitement sur le LWR des résines. Nous examinerons ensuite l'évolution du LWR lors des différentes étapes de gravure nécessaires à l'élaboration d'une grille de transistor.

Le dernier chapitre est consacré à l'étude de nouveaux traitements de la résine. Nous étudierons l'impact de différents traitements plasma sur le motif de résine et le LWR. Les traitements plasma seront combinés avec des recuits thermique dans l'espoir de diminuer le plus possible la rugosité des motifs de résine.



Contexte général

I.1 La microélectronique et ses enjeux

I.1.1 La course à la miniaturisation

DEPUIS la démonstration du premier circuit intégré en 1958, par J. Kilby de Texas Instrument, l'industrie de la microélectronique a connu une croissance sans précédent. Si le premier circuit intégré contenait, sur une même surface de silicium, un seul transistor, quatre diodes et quelques résistances, aujourd'hui, les microprocesseurs proposés par la compagnie Intel comptent plus de 2 milliards de transistors sur une puce de 1 cm^2 ! Pour parvenir à fabriquer de tels dispositifs, l'industrie de la microélectronique s'est lancée dans une course à la miniaturisation. Afin de diminuer le coût des circuits intégrés et d'augmenter leurs performances, les fabricants n'ont eu de cesse de réduire la taille des transistors et d'augmenter leur nombre par puce.

En 1965, Gordon Moore, ingénieur et co-fondateur d'Intel, constata que depuis 1959, la complexité des circuits d'entrée de gamme avait doublé chaque année. Il prédit alors que cette tendance se confirmerait pendant encore au moins 10 ans. En 1975, il reformula cette prévision en affirmant que le nombre de transistors sur un microprocesseur doublerait tous les deux ans. De 1971 à 2010, cette loi, bien que purement empirique, s'est révélée étonnamment exacte (Fig. I.1).

Depuis les années 2000, un ensemble d'experts publie tous les ans une feuille de route appelée ITRS ("International Technology Roadmap for Semiconductors") [1], afin de compléter la loi de Moore. Ils ont pour but de guider la recherche et le développement des technologies de la microélectronique. Le nœud technologique, défini par cette feuille de route est le demi-pas de la structure DRAM ("Dynamique Random Acces Memories"). La course à la miniaturisation reste aujourd'hui particulièrement active, comme le démontre le tableau I.1 (extrait de l'ITRS) qui définit les objectifs à atteindre pour chaque nœud technologique. On devrait par exemple atteindre, d'ici fin 2012, le nœud technologique

Nombre de transistors

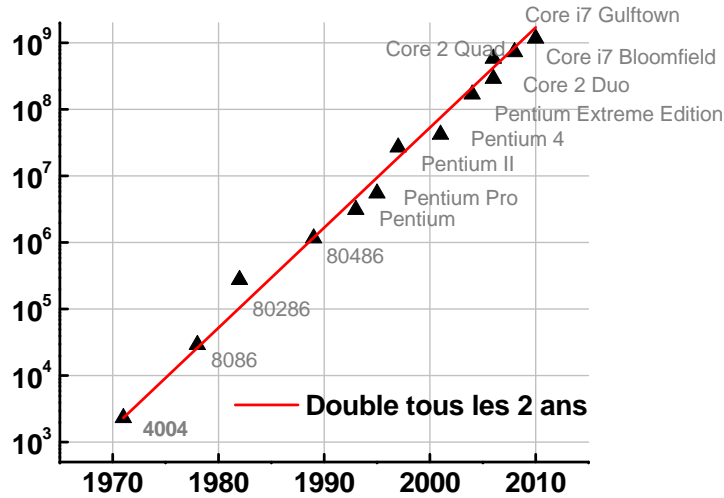


FIGURE I.1 – Evolution du nombre de transistors dans les processeurs d'Intel.

32 nm pour lequel la longueur de la grille des transistors, unité de base d'un microprocesseur (MPU pour MicroProcessor Unit) sera de 22 nm.

Année de production	2011	2012	2013	2014	2015	2016
DRAM $\frac{1}{2}$ pas (nm)	36	32	28	25	23	20
MPU longueur de grille après gravure (nm)	24	22	20	18	17	15

TABLEAU I.1 – Extrait de l'ITRS 2011 présentant les objectifs de longueur de grille à atteindre.

Il est cependant de plus en plus difficile de répondre aux exigences dimensionnelles. En effet, à chaque nœud technologique, la miniaturisation se heurte à de nouvelles contraintes (courants de fuite, effets de canaux courts, etc. [2, 3]). Afin de pallier à ces problèmes, de nouveaux matériaux ont été introduits dans l'industrie de la microélectronique avec pour objectif d'entretenir tant bien que mal la loi de Moore. Certaines industries se sont d'ores et déjà orientées vers la réalisation d'architectures nouvelles, telles que les transistors multi-grilles [4, 5], les architectures sur film mince comme les transistors totalement déplétés (FDSOI pour Fully Depleted Silicon on Insulator), ou l'empilement des transistors en trois dimensions [6].

Aujourd'hui, les dimensions de la grille sont tellement faibles, que la rugosité de bord de ligne de celles-ci ne peut plus être négligée. En effet, la longueur de la grille se rapproche désormais de plus en plus de la valeur de cette rugosité nanométrique qui doit son origine aux étapes de lithographie. Le contrôle et la réduction de la rugosité sont donc aujourd'hui des défis à part entière. Dans ce contexte, ce travail de thèse vise à répondre aux besoins de la microélectronique, pour les nœuds technologiques 32 nm et 22 nm.

Nous nous focaliserons sur la technologie CMOS classique et plus particulièrement, à la problématique de la rugosité de bord des lignes.

I.1.2 La technologie CMOS

I.1.2.1 Structure et principe de fonctionnement d'un transistor MOS

La technologie CMOS (pour Complementary Metal Oxide Semiconductor), qui consiste à associer les deux types de transistor (nMOS et pMOS) afin de réaliser des fonctions logiques, est maintenant largement répandue dans l'industrie de la microélectronique.

Le transistor MOS à effet de champ (FET pour Field Effect Transistor) [7], est la brique élémentaire des circuits intégrés. Il est constitué de quatre électrodes : la grille, la source, le drain et la masse. Il joue le rôle d'interrupteur : selon la tension appliquée sur la grille (Métal), il laisse passer ou non le courant dans le canal (Semiconducteur) situé sous la grille, entre la source et le drain, et isolé par un diélectrique (oxyde). L'application d'une tension (V_g) sur la grille induit par "effet de champ", une couche de porteurs de charges dans le canal. Une zone de charges d'espace (ZCE), ne comportant plus que des charges négatives (resp. positives) dans le cas du nMOS (resp. pMOS) se forme. La surface est alors dite en déplétion. Au-delà d'une tension de seuil appliquée sur la grille (V_{th}), une zone d'inversion se forme, le canal est conducteur et le transistor est dans l'état passant, comme illustré sur la figure I.2. Le transport des porteurs dans le canal se fait sous l'application d'une polarisation entre la source et le drain (V_d). Il faut noter que le courant de drain (I_d) n'augmente pas de manière infinie en fonction de la tension de drain. Lorsque la tension de drain est faible, le courant varie proportionnellement à la tension drain-source : on parle de régime de fonctionnement linéaire. Au-delà d'une tension V_{dsat} (égale à $V_g - V_{th}$), la densité de porteur diminue et le courant sature. Le courant de drain présente alors une variation sous-linéaire et on parle de régime de saturation (Fig. I.3).

Le courant I_{on} est obtenu en régime de forte inversion lorsque le courant sature ($V_d = V_{sat}$). Si la tension de la grille est maintenue en dessous de V_{th} , le canal est isolant, le courant ne peut passer et le transistor est dit en régime bloqué. Le courant I_{off} correspond donc à l'état dit bloqué du transistor. Ainsi lorsque $V_g = 0$, le courant de drain I_d équivaut au courant de fuite I_{off} . Les courants I_{on} et I_{off} sont des bons indicateurs des performances d'un transistor. Une hausse du courant I_{off} dégrade la consommation statique du dispositif. Ainsi de génération en génération, l'objectif de la microélectronique est d'augmenter le rapport I_{on}/I_{off} .

Depuis plusieurs années, on distingue trois types de spécifications pour les transistors. Premièrement, les transistors HP ("High performance") qui présentent des vitesses de calculs très rapides mais qui ont, en contrepartie, une consommation élevée (I_{on} et I_{off} élevés). Deuxièmement, les transistors LP ("Low Power") qui privilégient une faible consommation. Enfin, les transistors GP ("General Purpose") qui constituent un compromis entre faible consommation et rapidité. Il est important de souligner que la vitesse de fonctionnement du transistor est liée à la distance que parcourent les électrons entre la source et le drain, soit à la longueur du canal (liée à la longueur de la grille). Plus cette distance est courte et plus la vitesse de fonctionnement du dispositif est élevée (le temps de parcours

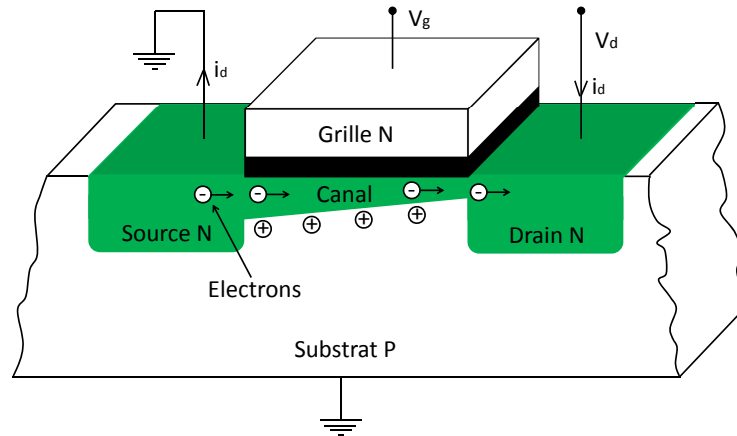


FIGURE I.2 – Schéma de la structure d'un transistor nMOS, en régime de fonctionnement linéaire.

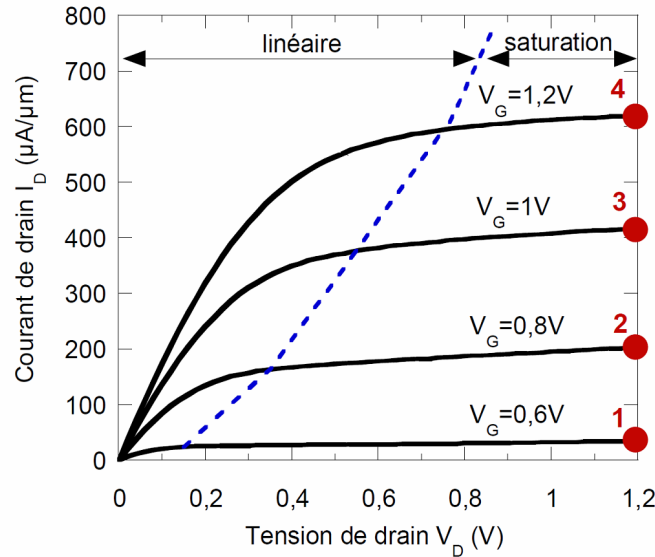


FIGURE I.3 – Représentation schématique de la caractéristique I_D - V_D du transistor nMOS pour différentes valeurs de V_g .

des électrons diminue). Ainsi, une réduction de la longueur de la grille est primordiale pour l'élaboration de dispositifs de plus en plus rapides.

Dans les années à venir, les longueurs des grilles utilisées seront de l'ordre de quelques nanomètres, se rapprochant des limites physiques fondamentales. Ainsi de nouveaux concepts sont nécessaires pour continuer l'amélioration des performances des dispositifs. Une des alternatives, d'ores et déjà envisagée, est d'utiliser des transistors à structures tridimensionnelles comme les FinFET (pour Fin-Shaped Field Effect Transistor) [1, 4]. Les processeurs Ivy Bridge d'Intel gravés en 22 nm qui s'appuieront sur de tels transistors, devraient voir le jour fin 2012. Ces types de transistors sont plus performants que les transistors planaires. Le canal est en effet pris en sandwich entre les mailles de la grille et la

tension V_g contrôle celui-ci de manière plus précise que dans le cas planaire. La fréquence de fonctionnement est alors plus élevée et les courants de fuite sont plus faibles [8].

I.1.2.2 Elaboration d'un circuit intégré

Un circuit intégré est l'association d'une puce et d'un boîtier. Le boîtier permet non seulement d'établir une connexion entre la puce et l'extérieur, mais il assure aussi la protection de la puce contre l'hostilité de l'environnement. La puce électronique est composée de milliards de composants (transistors, résistances, diodes, condensateurs). Les circuits intégrés sont le plus souvent fabriqués sur des substrats en silicium monocristallin. Ils sont reproduits plusieurs fois en unités élémentaires sur des plaques de silicium qui font aujourd'hui un diamètre de 300 mm.

La fabrication d'un circuit intégré requiert ainsi de nombreuses étapes, regroupées en deux catégories : le "Front End of Line" et le "Back End of Line", décrivant d'une part les procédés nécessaires à la réalisation des dispositifs actifs et d'autre part ceux relatifs à la réalisation des interconnexions entre les dispositifs.

1 Le Front End of Line

La figure I.4 présente la structure d'un transistor MOS après réalisation des étapes appartenant au Front End of Line.

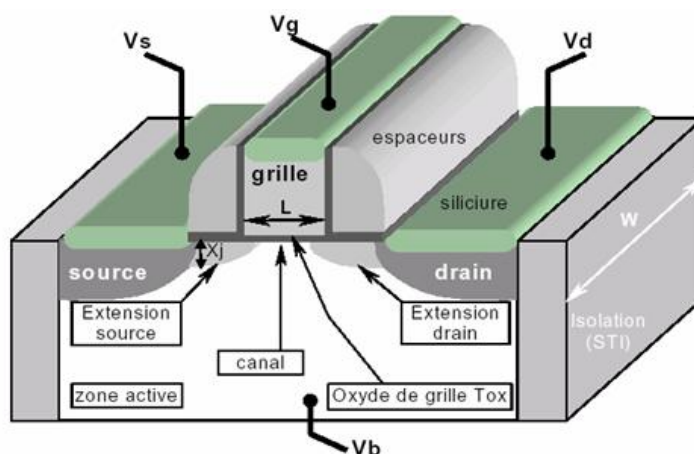


FIGURE I.4 – Schéma d'un transistor MOS après les étapes de Front End of Line.

Les étapes successives qui permettent la fabrication d'un transistor MOS sont les suivantes :

- Formation de tranchées d'isolation STI (pour Shallow Trench Isolation) permettant de séparer les zones actives des dispositifs, à l'aide de l'oxyde SiO_2 .
- Implantation des caissons de type N (Phosphore) ou P (Bore).
- Dépôt de l'oxyde de grille (SiO_2 ou autre diélectrique de haute permittivité comme le HfO_2).

- Dépôt de l'empilement de grille de transistor : anciennement en polysilicium dopé et actuellement en polysilicium + métal.
- Dépôt du masque dur, de la couche antiréflexive "ARC" (pour Anti Reflective Coating), de la résine photosensible, indispensable pour l'étape de lithographie. L'insolation de la résine se fait à travers un masque à l'aide d'un rayonnement monochromatique afin de définir des motifs.
- Gravure par plasma de l'ensemble de l'empilement de la grille, afin de transférer le motif de résine dans l'empilement de matériaux constituant la grille. Cette étape doit se faire en respectant la dimension initiale du motif de résine fixée par la lithographie.
- Réalisation des zones source et drain par implantation ionique en deux étapes. Les zones non implantées sont protégées par une résine. Une première implantation ionique est effectuée avec une faible dose (10^{13} atomes/cm²) conduisant à la formation d'une partie des zones source et drain et de leurs extensions. Ensuite vient la réalisation des espaceurs en SiO₂ ou en Si₃N₄ avant la seconde implantation. Cette dernière implantation est effectuée à plus forte dose (10^{15} atomes/cm²). Les espaceurs permettent de limiter la diffusion des dopants sous la grille, afin que les extensions source et drain ne soient pas trop profondes.
- Siliciuration des zones source et drain et formation des premières interconnexions entre les transistors.

2 Le Back End of Line

Le Back End of Line correspond aux étapes permettant la réalisation des interconnexions métalliques entre les différents éléments actifs du circuit. Ces interconnexions sont isolées entre elles via l'utilisation de matériaux diélectriques à faible permittivité. On cherche aujourd'hui des métaux à faible résistivité et des isolants à faible permittivité dits "low k". En effet, le temps de propagation du signal électrique est proportionnel à RC, où R est la résistance de la ligne conductrice et C correspond à la capacité, proportionnelle à la permittivité du diélectrique séparant les interconnexions. En général, le métal utilisé est le cuivre et le diélectrique est le SiOC, de préférence poreux (permittivité relative de 3 contre 4 pour le SiO₂ anciennement utilisé).

I.1.3 Défis liés à la miniaturisation

L'accroissement des performances des transistors MOS est intimement lié à la miniaturisation des dispositifs. Cependant, conjointement à cette réduction en dimension, des effets parasites, détériorant le fonctionnement des transistors, apparaissent. Dans la course à la miniaturisation, les dispositifs MOS sont donc confrontés à différentes contraintes technologiques. Les plus importantes d'entre elles sont les effets des canaux courts [2], les courants de fuite à travers l'oxyde de grille [3], la déplétion de grille [9], la variation aléatoire des dopants [10] et la rugosité de bord de ligne de la grille. Cette dernière est la problématique sur laquelle nous allons nous focaliser, puisqu'elle est l'objet de ce travail

de thèse. Elle sera abordée dans la section suivante. Mais d'abord, passons en revue les contraintes évoquées ci-dessus :

- **Les effets de canaux courts** : en diminuant la dimension de la grille et en rapprochant la source et le drain, les zones de charges d'espace se recouvrent. Dans un transistor "long", le potentiel est pratiquement plat sous l'ensemble de la grille, alors que pour un transistor "court" il peut être dominé par les zones de charges d'espace. Cela conduit à une diminution de la barrière de potentielle entre la source et le drain, ayant pour conséquence d'abaisser de façon non contrôlée la tension de seuil V_{th} . Ce phénomène peut être accentué lorsque la tension de drain augmente. Il est connu que pour limiter la chute de la tension de seuil, il faut soit augmenter la permittivité diélectrique de l'oxyde de grille, soit diminuer son épaisseur.
- **Les courants de fuite à travers l'oxyde de grille** : la réduction de l'épaisseur de l'oxyde de grille s'accompagne également d'effets parasites. Pour des oxydes de grille épais de quelques monocouches atomiques, les électrons traversent l'oxyde de grille par effet tunnel. Il est donc important d'accroître l'épaisseur du diélectrique de grille pour limiter ces courants de fuite à travers la grille. Néanmoins, en parallèle, les effets des canaux courts doivent être minimisés. L'industrie s'est ainsi orientée vers l'utilisation de matériaux à haute permittivité appelés "high-k" (comme par exemple le HfO_2 avec une permittivité relative de 20) afin de remplacer l'oxyde de silicium traditionnel. Ces matériaux présentent une épaisseur physique plus élevée que l'oxyde de silicium tout en ayant une capacité équivalente.
- **La déplétion de grille** : les grilles traditionnelles étaient réalisées en polysilicium fortement dopé, afin que leur comportement se rapproche de celui d'un métal. Cependant, la densité d'états étant limitée dans les semiconducteurs, lors de l'application d'une tension V_g , une zone de charges d'espace se formait dans le polysilicium de la grille, à l'interface avec l'oxyde. Ce phénomène créait une capacité parasite, en série avec celle de l'oxyde de grille. Une stratégie visant à éviter ce problème est d'utiliser des métaux ayant une densité d'états plus importante que celle du polysilicium.
- **La variation aléatoire des dopants** : le nombre de dopants constituant le courant dans le canal diminue avec la réduction en dimensions de celui-ci. Par exemple, pour un substrat dopé avec 10^{18} atomes/cm³, un canal de volume 20x20x20 nm³ ne comporte en moyenne que 8 dopants. Dans le cas des technologies nanométriques, le faible volume du canal entraîne une distribution microscopique des dopants et un risque de fluctuations des paramètres électriques. Ce phénomène engendre notamment des variations de la tension de seuil du transistor pouvant être amplifiées par des effets quantiques [11].

I.1.4 La rugosité de bord de ligne

I.1.4.1 Définition

Hormis l'inhomogénéité de distribution des dopants dans le canal, d'autres facteurs peuvent induire des variations des paramètres électriques. L'un de ces facteurs est la rugosité de bord de ligne, ou en d'autres termes l'irrégularité des bords de ligne des

dispositifs induisant des variations de la longueur moyenne des motifs. La rugosité de bord de ligne se caractérise par deux paramètres : le Line Width Roughness (LWR) et le Line Edge Roughness (LER). Le LWR est défini mathématiquement comme l'écart type à 3σ de la dimension du motif :

$$LWR = 3\sigma = 3\sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} (w_j - \langle w \rangle_N)^2} \quad (I.1)$$

où w_j est la dimension critique (CD) du point j du motif, comme illustré sur la figure I.5. Le choix d'un LWR à 3σ est justifié par la nécessité de prendre en compte toutes (ou presque) les valeurs de CD.

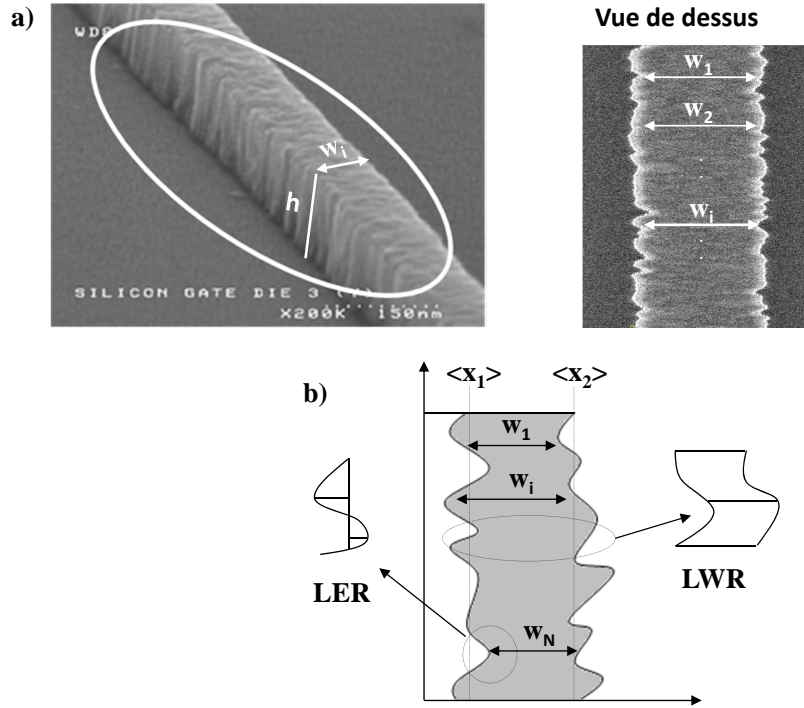


FIGURE I.5 – a) Images MEB d'une ligne en polysilicium constituant la grille d'un MOSFET montrant la rugosité de bord de ligne et (b) schéma représentant le LWR et le LER.

La distribution des valeurs de CD d'une ligne de polysilicium, déterminée expérimentalement à l'aide du CD-SEM (pour Critical Dimension - Scanning Electron Microscope), est représentée sur la figure I.6. On remarque clairement que les différentes valeurs mesurées de CD se répartissent autour d'une valeur moyenne suivant une loi normale. Si l'on représente le LWR à 1σ , il est évident qu'une partie de la population est négligée. En revanche, prendre le LWR à 3σ permet de considérer 99.7 % de la distribution et donc d'estimer correctement la rugosité de bord de ligne.

Le LER est l'équivalent du LWR pour un seul bord de la ligne. Il correspond à l'écart

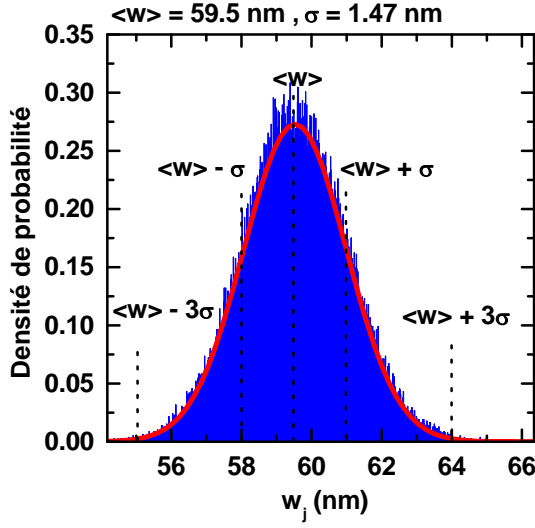


FIGURE I.6 – Distribution des valeurs du CD d'une ligne de polysilicium mesurée à l'aide du CD-SEM et modélisée par une gaussienne.

type à 3σ de la distance entre le bord de la ligne et une droite de référence représentative de la position moyenne du bord (Fig I.5). Sur une ligne, il est donc défini pour le bord gauche et le bord droit par :

$$LER_g = 3\sigma_g = 3 \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} (x_{1,j} - \langle x_1 \rangle_N)^2} \quad (\text{I.2})$$

et

$$LER_d = 3\sigma_d = 3 \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} (x_{2,j} - \langle x_2 \rangle_N)^2} \quad (\text{I.3})$$

où $x_{1,j}$ et $x_{2,j}$ sont respectivement les positions des bords gauche et droit du point j par rapport à la droite de référence. Lorsque les deux bords sont totalement indépendants, et que $LER_d = LER_g$, le LWR est relié mathématiquement au LER par $LWR = \sqrt{2}LER$. Dans ce cas, aucune corrélation n'existe entre les deux bords (Fig. I.7).

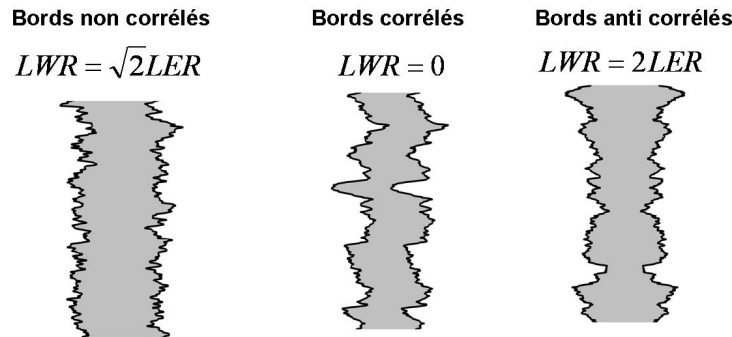


FIGURE I.7 – Illustration de bords de ligne indépendants, corrélés et anti-corrélés.

Lorsque les bords droit et gauche sont totalement dépendants, deux situations peu-

vent se produire : lorsque $LWR = 0$, on parle de bords "corrélés" et lorsque $LWR = 2LER$, on parle de bords "anti-corrélés". Il existe également des situations intermédiaires (cf. Chapitre III).

Il a été souligné par de nombreux auteurs [12–16] que les seules mesures de l'écart type des CD (LWR) ou des bords x_j (LER), n'étaient pas suffisantes pour garantir la caractérisation totale de la rugosité. Celle-ci nécessite en fait une analyse spectrale. Par exemple, dans le cas des bords "fractals auto affines" [14–16], il a été montré que trois paramètres étaient nécessaires pour définir la rugosité : le LWR (ou le LER) qui, comme nous l'avons vu contient l'information en amplitude de la rugosité, ainsi que la longueur de corrélation (ξ) et l'exposant de rugosité (α) qui contiennent tous deux l'information spectrale. La longueur de corrélation (ξ) reflète la distance en dessous de laquelle l'amplitude de deux points peut être considérée comme corrélée, et l'exposant de rugosité (α) décrit "l'irrégularité" de la surface. Plus α est petit, plus la surface est irrégulière et plus elle présente de hautes fréquences spatiales. Nous reviendrons sur ces notions dans le chapitre III de cette thèse, puisqu'il est entièrement consacré à la modélisation de la rugosité de bord de ligne avec ces trois paramètres.

I.1.4.2 Problématique

La rugosité de bord de ligne a un impact négatif sur les caractéristiques électriques du transistor. De nombreux travaux, tant théoriques qu'expérimentaux, ont montré que le LWR affecte les performances électriques des transistors pour les futurs nœuds technologiques. Oldiges *et al.* [17] ont en particulier montré par simulation que le LWR dégrade le courant de fuite (I_{off}) et augmente les variations de la tension de seuil (V_{th}). Kim *et al.* [18, 19] ont étudié l'influence du LWR et du LER sur les paramètres électriques de grilles en polysilicium ayant différents CD. Ils observent non seulement une hausse du courant I_{off} , lorsque le CD diminue (à cause des effets de canaux courts), mais également une dégradation du courant de fuite pour un CD donné, lorsque le LWR augmente (Fig. I.8 (a)). Ils remarquent également une fluctuation importante du courant I_{off} avec la

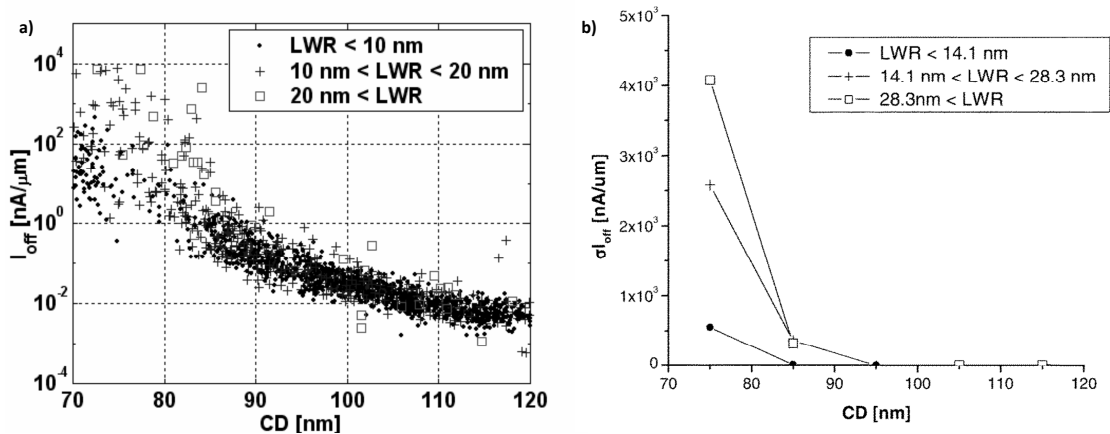


FIGURE I.8 – a) Evolution et b) dispersion du courant I_{off} en fonction du CD, pour différentes valeurs de LWR, d'après Kim *et al.* [18, 19].

dégradation du LWR lorsque la longueur de la grille est inférieure à 85 nm (Fig. I.8 (b)).

Ils n'observent cependant aucune variation de la tension de seuil V_{th} reliée à la rugosité. Des études expérimentales similaires ont également montré une dégradation drastique des courants de fuite des transistors MOS lorsque la rugosité augmente [20, 21].

Constantoudis et Patsis [14–16] ont, quant à eux, simulé l'influence du LWR sur les performances des transistors. Dans cette étude, afin d'imiter le comportement d'une ligne infinie, une "grande ligne" (avec un CD moyen de 45 nm) a été modélisée. Cette ligne a ensuite été découpée en plusieurs segments de 135 nm représentant chacun un transistor. Ils montrent que le LWR des lignes de 135 nm ainsi que la variation des CD entre les transistors influencent de manière négative la tension de seuil V_{th} et ses fluctuations (Figs. I.9). Sur les figures I.9 (a) et (b), σ_{LWR} représente la rugosité de bord de ligne (LWR) pour des transistors de 135 nm et CDvar représente la dispersion en CD d'un transistor à l'autre [14, 15]. Pour ces dimensions, les variations de CD ("basses" fréquences spatiales de rugosité) dégradent davantage les paramètres électriques que le LWR ("hautes" fréquences spatiales). Par exemple sur la figure I.9 (b), en partant du point A où les valeurs de σ_{LWR} et CDvar sont identiques (égales à 3.5 nm) au point B (où l'on réduit CDvar tout en gardant σ_{LWR} constant), les fluctuations de V_{th} diminuent de manière significative. En revanche, en partant du même point A au point C (où l'on réduit uniquement σ_{LWR} , en gardant CDvar à 3.5 nm) les fluctuations restent inchangées.

En réalité, la somme des carrés de LWR et de CDvar est constante, égale au carré de LWR de la ligne infinie ($\sigma_{inf}^2 = \sigma_{LWR}^2 + \sigma_{CDV}^2$, cf. chapitre III). Si la longueur des transistors est augmentée, le LWR de chaque transistor devient plus important, mais la variation des CD entre les transistors diminue. Ces études montrent l'intérêt que peut avoir l'analyse fréquentielle de la rugosité de bord de ligne.

Ainsi, certains auteurs [12, 13, 22–25] ont classifié l'impact du LWR sur les performances des transistors en deux catégories : la "dégradation" et les "variations". La dégradation représente, pour un transistor donné, la rugosité dominée par les "hautes" fréquences spatiales ($\sigma_{intra} = \sigma_{LWR}$). Les variations sont les fluctuations en CD d'un transistor à un autre, régies par les "basses" fréquences spatiales ($\sigma_{inter} = \sigma_{CDV}$).

Constantoudis et Patsis [14–16] ont également montré que pour limiter les dégradations des performances électriques, il est non seulement nécessaire de diminuer le LWR, mais également la longueur de corrélation (ξ) et l'exposant de rugosité (α). Les auteurs mettent en évidence que lorsque le LWR (de la ligne infinie) est constant, une augmentation de ξ et α engendre une diminution de la tension de seuil, une augmentation des courants de fuite, ainsi qu'une hausse de leurs fluctuations (Figs I.9(c) et (d)). En effet lorsque ξ et α sont élevés, la rugosité est dominée par les basses fréquences spatiales, ce qui augmente la variation des CD entre les transistors.

Toujours dans le cas des MOSFET, Asenov *et al.* [26] ont étudié pour la première fois l'effet simultané du LWR et de la variation aléatoire des dopants sur les paramètres intrinsèques des transistors. Ils montrent que le LWR dépend fortement de la taille du canal (et donc du CD de la grille) alors que les effets des dopants en dépendent moins. Ils mettent en évidence, que pour une valeur donnée de LWR (égale à 6 nm dans leur étude), les variations de I_{off} augmentent fortement lorsque la taille du canal est inférieure

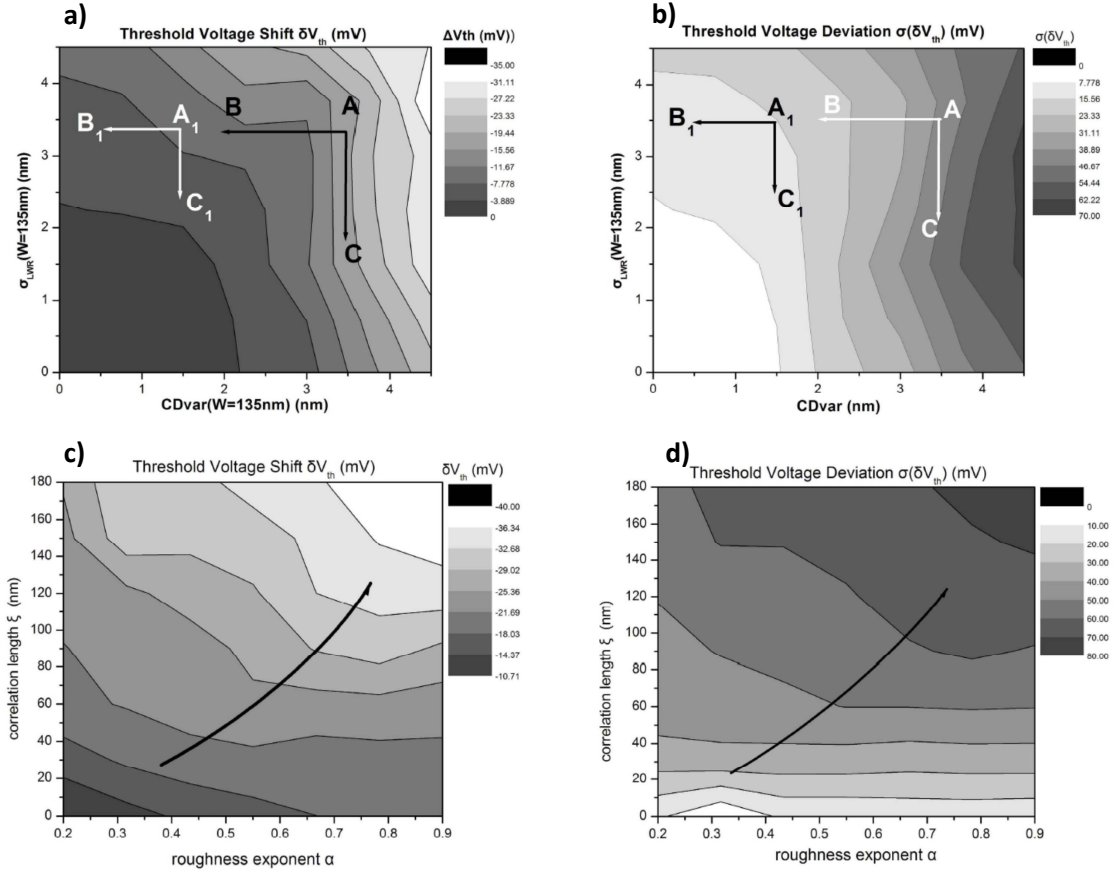


FIGURE I.9 – a) et b) Impact du LWR, CDvar et c) et d) de la longueur de corrélation (ξ), de l'exposant de rugosité (α) sur la tension de seuil et ses fluctuations d'après Patsis et Constantoudis [14, 15].

à 30 nm. Lorsqu'uniquement les variations aléatoires des dopants dans le canal sont prises en compte, I_{off} augmente toujours avec la réduction en taille du canal mais cette augmentation est plus monotone. Ils concluent finalement que pour un canal supérieur à 20 nm l'effet des dopants est la cause principale de la variabilité, et pour un canal plus court, le LWR devient la source dominante.

Quelques études sur des FinFET (Fig. I.10) on montré que la rugosité de la grille et du "Fin" (ligne de transistor constituée du canal situé entre la source et le drain), engendre des dégradations des paramètres électriques [27, 28]. Les travaux de Patel *et al.* [27] montrent en effet une augmentation des fluctuations de la tension de seuil et du courant de saturation lorsque le LWR de la grille augmente. En revanche, contrairement au cas du MOSFET, l'augmentation de la longueur de corrélation semble réduire les fluctuations.

Baravelli *et al.* [28] montrent que la rugosité du Fin est également problématique. Ils soulignent que pour des valeurs de LER constantes, il est préférable que la rugosité des deux bords soit en phase (*i. e.* $LWR = 0$, $LER \neq 0$) plutôt que non corrélée (*i. e.* $LWR = \sqrt{2}LER$, voir Fig. I.7).

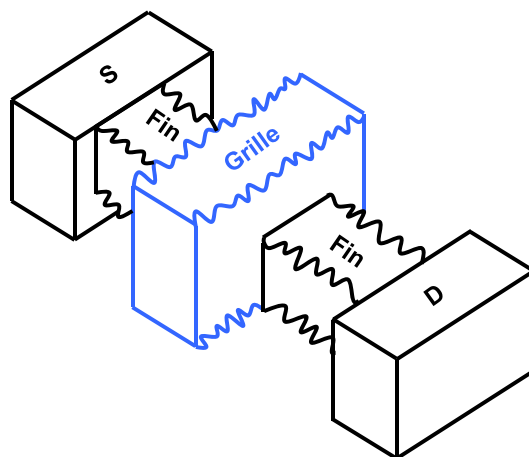


FIGURE I.10 – Schéma représentant la rugosité de bord de ligne d'un FinFET.

D'après ces études, il apparaît clairement que pour les prochains nœuds technologiques (< 32 nm), le LWR sera un paramètre très critique. Dans le cas du MOSFET il semblerait donc qu'il soit indispensable de réduire non seulement le LWR mais également la longueur de corrélation et l'exposant de rugosité (ξ, α).

Afin que la mesure du LWR d'une ligne de transistor se rapproche de celle d'une ligne infinie, des études ont montré [22, 29] que la longueur de la ligne à analyser doit être au moins égale à $2\text{ }\mu\text{m}$. Cette longueur permet de s'affranchir de la variation de CD entre transistors et donc d'analyser les basses fréquences de rugosité. Pour cette raison, l'ITRS suggère que les analyses de LWR soient effectuées sur une longueur de $2\text{ }\mu\text{m}$ avec un pas de mesure de 5 nm conduisant ainsi à une analyse de toute la partie basse fréquence du LWR.

Les résultats expérimentaux et théoriques indiquent une augmentation du courant de fuite exponentielle avec le LWR. Pour les MOSFET fabriqués en technologie 65 nm , il a été montré expérimentalement [20] que pour des LWR inférieurs à 10% du CD de la grille, la dégradation des performances électriques (dégradation du courant de drain en régime linéaire et saturation) est de 2% , alors que pour des LWR inférieurs à 8% , la dégradation est de l'ordre de 1% . S'appuyant sur ces analyses, l'ITRS exige aujourd'hui que le LWR soit inférieur à 8% du CD.

Le tableau I.2 illustre les principaux critères dimensionnels requis pour la lithographie et la métrologie dans les années à venir. On atteindra d'ici fin 2012 le nœud technologique 32 nm , pour lequel la longueur de grille sera égale à 22 nm . Les valeurs du LWR et de la longueur de corrélation pour la résine doivent être respectivement inférieures à 2.5 nm et 21 nm . Ces exigences dépassent cependant les possibilités actuelles, tant en lithographie qu'en gravure. En effet, les valeurs de LWR obtenues après lithographie 193 nm sont de l'ordre de $5\text{--}7\text{ nm}$ et des études préliminaires [30] ont montré que la rugosité du motif de résine est partiellement transférée dans la grille des transistors lors des étapes de gravure plasma. Un effort de recherche conséquent devra donc être fait pour répondre au cahier des charges des prochains nœuds.

Année de production	2011	2012	2013	2014	2015	2016	2017
DRAM ½ pas (nm)	36	32	28	25	23	20	18
MPU longueur de grille dans la résine (nm)	35	31	28	25	22	20	18
MPU longueur de grille après gravure (nm)	24	22	20	18	17	15	14
Line Width Roughness (nm, 3 σ) < 8% du CD dans la résine	2.8	2.5	2.2	2	1.8	1.6	1.4
Longueur de corrélation (nm)	23	21	20	19	17	15	13
Line Width Roughness (nm, 3 σ) < 8% du CD après gravure	1.9	1.8	1.6	1.5	1.3	1.2	1.1

TABLEAU I.2 – Extrait de l'ITRS 2011 présentant les objectifs de LWR à atteindre (en jaune les solutions sont en développement, en rouge les solutions sont inconnues).

I.2 La photolithographie et la rugosité de bord de ligne

I.2.1 Principe

La miniaturisation des dispositifs en microélectronique est fortement liée à l'étape de photolithographie. C'est elle qui définit les dimensions des motifs que l'on veut imprimer dans la résine photosensible. C'est donc elle qui permet l'augmentation du nombre de composants par puces et la réduction en dimension des transistors. Son principe est d'imager les motifs inscrits sur un masque via une optique de projection sur une résine photosensible préalablement déposée sur un substrat. Le système de lithographie est composé d'une source d'illumination, d'un masque, d'un système optique de projection et d'un film de résine photosensible déposé sur un substrat. Auparavant, on utilisait, en guise de source d'illumination, des lasers Krypton-Fluor émettant à 248 nm. De nos jours, les sources sont des lasers Argon-Fluor qui émettent à 193 nm. On parle alors de la photolithographie 193 nm.

La lumière émise par la source est diffractée à la traversée du masque délimitant les contours du dessin des circuits intégrés. Ce masque est constitué de quartz, qui transmet la lumière. Sur certaines zones, le masque est recouvert de chrome qui lui, absorbe le rayonnement. Le système optique de projection récolte les ordres de diffraction pour reconstruire l'image du masque. Les motifs du masque sont reproduits dans la résine sous forme d'image latente. En effet, les zones du film de résine photosensible qui ont été exposées à la lumière vont subir une première transformation chimique.

La résine est ensuite recuite (recuit après exposition), permettant ainsi de catalyser la

réaction chimique et de changer la solubilité des zones pré-exposées au rayonnement. Puis le film de résine est plongé dans une solution de développeur. Selon la tonalité des résines, les parties insolées deviennent ou non solubles dans le développeur. Dans le cas des résines positives, ce sont les zones exposées qui deviennent solubles, et réciproquement, pour les résines négatives les zones exposées deviennent insolubles. Finalement après l'étape de développement, le film de résine est structuré selon les motifs du masque. Les motifs de résine serviront par la suite de masque pour les étapes de gravure des matériaux sous-jacents.

I.2.2 Formation de l'image

La lumière traversant le masque est diffractée dans plusieurs directions. L'optique de projection est composée d'un système de lentilles permettant la collection d'une partie des ordres diffractés au niveau du masque et de les projeter dans le plan de la résine. La reconstruction de l'image des éléments du masque s'effectue alors par l'interférence des ondes collectées. L'image aérienne désigne l'intensité lumineuse formée au niveau de la plaque en l'absence de la résine. Cependant, l'image aérienne est idéale seulement si tous les ordres de diffraction participent à la formation de l'image. En réalité seulement deux ou trois ordres sont collectés par la lentille (à cause de la taille finie de celle-ci). Il y a donc perte d'une certaine partie de l'information et les motifs ne sont pas parfaitement reproduits. L'image aérienne d'une ouverture rectangulaire sur le masque ressemble donc plutôt à une sinusoïde (Fig. I.11).

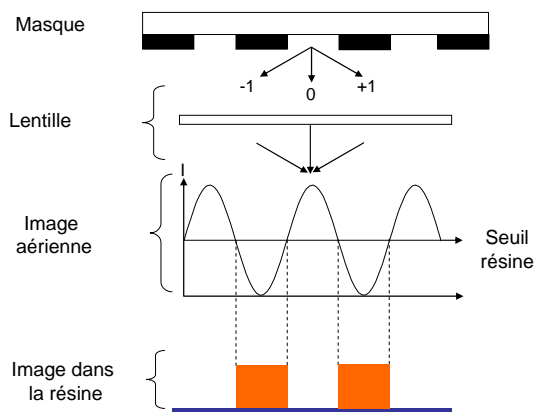


FIGURE I.11 – Schéma représentant la formation de l'image aérienne.

I.2.3 La résolution

En photolithographie on exprime la résolution (R) selon le critère de Rayleigh :

$$R = k \frac{\lambda}{NA} \quad (\text{I.4})$$

où k est une constante empirique (qui varie entre 0.5 et 1), λ la longueur d'onde de la source lumineuse utilisée pour insoler la résine, NA l'ouverture numérique du système

(proportionnelle à l'indice optique du milieu et à la taille des lentilles de projection). Il apparaît donc qu'une diminution de la longueur d'onde d'insolation permet d'améliorer la résolution. C'est la raison pour laquelle les longueurs d'onde d'insolation deviennent de plus en plus petites. Par exemple, les premières générations de lithographie reposaient sur des lampes à vapeur de mercure émettant dans le domaine des UV moyens et proches (longueurs d'onde de 436 nm et 365 nm). Au milieu des années 90, la photolithographie s'est tournée vers les UV profonds avec des lasers excimères KrF émettant à 248 nm. Cette transition a, en parallèle, nécessité le développement de nouvelles plates-formes chimiques : les résines à amplification chimique. De nos jours, en vertu de leur faible longueur d'onde (193 nm), des lasers ArF sont utilisés. Ce changement a permis la réduction des dimensions imprimées dans la résine. Pour franchir un pas supplémentaire, les industriels s'orientent désormais vers la lithographie Extreme UltraViolet (EUV) qui repose sur l'utilisation de longueur d'onde de 13.5 nm. Cette dernière génération de lithographie devrait être disponible en industrie dans les années à venir.

Une autre manière d'accroître la résolution consiste à augmenter l'ouverture numérique. Ceci peut se faire en travaillant dans un milieu possédant un indice optique de réfraction plus élevé que l'air ($n > 1$) ; si ce milieu est liquide, on parle de *lithographie par immersion*. Cette technique représente actuellement la nouvelle génération de lithographie 193 nm et permet d'imprimer des motifs de 45 nm.

I.2.4 Description des procédés de lithographie

Pendant le procédé lithographique, les résines subissent une succession d'étapes comme illustré sur la figure I.12.

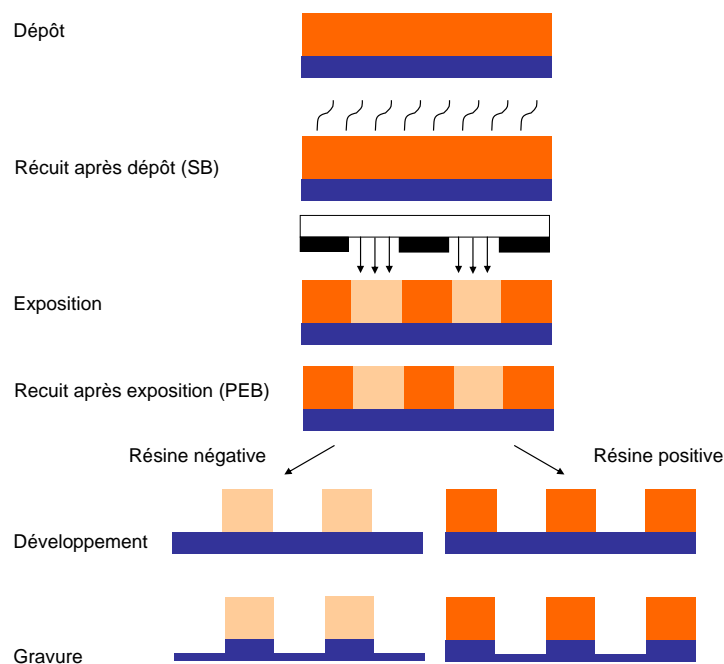


FIGURE I.12 – Procédé photolithographique.

Dépôt de la résine : cette étape consiste à étaler la résine sur un substrat. En général, le substrat en silicium est préalablement couvert d'une couche anti-réfléchissante sur laquelle la résine est déposée. Cette couche est indispensable pour absorber les ondes réfléchies à l'interface de la résine et du substrat qui entraînent une dégradation des motifs. Le dépôt de la résine se fait par centrifugation. L'épaisseur du film dépend de la vitesse de rotation utilisée ainsi que de la viscosité de la solution. La viscosité des résines est, en général, ajustée de façon à ce que la vitesse de dépôt permette d'obtenir l'épaisseur de la résine souhaitée.

Recuit après dépôt ou PAB ("Soft Bake" ou "Post Applied Bake") : il a pour but de densifier la résine en réduisant son volume libre et de désorber le solvant résiduel subsistant dans le film de résine après le dépôt.

Exposition : elle consiste à exposer le film de résine à une longueur d'onde donnée au travers d'un masque lithographique. Des espèces catalytiques (acides) sont alors générés dans les zones insolées et donnent lieu à la formation d'une image latente dans la résine.

Recuit après exposition ou PEB ("Post Exposure Bake") : cette étape est capitale pour les résines à amplification chimique. Après la formation de l'image latente dans la résine, ce recuit permet d'activer les espèces catalytiques conduisant ainsi au changement de solubilité des zones exposées. En fonction des résines, cette étape amorce soit une réaction de déprotection (résines positives), soit une réaction de réticulation (résines négatives).

Développement : Lors de cette étape la plaque est plongée dans une solution de développeur aqueuse basique telle que le TMAH (Hydroxyde de TetraMéthylAmmonium). Le développement va alors entraîner la dissolution de la résine dans les zones définies lors de l'étape d'exposition. Ainsi, l'image du masque est transférée dans le film de résine.

I.2.5 Les résines à amplification chimique

Avec l'arrivée des sources émettant dans l'ultra-violet profond (deep UV), il a fallu développer des résines plus sensibles et moins absorbantes que celles déjà existantes. Ainsi les résines à amplification chimique ont vu le jour. Leur concept repose sur la génération, par un seul photon, de plusieurs événements chimiques. La sensibilité des résines s'en voit ainsi améliorée. Ces résines sont constituées d'un polymère de base composé de différents additifs et d'un photogénérateur d'acide (PAG) qui permet la réaction d'amplification chimique.

I.2.5.1 Réaction d'amplification chimique

Lorsque la résine est exposée au rayonnement, le PAG présent dans la résine réagit avec les photons et libère un acide H^+ . Cet acide, créé lors de l'exposition, diffuse pendant l'étape de PEB et catalyse ensuite la réaction chimique. Pendant cette étape, l'acide réagit avec le groupement protecteur du polymère de résine et le déprotège (résines positives). Un nouvel acide est régénéré à la fin de la réaction de déprotection, entraînant des réactions en cascade, d'où le concept "d'amplification chimique" (Fig. I.13). Une fois la résine

déprotégée, elle devient soluble dans le développeur. Les résines 248 nm et 193 nm ont été développées pour ce type de mécanisme, elles sont donc remarquablement sensibles. Le contrôle dimensionnel des motifs est cependant dégradé par la diffusion de l'acide des zones exposées vers les zones non exposées.

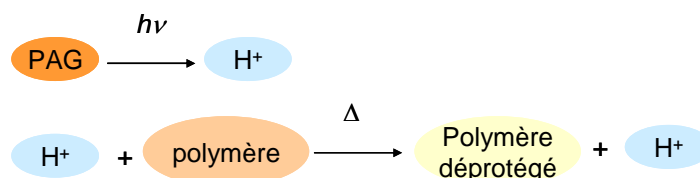


FIGURE I.13 – Mécanisme d'amplification chimique.

I.2.5.2 Composition des résines à amplification chimique

Le polymère : c'est le squelette de la résine. Il représente environ 95 % de la masse sèche du film de résine. Il est composé de plusieurs monomères qui remplissent chacun une fonction précise (stabilité thermique, adhérence au substrat, résistance à la gravure).

Le solvant : le polymère de résine est dilué dans un solvant (le plus souvent le PGMEA, Poly Propylène Glycol Méthyle Ether Acétate). Après le dépôt, le solvant est éliminé par évaporation et ne contribue plus lors des étapes suivantes. Il représente en général 90 % de la masse totale de la solution initiale de la résine.

Le PAG : il doit répondre à plusieurs critères tels qu'une absorption à la longueur d'onde d'exposition, un rendement quantique élevé pour garantir une bonne sensibilité, une réactivité élevée avec le groupement protecteur de la résine afin d'augmenter la sensibilité de la résine et réduire la dose d'exposition. Un type de PAG couramment utilisé est le triphénylsulfonium perfluoro-1-butanesulfonate (Fig. I.14). Grâce à son cycle aro-

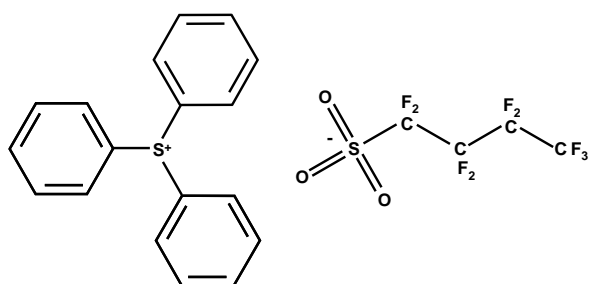


FIGURE I.14 – Exemple de PAG utilisé dans les résines 193 nm.

matique, il va absorber le rayonnement UV auquel il est soumis afin de se dissocier pour donner un acide.

Le quencher : lors de la réaction d'amplification chimique, l'acide généré peut diffuser dans les zones non exposées, affectant ainsi le contrôle de la résolution du procédé

de lithographie. La dimension des motifs devient alors difficilement contrôlable. Afin de limiter la diffusion de l'acide, on utilise le "quencher", un composé basique introduit en petite quantité dans la résine.

Les résines à amplification chimique doivent répondre à plusieurs critères. Elles doivent par exemple être suffisamment photosensibles pour limiter le temps d'exposition. En effet, plus les résines sont sensibles, moins la dose d'exposition à appliquer pour obtenir une image sera importante et par conséquent, le temps d'exposition sera plus court. Un autre critère est le contraste de la résine. Afin de récupérer les pertes d'information dues aux ordres de diffraction non collectés, les résines doivent avoir un comportement dit "à seuil" les réactions chimiques doivent s'amorcer au delà d'une dose précise. Le contraste de la résine traduit alors l'efficacité de ce comportement "à seuil".

I.2.6 Les résines 193 nm

Les premières résines à amplification chimique étaient les résines 248 nm. Elles présentaient une faible absorption à 248 nm et une bonne résistance aux étapes de gravure grâce à la présence de cycle benzénique (Fig. I.15).

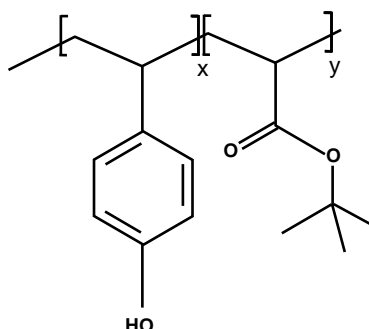


FIGURE I.15 – Résine 248 nm à base poly(hydroxystyrène).

La transition des lithographies aux longueurs d'onde de 248 nm à 193 nm a nécessité le développement de nouvelles plates-formes chimiques. Le poly(hydroxystyrène) couramment utilisé pour la lithographie 248 nm est en effet trop absorbant pour être utilisé à la longueur d'onde de 193 nm, empêchant ainsi son utilisation en lithographie ArF. Ceci s'explique par la forte absorption des longueurs d'onde autour de 193 nm par les doubles liaisons C=C (cycle benzénique). Les résines à base d'acrylique ont alors suscité un fort intérêt du fait de leur transparence à cette longueur d'onde. Les travaux de Kunz *et al.* [31] du MIT Lincoln Laboratory en collaboration avec IBM ont permis la réalisation de la première résine 193 nm. Cette résine (Fig. I.16) présente trois monomères dont chacun possède une fonction bien définie. L'inconvénient de cette résine est la faible résistance à la gravure.

Les résines à base d'esters alicycliques de méthacrylates ont été développées par Kaimoto *et al.* [32] de chez Fujitsu pour augmenter la résistance à la gravure. Ces résines

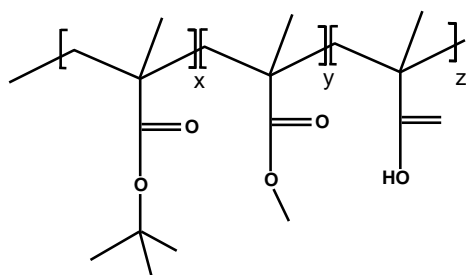


FIGURE I.16 – Première génération de résine 193 nm d'IBM.

sont composées de deux groupements : le méthacrylate d'adamantyle pour améliorer la résistance à la gravure et le méthacrylate portant un groupement lactone pour contrôler la solubilité de la résine. La résine AZ/Clariant, exemple d'un tel polymère, est présentée sur la figure I.17.

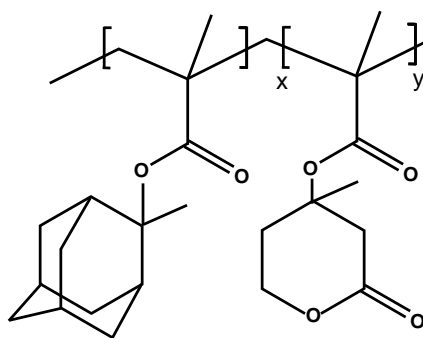


FIGURE I.17 – Résine 193 nm AZ/Clariant.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé des polymères présentant des similitudes avec cette résine. La structure des polymères utilisés est schématisée sur la figure I.18 et présente trois groupements latéraux.

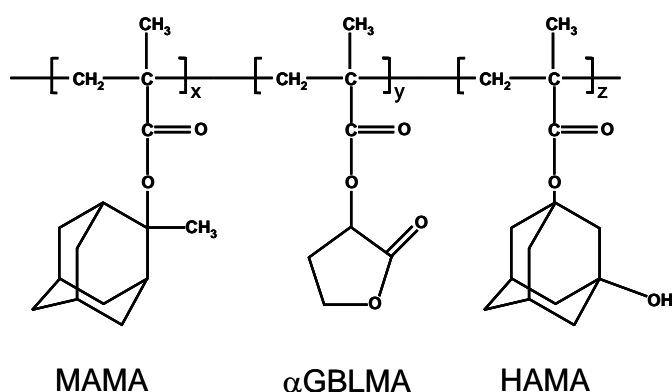


FIGURE I.18 – Structure chimique d'une résine 193 nm constituée du groupement méthyle adamantane (MAMA), du groupement lactone (αGBLMA) et du groupement polaire (HAMA).

1. Le groupement protecteur ou groupement méthyle adamantane (MAMA, pour 2-méthyle-2-adamantane méthacrylate) participe à la réaction d'amplification chimique en présence de l'acide généré par le PAG. Ce groupement participe également à l'amélioration de la résistance de la résines lors des étapes de gravure.

2. Le groupement lactone (α GBLMA, pour α - γ -butyrolactone méthacrylate) améliore la solubilité de la résine dans le développeur et aide à contrôler la température de transition vitreuse.
3. L'hydroxyle d'adamantane (HAMA, pour 2-hydroxy-2-adamantane méthacrylate) est un groupement polaire, permettant une meilleure adhésion de la résine sur le substrat. Il aide également à renforcer la résistance de la résine à la gravure.

Malgré ces améliorations, la faible résistance des résines 193 nm vis-à-vis des plasmas de gravure reste toujours un obstacle. Ainsi, dès leur introduction dans l'industrie, des traitements post-lithographiques ont vu le jour pour améliorer leur comportement à la gravure.

I.2.7 Origine de la rugosité de bord de ligne

Lors du procédé de lithographie optique, l'image du masque est donc transférée dans le film de résine préalablement déposé sur le substrat. Les ordres de diffraction sont collectés par la lentille de projection et le motif du masque est reproduit dans la résine sous forme d'une image latente. Le PAG présent dans la résine réagit avec les photons pour libérer un acide et la déprotection de la résine se produit pendant l'étape de recuit. Lors de cette étape, l'acide diffuse à travers le film de résine et réagit avec la matrice de polymère. Enfin, les parties de la résine qui ont été déprotégées se dissolvent dans le développeur aqueux basique (dans le cas d'une résine positive) et les motifs de résines sont révélés. Chacune de ces étapes peut contribuer à la formation du LER/LWR final du motif de résine. Trois principaux facteurs ont ainsi été identifiés : la rugosité du masque de lithographie, la qualité de l'image aérienne ainsi que les mécanismes de diffusion d'acide et de déprotection.

I.2.7.1 LER du masque

Les motifs sur le masque en quartz sont définis par lithographie électronique et sont ensuite transférés par gravure plasma. Inévitablement, les motifs du masque présentent eux même une certaine rugosité [33]. Même si la résolution limitée des systèmes optiques ne permet pas de projeter tous les détails du masque sur la résine, cette rugosité peut contribuer au LER de la résine.

I.2.7.2 Le logarithme de la pente de l'image aérienne

Puisque la lentille n'est pas capable de collecter tous les ordres de diffraction, l'image aérienne n'est pas idéale. L'image du motif en forme de créneau prend donc plutôt la forme d'une sinusoïde, comme illustré sur la Fig. I.19. En lithographie, le logarithme de la pente de l'image aérienne, appelé ILS (Image Log Slope), est défini par :

$$ILS = \frac{1}{I_{bord}} \left. \frac{\partial I(x)}{\partial x} \right|_{bord} \quad (I.5)$$

où I_{bord} et $\left. \frac{\partial I(x)}{\partial x} \right|_{bord}$ sont l'intensité lumineuse et la pente de cette intensité au bord des motifs (Fig. I.19).

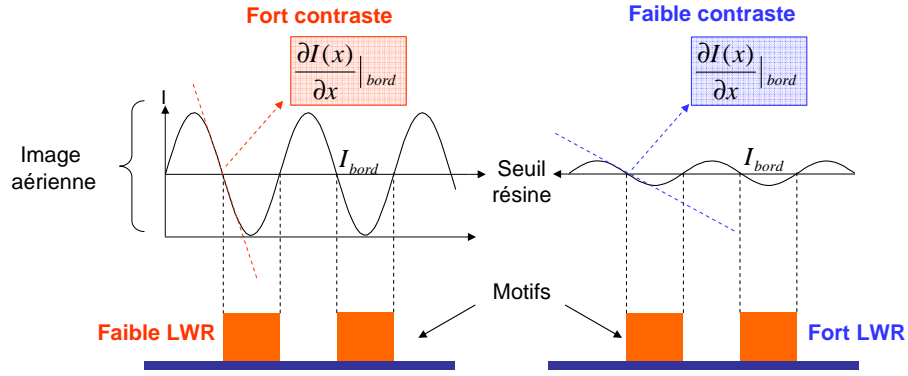


FIGURE I.19 – Image aérienne de l'outil d'exposition dans la résine et motif de résine après développement.

La figure I.19 illustre l'image aérienne et son influence sur le film de résine. Pour des intensités élevées, la résine est soluble dans le développeur et dans le cas contraire elle est insoluble. L'impact de la qualité de l'image aérienne a été identifié par de nombreux auteurs comme l'une des origines de la rugosité de bord de ligne des résines [34–36]. Toutes les études ont clairement démontré que l'amélioration de la pente de l'image (l'ILS) est un bon moyen pour réduire la rugosité de bord de ligne. On peut supposer que si l'ILS tend vers l'infini (et donc l'image aérienne tend vers la forme de créneau), le LER devrait se rapprocher de zéro et les bords de ligne devraient être parfaitement lisses (si l'on néglige le LER du masque). Les résultats expérimentaux [34] ont cependant montré qu'il existe une limite, et que la rugosité de bord ne peut être lissée en dessous d'un certain seuil. Il a donc été suggéré qu'une partie du LER, provient de la rugosité intrinsèque du matériau de résine.

I.2.7.3 Modélisation du LER de la résine

Quelques travaux ont tenté d'expliquer l'origine du LER des résines à amplification chimique en tenant compte de l'image aérienne, du phénomène de fluctuation statistique de la dose (appelée "shot noise") [37, 38] ainsi que de la diffusion de l'acide dans la résine [39]. Le "shot noise" (bruit de grenaille en français) est lié au fait que l'intensité lumineuse n'est pas continue mais discrète. Ainsi, même lorsque les systèmes optiques sont idéaux, des fluctuations lumineuses existent encore. La fluctuation est proportionnelle à $1/\sqrt{N}$, où N est le nombre de photons. Ce phénomène est par ailleurs beaucoup plus prononcé lorsque l'on utilise des résines très sensibles qui n'ont besoin que de faibles doses pour être développées.

Gallatin *et al.* [40, 41] ont construit un modèle qui prend en compte la diffusion de l'acide lors du PEB. Dans leur modèle, autour de chaque acide (créé lors de l'insolation de la résine), une zone "floue" (appelée "blur" en anglais) de résine déprotégée se crée du fait de la diffusion de l'acide et de la déprotection de la résine (Fig. I.20). Les zones "blur" sont donc reliées à la longueur de diffusion de l'acide au sein de la résine. Lorsque la longueur de diffusion de l'acide augmente, elle "lisse" la distribution aléatoire des acides

provenant du PAG. Ainsi le "lissage" de la distribution aléatoire des acides est la cause de la réduction du LER. Différentes études expérimentales ont en effet montré qu'une augmentation de la longueur de diffusion peut conduire à un lissage de la rugosité de bord [39, 42].

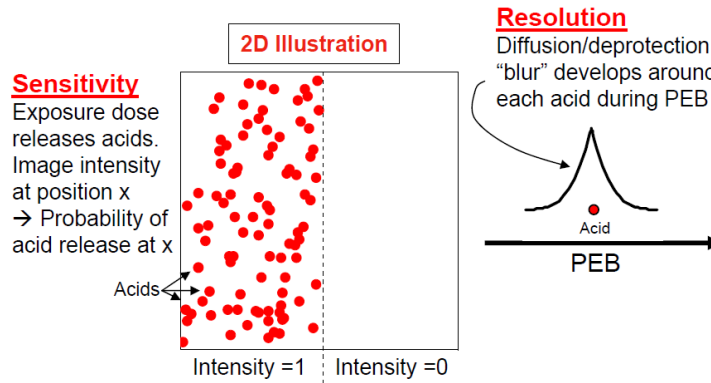


FIGURE I.20 – Représentation schématique de la création d'acides dans les zones exposées et formation de "blur" autour des acides d'après Gallatin [40].

Finalement, pour décrire le LER, le modèle proposé par Gallatin *et al.* [40, 41] contient trois facteurs. Le premier et le deuxième de ces facteurs sont inversement proportionnels à la racine de la dose et à l'ILS, respectivement. Le dernier facteur est relié à la longueur de diffusion de l'acide :

$$3\sigma_{LER} \propto \left(\frac{1}{ILS} \right) \left(\frac{1}{\sqrt{E}} \right) \left(\frac{1}{\sqrt{R^3}} \right) \quad (I.6)$$

Dans cette équation, E est la dose d'exposition au bord du motif et R est le rayon de déprotection autour de chaque acide ("blur"). Après le développement de la résine, la distribution des zones déprotégées détermine le LER final dans le motif de résine. Ainsi si l'on augmente par exemple la longueur de diffusion de l'acide, on améliore le LER. Néanmoins, une longueur de diffusion trop importante n'est pas souhaitable, puisqu'elle dégrade la résolution. Finalement l'équation I.6 conduit à la relation suivante :

$$\sigma_{LER}^2 \times blur^3 \times dose = constante \quad (I.7)$$

C'est-à-dire qu'il est impossible de réduire en même temps le LER, la longueur de diffusion de l'acide et la dose. Cette équation est appelée le "principe d'incertitude de lithographie". Par exemple si l'on utilise une résine très sensible, on doit diminuer la dose, pour ne pas dégrader la résolution. Dans ce cas, à cause des fluctuations statistiques "shot noise", le LER est détérioré. En revanche, si le but est de réduire le LER, il faut soit augmenter la dose (ce qui n'est pas souhaitable en industrie) soit augmenter la longueur de diffusion (dégradation de la résolution). Une autre manière d'interpréter la relation I.7 est la suivante : il n'est pas possible d'augmenter la sensibilité (réduction de la dose) et la résolution (réduction des blur), tout en gardant un LER faible. Ceci est schématiquement représenté sur la Fig. I.21.

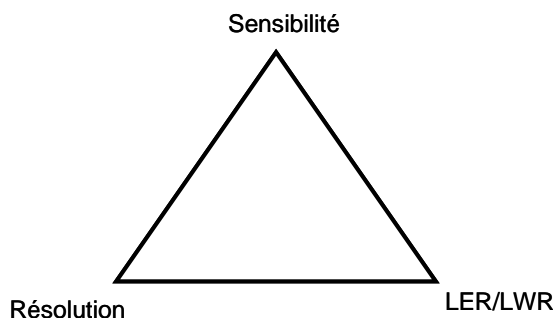


FIGURE I.21 – Principe d'incertitude de lithographie.

Finalement C. Mack [43] a développé un modèle plus complet en s'appuyant sur une approche stochastique qui intègre le "shot noise", la concentration chimique, l'exposition, et la diffusion de l'acide ainsi que les mécanismes d'amplification chimique. Ce modèle élucide l'impact de la diffusion de l'acide sur le LER. Il contient une longueur de diffusion optimale, au delà de laquelle le LER augmente, et en dessous de laquelle le LER diminue. En effet pour une certaine longueur, la diffusion d'acide réduit (lisse) les variations stochastiques de la rugosité, et au delà de cette longueur la diffusion dégrade le "gradient de l'image latente".

D'après cette revue bibliographique, il semble que le LER provienne d'une part du système de lithographie, et d'autre part, de la résine elle-même. Cependant, même si la formation du LER dans la résine a déjà été étudiée en détails, de nombreux points restent encore assez mal compris. Bon nombre de conclusions au sujet du LER des résines sont difficiles à interpréter, car les résultats observés sont souvent dépendants de la plate forme de polymère utilisée.

La réduction du LER de la résine sans dégrader la résolution de la résine apparaît donc comme un problème complexe et non résolu de l'étape de lithographie. La rugosité de la grille étant malheureusement dépendante de celle de la résine après l'étape de lithographie [30, 44] et les futurs nœuds technologiques exigeant des faibles valeurs de LER dans la grille, il est nécessaire de trouver de nouvelles stratégies en vue de réduire le LER après l'étape de lithographie. Nous allons voir dans le cadre de cette thèse que des procédés par plasma peuvent être utilisés pour minimiser le LER des résines.

I.3 La gravure par plasma

Après l'étape de lithographie, l'objectif est de transférer le plus fidèlement possible les motifs de résine dans les empilements de couches minces pour réaliser une grille de transistor (Fig I.22). Cette étape critique l'est d'autant plus que les dimensions des motifs à graver ne cessent de diminuer. De nos jours, les CD imprimés par l'étape de lithographie sont de l'ordre de 50 nm et la dimension obtenue après l'étape de "resist trimming" [45] (érosion latérale de la résine par une gravure isotrope afin de réduire la dimension des motifs) doit être préservée pendant les étapes de gravure. Pour cela, et

afin que les motifs ne soient pas altérés, la gravure doit être la plus verticale possible (anisotrope).

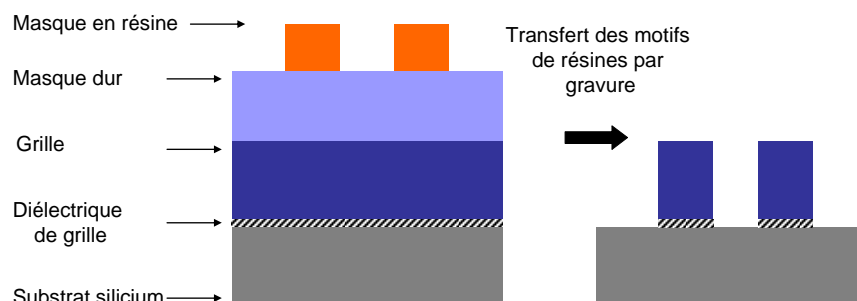


FIGURE I.22 – Schéma de l'empilement de couches dans lequel il faut graver les motifs de résine.

I.3.1 Le plasma

Le plasma est un gaz partiellement ou totalement ionisé dont l'ensemble est globalement électriquement neutre. Il est composé d'espèces neutres (molécules, atomes et radicaux), d'ions (principalement positifs), d'électrons et de photons. Les plasmas utilisés pour la gravure sont générés par l'application d'un champ électrique extérieur (en général radio fréquence à 13.56 MHz). Ce champ accélère les électrons libres par transfert d'énergie cinétique. Ainsi, par impact électronique, ces électrons énergétiques peuvent soit ioniser une particule neutre, soit dissocier des molécules ou simplement exciter un atome. L'excitation des atomes ou des molécules, est en général suivie d'une désexcitation radiative. L'électron revient sur le niveau inférieur en émettant un photon. Les paires électrons-ions créées dans le volume se perdent sur les parois du réacteur ou se recombinent entre elles. Dans ces plasmas, il s'établit des zones de charges d'espace positives au voisinage des parois. En effet, la mobilité des électrons est très supérieure à celle des ions positifs. La neutralité électrique du corps du plasma n'est alors maintenue qu'à la condition que le potentiel moyen au centre du plasma, correspondant au potentiel plasma (V_p), soit supérieur au potentiel des parois. La neutralité n'est violée qu'au voisinage des parois, dans une région appelée "la gaine", où se trouve la majeure partie de la chute de potentiel entre le centre du plasma et les parois. Ceci a pour effet de confiner les électrons dans le plasma et d'accélérer les ions positifs vers les parois suivant un vecteur vitesse perpendiculaire à la surface (vitesse de Bohm). Ce phénomène peut être accentué en appliquant un potentiel négatif au substrat (V_{bias}) afin d'obtenir une gravure anisotrope avec des vitesses de gravure assez élevées.

I.3.2 Les mécanismes de la gravure par plasma

La gravure par plasma repose sur la synergie ions/neutres qui met en jeu deux types de gravure aux effets complémentaires :

La gravure chimique : on parle de gravure chimique lorsque le substrat à graver est exposé uniquement aux espèces réactives neutres du plasma. Ces espèces vont interagir chimiquement avec le substrat en formant des produits de gravure volatils, qui sont ensuite éjectés hors du réacteur de gravure. La gravure chimique a l'avantage d'être très sélective mais elle conduit cependant à une gravure isotrope des matériaux. Le choix de la chimie de plasma pour graver un matériau repose sur la capacité du gaz, une fois dissocié, à réagir chimiquement avec le matériau et à former des produits de gravure volatils. Par exemple, les plasmas à base d'halogènes (SF_6 , HBr , Cl_2) sont souvent utilisés pour graver le silicium car ils sont chimiquement actifs vis-à-vis de ce matériau et permettent la formation de produits volatils de type SiX_4 ($\text{X} = \text{F}$, Cl ou Br).

La gravure physique : dans le cas où le matériau est bombardé par des ions énergétiques et inertes, on parle de gravure physique. Ce type de gravure correspond au bombardement du substrat par les ions du plasma dont l'énergie est ajustable entre le potentiel plasma (15 eV) et quelques centaines d'eV. Lorsque ces ions entrent en collision avec les atomes de la surface, ces derniers peuvent gagner assez d'énergie sous l'impact ionique pour quitter la surface de l'échantillon. Cette gravure est aussi appelée **pulvérisation physique par bombardement ionique**. La gravure physique présente le grand intérêt d'être **anisotrope** du fait de la directivité du flux d'ions. Cependant, elle souffre généralement d'une **absence de sélectivité** (faible différence entre les rendements de pulvérisation des différents matériaux couramment utilisés en micro-électronique) et peut induire dans les matériaux des dégradations conséquentes en raison de l'énergie assez élevée des particules incidentes.

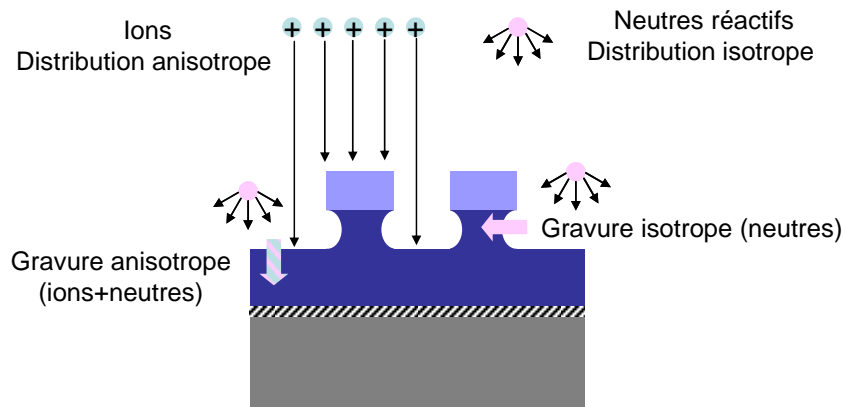


FIGURE I.23 – Schéma des processus impliqués dans la gravure plasma.

La gravure par plasma combine l'effet des deux types de gravure précédents. Elle possède les qualités des deux procédés tout en minimisant leurs inconvénients. Cependant, la vitesse de gravure par plasma est largement supérieure à la somme des vitesses de gravure physique et chimique [46]. Il existe une synergie entre les ions et les espèces neutres. En effet, l'action des ions peut favoriser l'incorporation des espèces radicalaires dans la couche réactive de surface en cassant les liaisons de surface, en créant des li-

aisons pendantes (qui vont manifestement se reformer pour créer des produits volatils), en mélangeant la couche de surface et également en favorisant la désorption des produits de gravure. Les vitesses de gravure ainsi obtenues sont 10 à 30 fois plus élevées que celles obtenues par gravure chimique ou physique uniquement. Néanmoins, seules les surfaces exposées au bombardement ionique bénéficient de ces effets. Lorsque l'on souhaite transférer un motif de résine dans les couches sous-jacentes, la gravure verticale est effectivement régie par la synergie ions/neutres alors que le flanc des structures est essentiellement soumis à un flux de neutres réactifs qui conduit à une attaque isotrope (Fig. I.23).

Pour parvenir à des profils de gravure anisotropes, il est nécessaire de bloquer la composante latérale de la gravure par la formation de couches de passivation. Deux principaux mécanismes peuvent conduire à la formation de ces couches : le redépôt des espèces depuis la phase gazeuse et le redépôt par pulvérisation du fond des motifs. Un exemple du premier mécanisme, survient lors de la gravure du polysilicium avec une chimie $\text{HBr}/\text{Cl}_2/\text{O}_2$ où des couches de passivation de type $\text{SiO}_x\text{Cl}_y\text{Br}_z$ se forment sur les flancs de la grille bloquant ainsi la composante latérale de la gravure. Le Cl_2 , le Br et l' O_2 vont d'abord être dissociés, formant des radicaux de chlore, de brome et d'oxygène. Le brome et le chlore radicalaire gravent ensuite le silicium à l'aide du bombardement ionique en formant des produits volatils de type SiCl_yBr_z qui sont relâchés en phase gazeuse. Ces produits se redéposent sur les flancs et sont ensuite oxydés par l'oxygène atomique pour former une couche de passivation de type $\text{SiO}_x\text{Cl}_y\text{Br}_z$ (Fig. I.24).

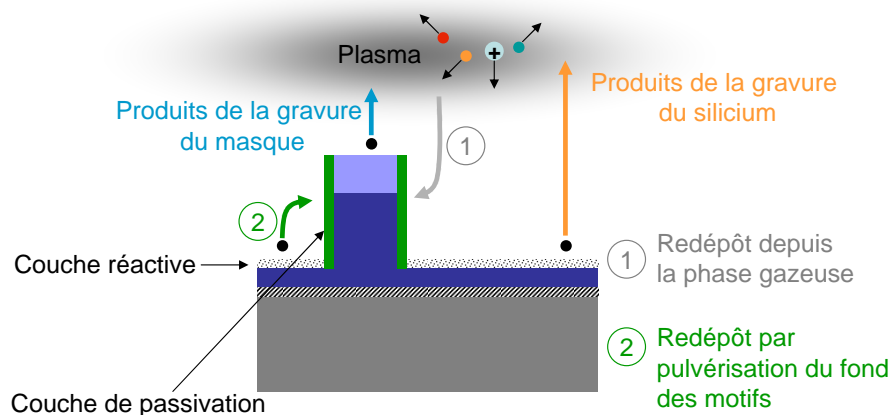


FIGURE I.24 – Deux mécanismes possibles de formation de couches de passivation sur les flancs de grille en silicium.

La nature du masque de gravure peut également contribuer à la formation des couches de passivation. Les espèces issues de la gravure du masque (par exemple un masque en résine lors de la gravure du polysilicium en chimie $\text{HBr}/\text{Cl}_2/\text{O}_2$ [45]) peut conduire à la formation d'espèces passivantes sur les flancs des motifs (Fig. I.24).

Le second mécanisme est basé sur la pulvérisation de composés situés au fond des motifs. Par exemple, lors de la gravure de silicium en $\text{SF}_6/\text{CH}_2\text{F}_2$, la pulvérisation d'une couche fluorocarbonée formée aux fonds des motifs sous l'action du bombardement ionique entraîne l'éjection de composés de $\text{C}_x\text{H}_x\text{F}_z$ [44]. Ces composés sont peut volatils et

collent sur les flancs (Fig. I.24).

La maîtrise du mécanisme de passivation mis en jeu est importante car la pente générée dans le silicium durant la gravure résulte d'une compétition entre la vitesse de dépôt sur les flancs des structures et la vitesse de gravure latérale (Fig. I.15). Si la vitesse de gravure

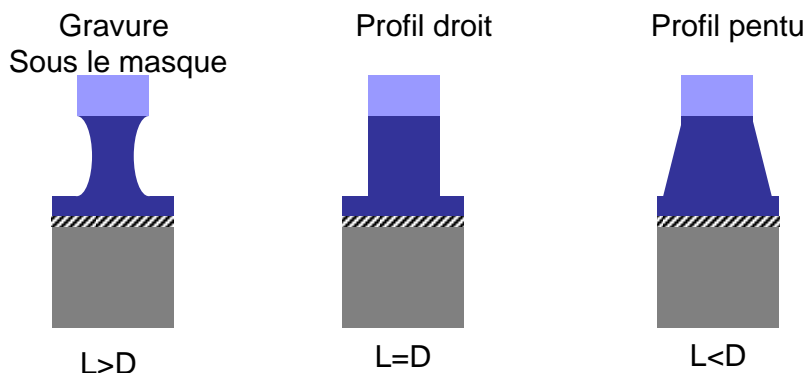


FIGURE I.25 – Influence de la vitesse de dépôt et de la vitesse de gravure latérale sur les profils de gravure.

latérale (L) est supérieure à la vitesse de dépôt (D), les structures sont gravées latéralement, et l'on observe alors une gravure sous le masque. Si ces deux vitesses sont identiques, le profil obtenu est parfaitement anisotrope et si la vitesse de dépôt est supérieure à la vitesse de gravure latérale, on observe un profil pentu.

I.4 Problématiques liées à la rugosité de bord de ligne

I.5 Transfert de rugosité

Comme nous l'avons vu, les résines 248 nm ont été remplacées par les résines 193 nm. Cette transition s'est malheureusement faite au détriment des propriétés de résistance à la gravure. Cette faible résistance des résines 193 nm est attribuée par certains auteurs [47] à l'absence des groupes benzéniques présents auparavant dans les résines 248 nm. D'autres auteurs [48] attribuent cette faible résistance à la forte concentration en atomes d'oxygène des résines 193 nm (l'oxygène génère des produits de gravure très volatils avec les espèces du plasma). La relation empirique qui décrit ce phénomène est connue sous le nom de facteur d'Ohnishi [49]. Ce paramètre relie la résistance à la gravure des résines à leurs taux de carbone et d'oxygène.

La dégradation des résines 193 nm au cours des procédés de gravure est un paramètre critique ayant un fort impact sur le profil final de la grille. La dégradation des résines peut avoir aussi des conséquences néfastes sur le LWR. En effet, la faible résistance à la gravure des résines 193 nm engendre la détérioration des motifs de résine et conduit à une

augmentation du LWR (Fig. I.26).

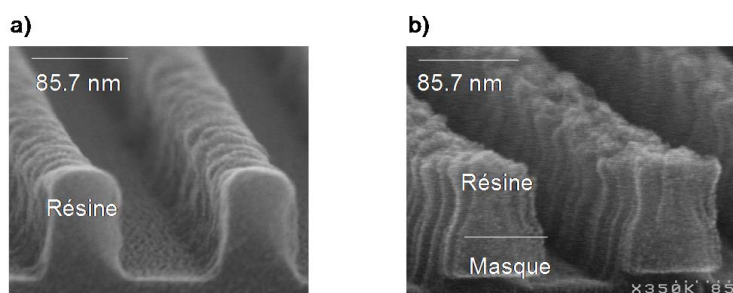


FIGURE I.26 – Profils d'une résine 193 nm a) avant et b) après gravure avec un plasma fluorocarboné.

Les procédés de gravure à base de chimie fluorocarbonée sont connus pour souvent endommager la résine 193 nm. De multiples phénomènes de dégradation peuvent avoir lieu ; on peut notamment citer le "wiggling" qui est une déformation du motif due à des tensions mécaniques dans la résine [50, 51] et les striations sur les flancs de la résine [52]. Les résines 193 nm présentent un deuxième défaut : une rugosité de flanc élevée (LWR \approx 5-7 nm). Même si la résine n'est pas dégradée lors de la gravure, cette rugosité importante se transfère (au moins partiellement) au cours de la gravure d'un empilement de grille dans les couches sous-jacentes.

Afin de pallier à ces problèmes, de nombreuses études [53–59] ont montré que l'utilisation des traitements plasma connus sous le nom de plasma "cure", pouvait non seulement réduire le LWR des résines après l'étape de lithographie, mais également améliorer leur résistance à la gravure. Le traitement introduit en industrie pour améliorer la performance des résines 193 nm est un procédé plasma à base d'HBr qui a déjà fait l'objet de nombreuses études. Ce procédé sera abordé en détails dans les chapitres IV et V.

I.5.1 La métrologie de la rugosité de bord de ligne

Les mesures de rugosité de bord de ligne ont fait l'objet de nombreuses études. Yataha *et al.* ont par exemple utilisé un AFM (pour Atomic Force Microscope en anglais) classique pour mesurer le transfert de rugosité de bord [60]. Pour ce faire, la plaque a été clivée le long des lignes et les flancs des lignes ont été imagés par la pointe AFM en mode tapping. Goldfarb *et al.* se sont appuyés sur ce même protocole pour déterminer le transfert de la rugosité des flancs des lignes dans différentes couches lors de la gravure par plasma [61]. Cette technique s'est révélée très efficace puisque la résolution verticale de l'AFM classique est de l'ordre de l'angström, permettant une imagerie bien résolue de la rugosité de bord de ligne. Aussi efficace soit-elle, cette méthode est néanmoins difficile à mettre en œuvre et ne permet d'imager qu'un seul bord du flanc du motif (Fig. I.27).

Une autre technique permettant de mesurer la rugosité des flancs repose sur le CD-AFM (Critical Dimension- Atomic Force Microscope), technique disponible sur le site du

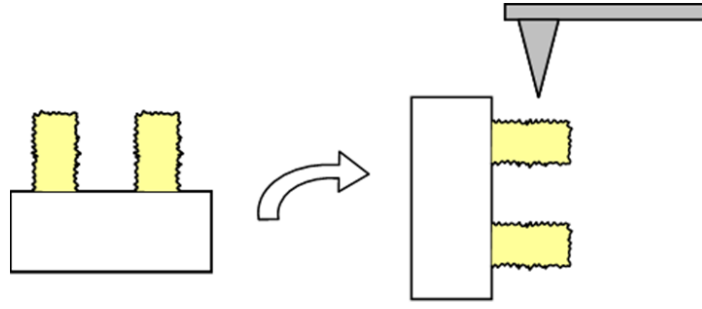


FIGURE I.27 – Schéma de la technique AFM utilisée par Goldfarb *et al.* [61] et Yahata *et al.* [60].

CEA/LETI. Celle-ci combine deux avantages : une simplicité de mise en œuvre et l'accès à une information sur toute la hauteur de chacun des deux flancs du motif à analyser. De nombreuses études menées au LTM s'appuient sur cette technique pour mesurer le LWR de lignes et de tranchées [30, 44, 62]. Malheureusement, la technique du CD-AFM souffre également de nombreux inconvénients telles que l'usure et la contamination de la pointe lors des mesures sur matériaux durs comme le silicium. En outre, la précision des mesures est limitée par la dimension de la pointe dont le diamètre est rarement inférieur à 50 nm. Le caractère fastidieux de cette méthode, qui entrave la collecte d'une grande quantité de mesures pour une étude statistique est un problème supplémentaire à considérer.

En réalité, l'équipement le plus courant pour de telles mesures est le CD-SEM (Critical Dimension - Scanning Electron Microscope), largement utilisé dans l'industrie de la microélectronique. Cette technique permet en effet d'effectuer un grand nombre de mesures pour des études statistiques. Cependant deux inconvénients sont à noter. D'une part, cette technique ne permet d'effectuer qu'une caractérisation bidimensionnelle du LWR et d'autre part, les matériaux organiques tels que la résine photosensible sont endommagés par le faisceau d'électrons, ce qui est un point particulièrement problématique lorsqu'il s'agit d'étudier ces matériaux.

Avec la miniaturisation des dispositifs, le LWR est devenu l'une des principales sources de variabilité des caractéristiques des composants. Ce paramètre doit donc être contrôlé au nanomètre près. Cependant, un tel contrôle nanométrique nécessite des mesures particulièrement précises, inévitablement compromises par le niveau de bruit des équipements qui entraîne un "biais" sur les valeurs réelles de rugosité. Le bruit est décorrélé de la rugosité mais induit une erreur sur les valeurs de LWR de la manière suivante :

$$\sigma_0^2 = \sigma_{réel}^2 + \sigma_{bruit}^2 \quad (I.8)$$

où $\sigma_{réel}$, σ_0 désignent respectivement les écart types "réel" et "mesuré" des CD de la ligne et σ_{bruit} désigne le bruit de la mesure.

Avec les outils de métrologie utilisés (CD-AFM et CD-SEM), le bruit de mesure est de l'ordre de 2-4 nm, ce qui n'est pas négligeable comparé à la rugosité mesurée (5-6 nm dans la résine). Il est donc indispensable de réduire ou éliminer la composante de bruit

afin de caractériser la rugosité avec une bonne précision.

I.6 Objectif de la thèse

Afin de limiter la dégradation des performances électriques des transistors, il devient essentiel de réduire la rugosité de bord de ligne. Le contrôle et la réduction de ce paramètre se heurte cependant à de sérieux défis. Premièrement, les rugosités des résines après l'étape de lithographie sont au delà des exigences de l'ITRS et ces rugosités sont transférées dans la grille en silicium. Une autre problématique concerne la mesure de la rugosité de bord de ligne avec les outils de métrologie. En effet les rugosités actuelles sont à l'échelle nanométrique et il est indispensable de pouvoir les mesurer avec une bonne précision. L'objectif de cette thèse a été d'apporter des solutions à ces deux problématiques.

Le chapitre III de cette thèse s'inscrit dans la lignée de la problématique de la métrologie de la rugosité de bord de ligne. Notre but, dans un premier temps va être de modéliser la rugosité suivant trois paramètres : l'écart type, l'exposant de rugosité et la longueur de corrélation. Nous allons ensuite étudier la rugosité mesurée expérimentalement à l'aide des outils de métrologie disponibles, d'une part le CD-SEM et d'autre part le CD-AFM. Nous expliquerons de quelle manière il est possible de modéliser et d'ajuster le LWR mesuré en tenant compte du bruit de mesure. Cela nous permettra de nous affranchir de le la composante de bruit et d'extraire la valeur "réelle" de la rugosité.

Le chapitre IV est consacré à l'étude de la rugosité de bord des résines 193 nm après traitement plasma HBr. L'influence de ce plasma sur les modifications physico-chimiques sera abordée en détails. Nous allons également étudier la rugosité des résines exposées à ce plasma en utilisant le protocole de mesure décrit dans le chapitre III. Cette étude nous permettra de mettre en évidence certains mécanismes de réduction de la rugosité des résines avec un tel plasma. Par la suite, nous aborderons les mécanismes de transfert LWR lors de l'enchaînement des étapes de fabrication de la grille de transistor.

Enfin, le chapitre V est destiné à l'étude de nouvelles stratégies pour réduire davantage le LWR des résines par rapport au plasma HBr. L'idée est de combiner l'effet des traitements par plasma et de la température en vue de réduire au maximum le LWR avant la gravure. Le traitement le plus adéquat en terme de réduction de LWR sera comparé avec le plasma HBr. La résine ayant la rugosité la plus faible sera ensuite gravée, afin de confirmer l'efficacité du traitement dans la grille en silicium.

II

Dispositifs expérimentaux

NOUS présentons dans ce chapitre les équipements qui nous ont permis de mettre en œuvre ce travail de thèse. Les gravures et les traitements plasma ont été réalisés à l'aide de deux plateformes de gravure industrielles. De nombreux outils de caractérisation ont été utilisés afin d'étudier les modifications physico-chimiques de nos résines soumises aux traitements plasma. Enfin les outils de métrologie permettant la mesure de la rugosité de bord de ligne sont également décrits.

II.1 Les réacteurs de gravure

Au cours de cette thèse, deux plateformes de gravure ont été utilisées : la plate forme AdvantEdge ICP 300 mm appartenant au LTM et la LAM Kiyo EL23S07 appartenant à STMicroelectronics [44, 45, 63].

II.1.1 La plateforme de gravure DPS AdvantEdge 300 mm

C'est une plateforme de gravure industrielle 300 mm commercialisée par la société Applied Materials et constituée de 2 réacteurs (génération DPS II) à couplage inductif (ICP pour "Inductively Coupled Plasma"), acceptant uniquement des plaques de 300 mm. Les réacteurs sont constitués de chambres de forme cylindrique. Dans les deux cas, l'antenne repose sur un toit plan en alumine frittée, fixé au sommet du cylindre dont les parois sont en alumine (Fig. II.1). L'antenne est connectée à un générateur qui délivre une puissance de 0 à 2500 W (appelée "puissance source") à 13,56 MHz et fournit au plasma, par couplage inductif, l'énergie nécessaire pour créer et maintenir le plasma dans la chambre. Le courant RF (RadioFréquence) circulant dans l'antenne induit un champ magnétique à l'intérieur de la chambre dans laquelle sont injectés les gaz. Les oscillations du champ magnétique induisent un champ électrique accélérant les électrons.

Afin de contrôler l'énergie des ions bombardant le substrat, un deuxième générateur

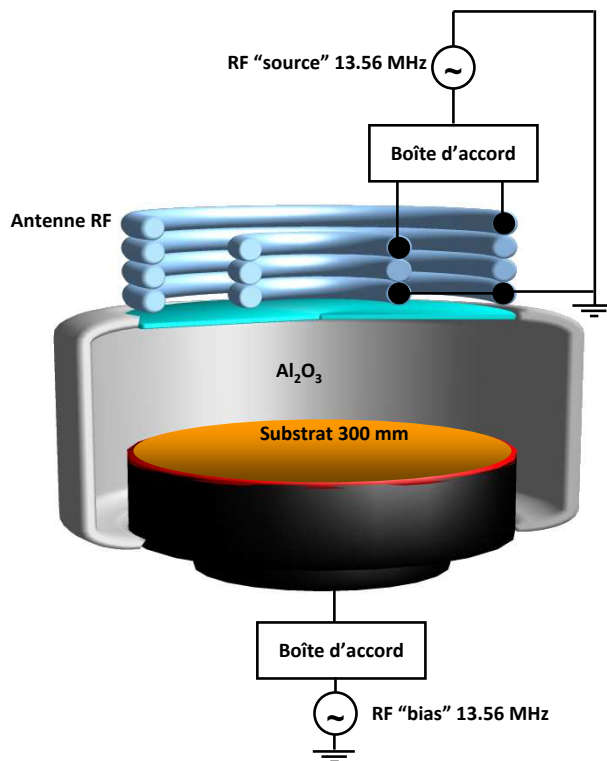


FIGURE II.1 – Schéma du réacteur de gravure DPS.

RF fonctionnant à 13,56 MHz est relié au porte-substrat, et délivre une puissance variant entre 0 et 250 W. Cette puissance est appelée "puissance bias". Deux arrivées d'hélium en face arrière des substrats sont prévues sur le porte substrat et l'injection des gaz se fait par le centre de la fenêtre diélectrique en alumine. Les différents gaz disponibles dans le réacteur sont le Cl_2 , le SF_6 , le CHF_3 , le CF_4 , le O_2 , l'He, l'Ar, le HBr, le SiCl_4 , le C_4F_8 , le BCl_3 avec des débits variables. De nombreux outils de diagnostic sont disponibles sur le réacteur : un système de détection de fin d'attaque, un ellipsomètre in-situ, un spectromètre de masse, une chambre d'analyses XPS (pour X-ray Photoelectron Spectroscopy).

Cette plateforme de gravure a été utilisée pour exposer nos résines aux traitements plasma et pour graver des empilements de grilles.

II.1.2 La plateforme de gravure 300 mm LAM EL23S07

C'est également une plateforme de gravure industrielle 300 mm de la société LAM Research Corporation. Elle est constituée de deux chambres à couplage inductif (Kiy3Cx) et d'une chambre micro-onde (Stripper). La chambre micro-onde est dédiée au retrait de la résine. Les deux chambres à couplage inductif sont identiques. L'une est dédiée à la gravure des masques durs et l'autre à la gravure de la grille. Leur conception ressemble à celle de la DPS 300 mm.

La plateforme LAM de STMicroelectronics n'a été utilisée que pour exposer nos résines au plasma H_2 (Chapitre V), celui-ci n'étant pas disponible sur la DPS 300 mm.

II.1.3 La détection de fin d'attaque

Pendant la gravure des matériaux, il est indispensable de connaître avec précision l'instant de fin de gravure de la couche mince ainsi que l'épaisseur restante de la couche à graver. Pour cela, les chambres des réacteurs DPS 300 mm sont équipées d'un système de détection de fin d'attaque qui combine une technique de spectrométrie d'émission optique du plasma et de réflectométrie.

L'émission optique du plasma [44, 45, 57] : Le plasma émet de la lumière du fait de la désexcitation radiative des atomes ou molécules présents dans la phase gazeuse. L'intensité d'une raie d'émission optique peut être suivie à l'aide d'un logiciel associé au spectromètre. Par exemple pendant la gravure du silicium, on peut suivre l'évolution de la raie du silicium située à 288 nm, en fonction du temps. Lorsque tout le silicium est consommé, l'intensité de cette raie chute, et la gravure peut être arrêtée. Bien que cette technique nous permette de déterminer la fin de la gravure, elle ne nous permet pas de connaître en temps réel, au cours de la gravure, l'épaisseur de la couche restant à graver.

La réflectométrie [44, 45, 57] : Pour connaître en temps réel l'épaisseur d'un film on utilise la réflectométrie qui consiste à mesurer l'intensité d'un faisceau lumineux réfléchi perpendiculairement au substrat. Le faisceau réfléchi par la surface de la couche à graver d'indice n et de la couche inférieure interfèrent de manière destructive et constructive de façon à ce que l'intensité du signal détecté varie périodiquement avec l'épaisseur de la couche à graver. En traçant cette intensité lumineuse en fonction de l'épaisseur restante à graver (qui varie au cours du temps), on obtient une fonction de période $D = \lambda/2n$. On peut donc suivre en temps réel l'évolution de l'épaisseur gravée.

II.2 Outils de caractérisation

II.2.1 La spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier

La spectroscopie infrarouge à transformée de Fourier (FTIR pour "Fourier Transformed InfraRed Spectroscopy") est basée sur l'absorption du rayonnement infrarouge par les matériaux. L'absorption des photons correspond à une transition de l'état fondamental vibrationnel de la molécule vers les états excités. Cette technique donne des informations sur les liaisons chimiques et permet ainsi l'analyse chimique de divers matériaux.

En pratique, un rayonnement infrarouge est envoyé sur l'échantillon. Les molécules présentes dans le matériau vont absorber le rayonnement et l'intensité transmise diminue. L'analyse du spectre transmis permet de remonter à la composition chimique de l'échantillon étudié. Dans notre cas, le spectromètre utilisé pour analyser la composition chimique des résines avant et après traitement plasma est un QS500 de la société Biorad.

II.2.2 La spectroscopie Raman

La spectroscopie Raman, tout comme la spectroscopie infrarouge, permet de sonder les états vibrationnels des molécules. Cependant, certains modes vibrationnels actifs au Raman peuvent être inactifs en infrarouge et inversement. Citons l'exemple d'une molécule

possédant un centre de symétrie : celle-ci n'aura pas de signature infrarouge alors qu'elle présentera des vibrations Raman [64].

Dans cette étude, les spectres Raman sont recueillis à l'aide d'un spectromètre Jobin-Yvon LabRam équipé d'un capteur CCD (Charged-Coupled Device). Un laser He/Ne est utilisé dont la raie est située à 632.8 nm.

II.2.3 L'ellipsométrie

C'est une technique basée sur le changement de la polarisation de la lumière après réflexion sur l'échantillon. Elle permet la mesure indirecte de l'épaisseur des couches minces ainsi que des indices optiques des matériaux.

Dans notre cas, il s'agit d'un ellipsomètre spectroscopique à modulation de phase de la société Jobin-Yvon (FUV 200). Il permet de balayer un spectre en 1.5 à 6 eV avec un incrément de 0.05 eV et un temps d'intégration de 200 ms. Les spectres obtenus sont traités par le logiciel Delta-Psi 2 de Jobin-Yvon. L'épaisseur et les indices optiques de nos résines sont obtenus en ajustant les spectres analytiques aux spectres expérimentaux. Pour accéder aux indices optiques (indices n et k) des matériaux polymères tels que les résines photosensibles, plusieurs modèles décrivant la variation de n et k avec la longueur d'onde existent. Pour les résines 193 nm, le modèle le plus adapté est le modèle appelé "double new amorphous" basé sur la formulation de Forouhi-Bloomer [57, 58, 65, 66].

Pour plus de détails sur la spectroscopie Infra Rouge et Raman ainsi que l'ellipsométrie, le lecteur pourra se référer à la revue "Techniques de l'ingénieur" [64, 67–69].

II.2.4 Les analyses thermiques

Dans le cadre de cette thèse, des techniques d'analyse thermique ont été utilisées afin de déterminer les différentes températures caractéristiques de nos résines. Ces outils ont ainsi permis de mesurer la température de transition vitreuse et la température de dégradation thermique des polymères de résine [57, 70–74].

II.2.4.1 La température de transition vitreuse

Les macromolécules sont constituées d'un enchaînement de motifs appelés monomères. Les monomères sont liés entre eux par des liaisons covalentes et forment une chaîne composée de milliers d'atomes. Un polymère est composé de ces monomères qui s'entremêlent. La cohésion du matériau est assurée par des interactions moléculaires de faible énergie (liaisons de type Van der Waals et de type hydrogène) qui s'établissent entre toutes les macromolécules. Ces forces de cohésion fragiles peuvent facilement se casser sous l'action de la chaleur, ou d'une sollicitation mécanique.

Les polymères sont caractérisés par leur température de transition vitreuse T_g . Au delà de cette température, les liaisons faibles commencent à se rompre et le matériau passe d'un état vitreux à un état caoutchoutique. Dans l'état vitreux, tous les polymères sont des solides (module de Young de quelques GPa) car les mouvements de segments de chaînes

dus à l'agitation thermique sont quasiment bloqués par des interactions moléculaires. A la température de transition vitreuse, un grand nombre d'interactions moléculaires disparaissent et les macromolécules se déforment localement.

Le matériau polymère est fait d'un enchevêtrement de macromolécules. Son volume est occupé d'une part par les chaînes de polymère et d'autre part, par des espaces inoccupés appelés le volume libre. C'est donc les espaces libres qui permettent aux chaînes de se mouvoir sous l'action de l'agitation thermique. la température de transition vitreuse est reliée au concept du volume libre. Plus le volume libre d'un polymère est grand, plus les chaînes peuvent bouger et la T_g est faible.

La T_g dépend également de la nature du polymère en question. Par exemple, la masse molaire l'influe. Les polymères de faible masse molaire ont une température de transition vitreuse inférieure aux polymères de composition chimique identique mais de masse molaire plus importante.

Il est connu que la présence des plastifiants conduit à une diminution de la T_g [74]. Ces plastifiants sont de petites molécules peu volatiles et miscibles au polymère qui peuvent être ajoutées volontairement pour réduire la T_g . Les molécules de plastifiants s'insèrent entre les chaînes, augmentant ainsi la distance inter chaînes de polymère et affaiblissant les interactions moléculaires entre les chaînes. Dans le cas des résines photosensibles à amplification chimique, le PAG peut par exemple jouer le rôle de plastifiant.

Enfin la nature des groupements latéraux peut également influencer la température de transition vitreuse. La T_g peut être augmentée par l'incorporation de groupements "encombrants" tels que les cycles, car ils empêchent les mouvements des chaînes. En revanche, elle peut être abaissée dans le cas de chaînes latérales flexibles de type alkyle [74].

II.2.4.2 La température de déprotection thermique

Lorsque l'on chauffe la résine au delà d'une certaine température, les groupements protecteurs (les groupements adamantanes dans notre cas) greffés sur le polymère sont activés thermiquement, ce qui conduit à la dissolution de la matrice du polymère dans le développeur. On parle souvent de température de début de déprotection thermique T_{od} (Onset of Deprotection) pour caractériser le commencement de cette réaction ou température de déprotection thermique T_d pour laquelle le maximum de déprotection est atteint par les analyses calorimétrique différentielles (DSC) ou les analyses thermoGravimétriques (TGA). la température de dégradation thermique dépend en général des type de groupements protecteurs utilisés dans la résine, et également de leur énergie d'activation.

La température T_{od} correspond à la température maximale qu'il soit possible d'utiliser lors du recuit après dépôt (PAB, chapitre I). En effet, si l'on chauffe la résine au delà de cette température on dégrade thermiquement le polymère.

Pour déterminer la T_g et la T_d , plusieurs techniques sont disponibles. Dans le cadre de cette thèse nous avons choisi d'utiliser l'Analyse Mécanique Dynamique (DMA) pour mesurer la T_g et l'Analyse ThermoGravimétrique (TGA) pour mesurer la T_d .

II.2.4.3 L'Analyse Mécanique Dynamique (DMA)

Cette technique [71] permet de caractériser la réponse d'un matériau soumis à une déformation périodique. On applique au matériau une déformation sinusoïdale de faible amplitude (d'amplitude γ_0 et de pulsation w) :

$$\gamma = \gamma_0 \sin(wt) \quad (\text{II.1})$$

La contrainte résultante est ensuite mesurée. Pour un matériau purement élastique de module G (solide de Hooke), la réponse du matériau est en phase avec la déformation. Pour un fluide parfaitement visqueux (solide newtonien) la contrainte résultante est en quadrature de phase et s'exprime sous la forme :

$$\tau = \tau_0 \sin(wt + \pi/2) \quad (\text{II.2})$$

Lorsque le matériau est viscoélastique, en revanche, la contrainte présente un déphasage δ avec la déformation :

$$\tau = \tau_0 \sin(wt + \delta) = G'(w)\tau_0 \sin(wt) + G''(w)\tau_0 \cos(wt) \quad (\text{II.3})$$

où $G'(w) = \tau_0/\gamma_0 \cos(\delta)$ et $G''(w) = \tau_0/\gamma_0 \sin(\delta)$. $G'(w)$ est appelé le module de conservation qui correspond à l'énergie emmagasinée sous forme élastique. $G''(w)$ est le module de perte qui correspond à l'énergie dissipée sous forme visqueuse. La température de transition vitreuse est déterminée par le facteur de perte $\tan(\delta)$:

$$\tan(\delta) = \frac{G''(w)}{G'(w)} \quad (\text{II.4})$$

La transition entre l'état vitreux et élastique se traduit par une chute brutale de la composante $G'(w)$ et donc une forte augmentation du facteur de perte.

Avec l'appareil de mesure DMA (DMA 2980 de TA Instruments) que nous avons utilisé, l'échantillon est placé dans un mors. Selon le type de sollicitation (traction, compression, cisaillement), plusieurs types de mors peuvent être utilisés. Un four permet d'assurer la montée en température pendant l'essai. Une déformation sinusoïdale est alors appliquée verticalement et la réponse du matériau est mesurée grâce à un capteur optique. Le film de résine déposé sur un substrat en silicium est recouvert par un morceau de silicium de même dimension (Fig. II.2). Les déformations périodiques appliquées au mors mobile vont donc entraîner une sollicitation de la résine confinée entre les deux épaisseurs de silicium.

La figure II.3 représente le thermogramme DMA de résines commerciales IM5010 de Dow Electronics Materials (chapitre I, Fig. I.7) utilisées dans notre étude. La résine est couchée sur un substrat en silicium et son épaisseur est de 130 nm.

Les conditions d'analyse sont obtenues pour une amplitude de déformation de 10 μm et une fréquence d'oscillation de 1 Hz sous une rampe de température de 1 °C/30 s allant de l'ambiante jusqu'à 175 °C. Comme nous allons le voir dans la partie suivante, au delà de cette température, la déprotection du polymère débute (perte du groupement adamantane).

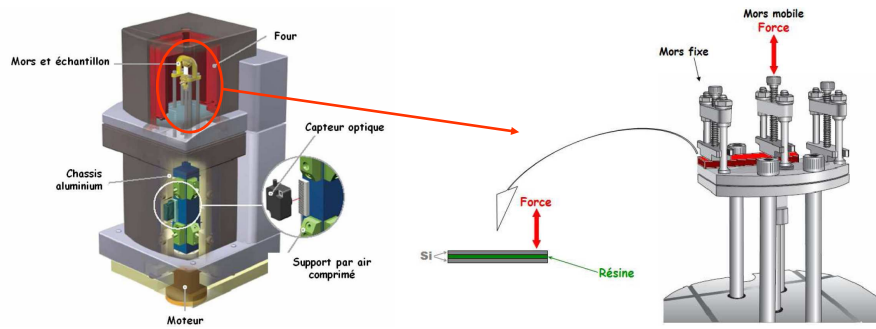


FIGURE II.2 – Schéma du principe de l'analyseur DMA et de montage de la mesure.

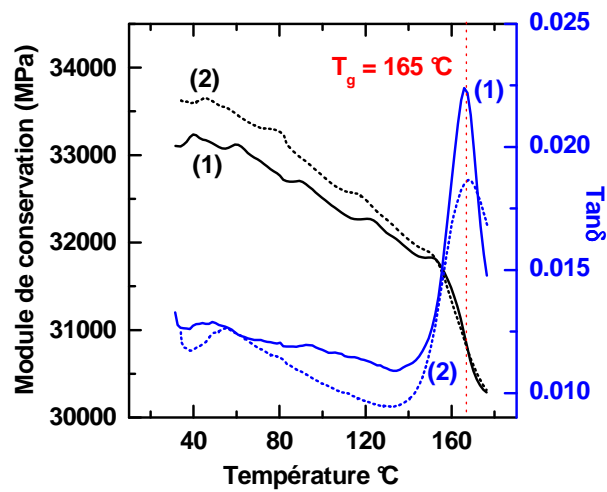


FIGURE II.3 – Thermogramme DMA de la résine 193 nm IM5010, après deux passages consécutifs.

On remarque une forte baisse du module de conservation et donc une perte de la composante élastique. La température de transition vitreuse est caractérisée par un pic de la tangente de perte à 165 °C. La transition qui survient à T_g est un phénomène réversible. En effectuant l'analyse DMA plusieurs fois de suite (jusqu'à 175 °C) sur le même échantillon, nous avons toujours observé le même pic à 165 °C. Cela nous a permis de vérifier que la montée en température durant la première expérience ne dégrade ni le polymère ni sa température de transition vitreuse.

Les analyses DMA semblent donc bien mesurer la T_g de films minces sur silicium et s'avèrent donc particulièrement pertinentes pour la suite de ces travaux de thèse.

II.2.4.4 L'Analyse ThermoGravimétrique (TGA)

Cette analyse [72] permet de connaître la stabilité thermique du polymère grâce à la mesure de la perte de masse en fonction de la température. Cette technique permet de déterminer certaines températures caractéristiques comme la température de déprotection thermique. Cette technique est également importante pour comparer la résine avant et

après gravure ou traitement plasma. Elle a été utilisée dans le cadre de cette thèse pour observer les dégradations subies par la résine lors des procédés de traitements plasma.

L'appareil utilisé lors de cette étude est commercialisé par TA Instruments (TGA 2950). Il est constitué d'un four et d'une balance de précision. Le four est balayé par un flux d'azote pendant la mesure pour éviter des réactions non désirées. La figure II.4 représente le thermogramme TGA de la résine commerciale IM5010.

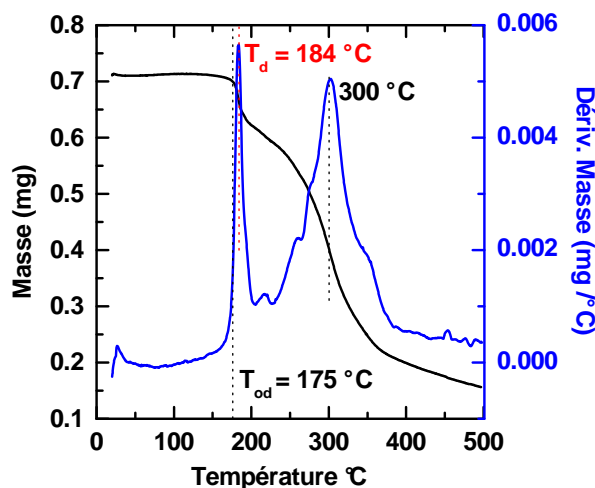


FIGURE II.4 – Thermogramme DMA de la résine 193 nm IM5010.

Dans notre cas on observe à 175 °C la T_{od} et à 184 °C la T_d . La T_{od} est proche de la température de transition vitreuse (165 °C). La T_{od} et la T_d sont reliées au détachement du groupement adamantane activé par la température. Le pic à 300 °C représente quant à lui la dégradation thermique des chaînes du polymère de résine.

II.3 Outils de mesures de rugosité de surface et de bord de ligne

II.3.1 La microscopie à force atomique en 3 dimensions (CD-AFM)

Dans le cadre de cette thèse, les profils des motifs ont été reconstruits à l'aide d'un microscope à force atomique en trois dimensions (appelé CD-AFM, Critical Dimension Atomic Force Microscope) [30, 44, 62, 75, 76]. L'appareil utilisé est l'Insight 3D AFM de la société Veeco Instruments. Le CD-AFM permet également de mesurer le LWR, et il a déjà été utilisé dans le cadre des thèses de Jérôme Thiault [30] et d'Olivier Luere [44] et de Julien Ducoté [62]. Le protocole expérimental de mesure nécessaire pour nos analyses sera détaillé au chapitre III. Rappelons d'abord brièvement le principe de mesure d'un AFM classique.

II.3.1.1 Principe de fonctionnement d'un AFM classique

La microscopie à force atomique (AFM pour Atomic Force Microscope) est une technique de microscopie à sonde locale permettant de caractériser la variation topographique des surfaces. Le principe d'un AFM consiste à balayer une surface avec une pointe supportée par un levier. Les forces agissant entre la pointe et la surface provoquent une déflexion du levier. La détection du levier est assurée par un faisceau focalisé sur la face arrière du levier. Ce faisceau est ensuite réfléchi vers une photodiode qui délivre une tension proportionnelle à sa surface éclairée (Fig. II.5).

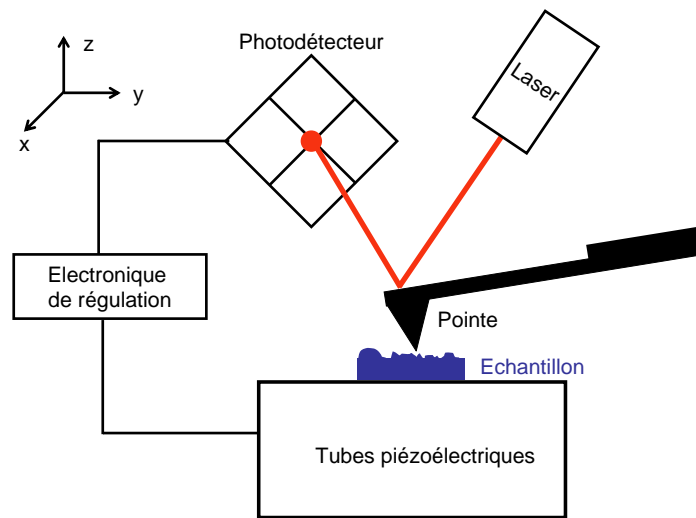


FIGURE II.5 – Principe général d'un microscope à force atomique.

Plusieurs forces peuvent intervenir entre la pointe et la surface à analyser dont les principales sont : Les forces attractives de Van der Waals agissant à longue distance, les forces de répulsions de courte portée dues au recouvrement des nuages électroniques, les forces capillaires dues à la fine couche d'eau présente sur la surface de l'échantillon.

Il existe trois modes de fonctionnement de l'AFM :

Le mode contact : Dans ce mode la pointe "palpe" le relief de la surface. La pointe est toujours maintenue en contact avec la surface et la déflexion du levier est maintenue constante grâce à l'ajustement de la position en z de l'échantillon. La déflexion du levier est donc utilisée comme valeur de consigne pour la régulation, et les déplacements en z de l'échantillon sont alors enregistrés en chaque position (x,y). Ils sont interprétés comme la topographie de la surface analysée.

Le mode non contact : Au lieu de mesurer des déflexions statiques du levier, comme dans le mode contact, le levier est ici forcé d'osciller à une fréquence voisine de sa fréquence propre, l'amplitude de l'oscillation est faible (quelques nanomètres). En présence de la force d'interaction ou plus exactement du gradient de la force, lorsque la pointe approche la surface, la fréquence de l'oscillateur est modifiée. Si, par exemple, la force est attractive, la fréquence de résonance décroît ; cette décroissance est ensuite détectée en mesurant

soit les variations d'amplitude, soit les variations de fréquence de l'oscillation forcée en présence de la force.

Le mode tapping : La charge de contact et les frictions lors du balayage peuvent endommager la surface. De façon à ne pas modifier la surface par cette charge permanente (notamment dans le cas de la matière molle), il existe un mode de contact intermittent (tapping mode en anglais) où le levier est soumis à une oscillation forcée à haute fréquence de l'ordre de 300 kHz, proche de la fréquence propre de l'assemblage levier-pointe (donc bien supérieure à la fréquence de balayage). L'amplitude de l'oscillation est ajustée pour réaliser un contact pointe-échantillon intermittent. La mesure et la régulation des caractéristiques de cette oscillation (amplitude, phase) permettent de recréer la topographie et les variations locales des forces d'adhésion liées à la composition chimique en surface. Les forces appliquées sur l'échantillon peuvent être très réduites et le temps de contact très court n'induisant ainsi pratiquement aucune force de frottement sur l'échantillon. De cette manière, on évite les déformations de certains échantillons et l'usure de la pointe toujours possible en mode contact. De plus, à cause de la brièveté du contact (inférieure à la microseconde), l'adhésion n'a pas le temps de se développer. Les dimensions du contact sont réduites même sur des échantillons très déformables, conférant à ce mode une bonne résolution latérale. C'est pourquoi dans notre étude nous avons choisi d'utiliser ce mode de fonctionnement.

L'AFM est donc un moyen puissant permettant de mesurer la topographie d'une surface à analyser avec une résolution atomique. La capacité de cette technique à atteindre une résolution atomique a naturellement amené l'AFM à être utilisé en métrologie. Cependant, cette technique ne nous permet pas de balayer des structures verticales. C'est ainsi que l'AFM en 3 dimensions a été développé.

II.3.1.2 Principe de fonctionnement du CD-AFM

Le mode de fonctionnement de ce microscope à force atomique ne correspond pas à l'un des trois modes des AFM classiques. Son mode de fonctionnement, appelé mode CD, lui est spécifique. La particularité de ce microscope se trouve dans la forme évasée de la pointe (Fig. II.6) ainsi que dans la direction du balayage qui s'effectue en x , en y et en z (Fig. II.7). Cette pointe particulière qui oscille dans la direction z parallèle au flanc des structures, permet la mesure du CD des motifs (d'où l'appellation du CD-AFM). De plus il peut être utilisé pour la mesure de LWR.

La mesure se fait en plusieurs étapes, résumées sur la figure II.8. Dans un premier temps, la pointe qui oscille toujours suivant l'axe Z , se rapproche de la surface (1). Lorsqu'elle en est suffisamment proche, les forces attractives deviennent supérieures à la force de rappel du levier et la pointe se colle sur la surface (2). La machine détecte le moment où la pointe "saute" sur la surface et note la position correspondante. La pente locale est ensuite calculée à partir des points de mesures précédents. Une impulsion est fournie à la pointe suivant une direction perpendiculaire à la surface de manière à décoller la pointe (3) puis celle-ci se déplace parallèlement à la surface (4) et la mesure peut se répéter.

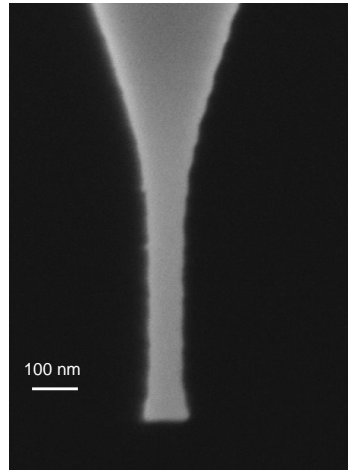


FIGURE II.6 – Image SEM d'une pointe évasée, utilisée sur le CD-AFM.

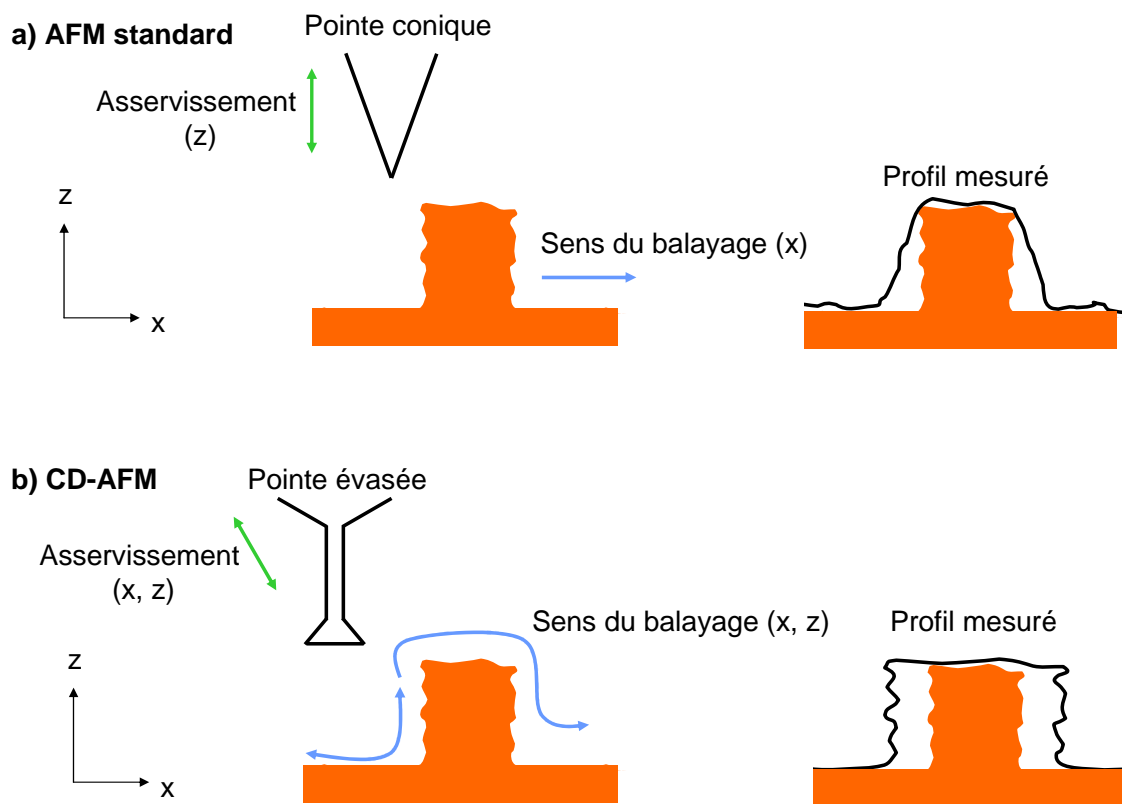


FIGURE II.7 – a) Limitation de l'AFM standard : la pointe conique ne peut suivre le flanc de la structure ce qui dégrade la mesure de la dimension latérale et de l'angle des flancs. b) Le CD-AFM avec sa pointe évasée permet de scanner les flancs des motifs.

Une fois la ligne de mesure faite, l'échantillon est déplacé suivant l'axe y et une nouvelle ligne de mesure est effectuée. On peut ainsi balayer toute la surface (Fig. II.9) et reconstruire le profil de la structure analysée en trois dimensions, tout en mesurant précisément la hauteur et la dimension des motifs, ce qui nous permet ensuite de calculer la rugosité de bord de ligne. Cet outil nous permet d'obtenir une résolution de l'ordre du demi-nanomètre.



FIGURE II.8 – Schéma du principe de mesure.

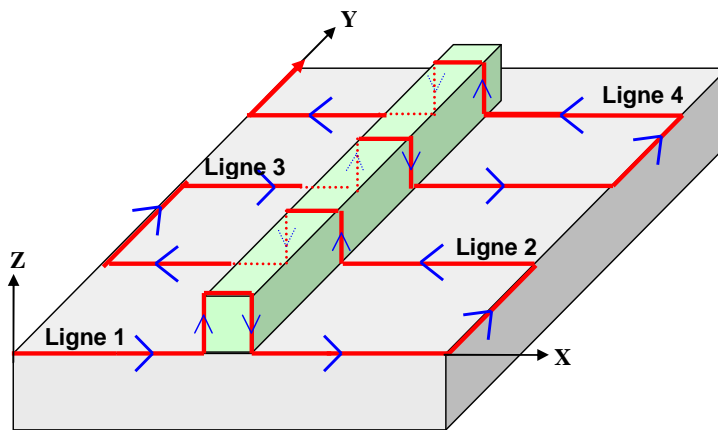


FIGURE II.9 – Principe de la mesure de dimensions d'une structure 3D avec le CD-AFM.

II.3.1.3 Caractérisation des pointes

La mesure obtenue est en réalité le produit de convolution entre la forme de la ligne et celle de la pointe. Pour pouvoir les décorréler, il est donc nécessaire de mesurer précisément les dimensions de la pointe. Pour ce faire, on mesure avec la pointe deux types de structures connues (livrées en nombre important avec la machine). La première, appelée VPS (Vertical Parallel Structure) est une ligne de silicium de dimension parfaitement maîtrisée, obtenue par croissance du silicium et non par gravure (Fig. II.10 (a)). Elle permet de déterminer le diamètre de la pointe. La seconde structure, appelée IFSR (Isolated Flared Silicon Ridge) est un motif à profil fortement évasé en forme de T avec un rayon de courbure de quelques nanomètres (Fig. II.10 (b)).

Ces structures permettent de reconstituer la forme de la pointe. En général, les pointes sont fabriquées en silicium et ont une forme évasée. Les paramètres importants d'une pointe CD-AFM (Fig. II.8) sont les suivants :

- Le diamètre détermine la résolution de la pointe. Lorsque la pointe s'use lors de la mesure, son diamètre diminue.
- La hauteur du bord vertical qui correspond à la distance entre le haut de la pointe et la position en hauteur du surplomb. Ce paramètre nous renseigne directement sur la valeur du rayon de courbure. En général une usure de pointe entre les mesures consécutives se traduit par une augmentation du rayon de courbure.

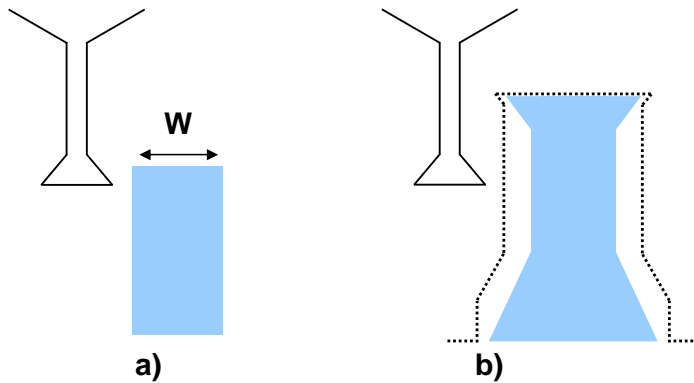


FIGURE II.10 – Motifs étalon de qualification de pointe : a) VPS et b) IFSR .

- La longueur efficace qui détermine la hauteur maximale analysable sur un motif.
- La longueur maximale du surplomb de la pointe qui indique la profondeur latérale maximale à laquelle la pointe peut accéder dans un motif ré-entrant.
- La raideur qui joue un rôle important sur la durée de vie de la pointe. Plus la pointe est raide, moins elle s'use et plus le bruit de mesure est faible. En revanche les pointes les plus raides sont en général celles qui présentent un diamètre élevé. La résolution est en contrepartie moins bonne. Dans le chapitre III, nous verrons par simulation de quelle manière une augmentation du diamètre de la pointe influe les mesures de la rugosité de bord de ligne.

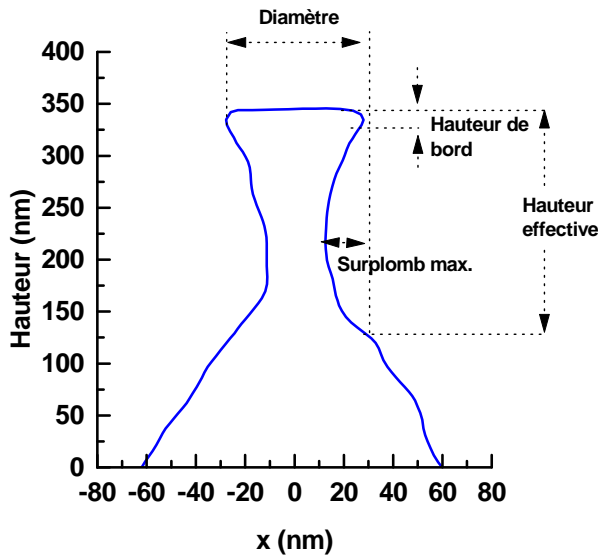


FIGURE II.11 – Reconstitution du profil d'une pointe de mesure.

Le CD-AFM est un moyen non destructif de reconstruire les profils et de mesurer le LWR. Cependant cette technique présente de nombreux désavantages du fait des problèmes liés aux pointes (manque de résolution, usure, prise de particule, etc.). Cette méthode est également très lente, ce qui ne permet pas d'effectuer d'études statistiques. Ces limitations seront présentées en détails dans le chapitre III. Dans les chapitres IV et V, nous utiliserons cette technique pour reconstruire les profils des résines avant et après traitement plasma.

II.3.2 La microscopie électronique à balayage

La Microscopie Electronique à Balayage (MEB ou SEM pour “Scanning Electron Microscope” en anglais) [30, 77–79] est un outil qui nous a permis d’observer la morphologie de nos structures en coupe ou en vue de dessus. C’est une technique couramment utilisée pour observer des structures de taille sub-micométriques dont le principe repose sur les interactions électrons-matière.

II.3.2.1 Interactions électron-matière

En microscopie optique, la résolution est limitée par la longueur d’onde de la lumière utilisée (400-700 nm). Les électrons pouvant être considérés comme une onde (dualité onde-corpuscule), leur longueur d’onde est reliée à leur quantité de mouvement ($\lambda = h/p$, où h est la constante de Planck). Ainsi il est possible d’associer aux électrons fortement accélérés des longueurs d’ondes entre 0.01 et 0.001 nm, inférieures aux distances inter-atomiques (de l’ordre du nanomètre). Aujourd’hui les microscopes électroniques peuvent atteindre des résolution de 0.4 nm.

Lorsque les électrons entrent en contact avec la matière, ils la pénètrent. Sous l’action du bombardement, des collisions élastiques et inélastiques se produisent. La matière réémet ensuite différents types d’électrons et de photons.

Emission d’électrons rétrodiffusés : Les interactions élastiques sont des collisions qui peuvent changer la direction des électrons primaires, mais pas leur énergie. Ce type de collision résulte de l’interaction coulombienne entre les électrons incidents et les noyaux des atomes. Les électrons rétrodiffusés sont donc les électrons primaires qui ont subi de telles collisions et qui ne perdent pas ou peu leur énergie. Ils sont très sensibles au numéro atomique Z et en conséquent un élément lourd apparaît plus brillant qu’un élément léger sur une image acquise. Ils pénètrent en profondeur dans l’échantillon et le volume d’où ils sont rétrodiffusés est large (Fig. II.12 (b)). Le rayon de ce volume est de l’ordre de 1 μm . Comme la résolution de l’image reconstituée dépend du volume d’émission, il est aisé de comprendre que la résolution atteinte avec les électrons rétrodiffusés est relativement faible.

Emission d’électrons secondaires : Les interactions inélastiques entre les électrons énergétiques et l’échantillon provoquent l’éjection d’électrons faiblement énergétiques dits secondaires. Du fait de leur faible énergie (< 50 eV), ils ne peuvent pas parcourir de longues distances dans le matériau. En conséquent, seuls ceux qui proviennent de la surface (< 10 nm) peuvent être détectés. Le rayon du volume d’émission est faible (< 10 nm) et la résolution est bonne. Puisque provenant de la surface de l’échantillon, ils sont très sensibles aux variations surfaciques de l’échantillon, la détection de ces électrons permet de reconstruire la topographie de la surface en variation de contraste. Ce contraste est par exemple utilisé pour la détection du CD de la ligne avec le CD-SEM.

D’autres émissions sont induites par le bombardement d’électrons primaires comme l’émission de rayons X ou d’électrons Auger. Cependant, la plupart du temps, seuls les électrons secondaires et rétrodiffusés sont utilisés pour la formation de l’image.

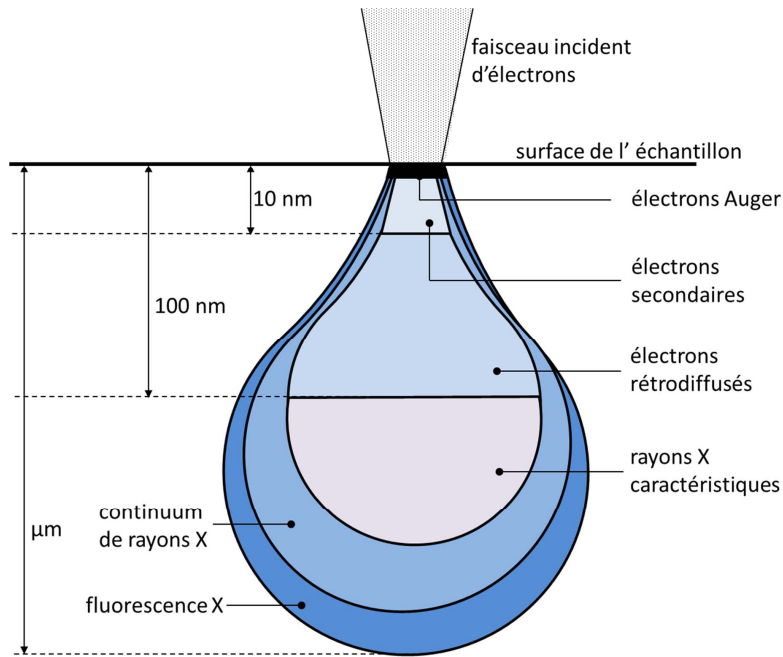


FIGURE II.12 – Poire de diffusion des particules réémises d'un échantillon, sous l'effet d'un faisceau électronique.

En microélectronique, deux catégories de microscope électroniques sont utilisés : Le SEM classique qui permet de faire des observations en coupe sur des échantillons et le CD-SEM (Critical Dimension Scanning Electron Microscopy) permettant une vue du dessus des structures (lignes, trous de contact, etc.), très utilisé dans le monde de la microélectronique.

II.3.2.2 X-SEM

L'échantillon est balayé avec un faisceau d'électrons focalisés énergétiquement (allant de 5 à 30 KeV) et les électrons secondaires sont détectés. Cette technique permet d'imager la morphologie des profils de lignes sous différents angles et d'obtenir ainsi un aperçu qualitatif de la rugosité de bord de ligne. Le SEM utilisé au cours de ces travaux est le Hitachi s5000 qui permet d'observer des échantillons de dimension maximale de 5×3 mm. Pour l'observation de matériaux isolants comme la résine photosensible, une métallisation or/palladium de quelques nanomètres est effectuée par pulvérisation.

II.3.2.3 CD-SEM

Cette technique est également basée sur la détection d'électrons secondaires. Elle est largement utilisée en production pour effectuer des mesures de CD et ne permet que des observations en vue de dessus (Fig. II.13 (b)). L'équipement que nous avons utilisé durant cette thèse est l'Hitachi CG4000. Il est totalement automatisé et accepte des plaques de 300 mm. La tension d'accélération peut être variée entre 300 et 800 V suivant les matériaux utilisés. Dans le cas des résines photosensibles, on utilise généralement une tension faible de 300 V pour éviter leur dégradation. À l'aide d'un algorithme de contraste d'image (Terminal PC de la société Hitachi High-Technologies Corporation), on peut localiser les

bords de ligne (Fig. II.13 (b)) afin de déterminer le CD de la ligne. On se place en général à 80 % de l'intensité maximale (Fig. II.13 (b)) pour évaluer les CD. En effet, durant cette thèse nous avons remarqué que les valeurs de CD ainsi obtenues (à 80 % de l'intensité maximale sur des motifs de résines et de silicium) correspondaient mieux aux valeurs de CD mesurées à l'aide du CD-AFM sur les mêmes structures.

Pour calibrer le CD-SEM et le CD-AFM, une structure étalon appelé NanoCD est utilisée, permettant un étalonnage en dimension. Il est alors possible de déterminer les dimensions avec une bonne précision.

Le logiciel permettant la détection du bord de la ligne peut être également utilisé pour mesurer le LWR et LER. les paramètres essentiels du logiciel sont le nombre de points de mesures (N), et les options permettant de moyenner les pixels (smoothing et sum line). Ces points seront approfondis dans le chapitre suivant.

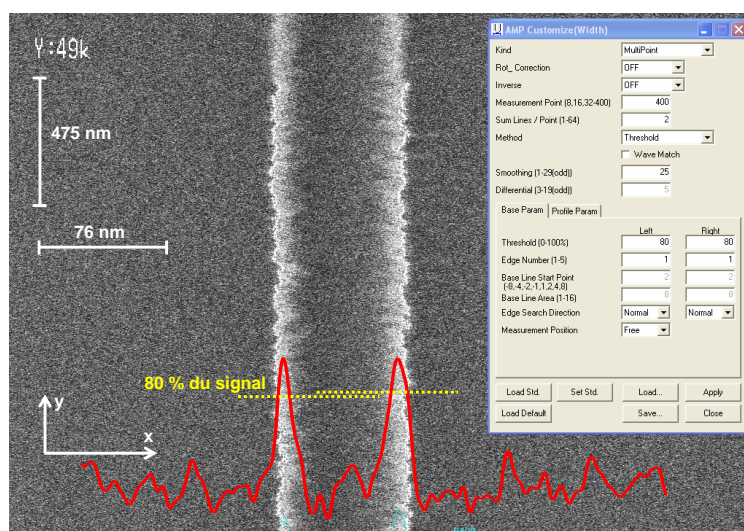


FIGURE II.13 – Image CD-SEM d'une ligne de résine en vue de dessus et signal d'intensité pour la localisation des bords (à 80 % de l'intensité maximale), déterminé à l'aide du logiciel Terminal PC

III

Métrologie de la rugosité de bord de ligne

CE chapitre est consacré à l'étude de la rugosité de bord de ligne (LWR et LER) avec le CD-SEM et le CD-AFM. Notre but est de caractériser avec précision les rugosités obtenues à partir de ces deux outils de métrologie. En effet, comme nous l'avons vu au chapitre I, avec la miniaturisation des dispositifs, le LWR est devenu l'une des principales sources de variabilité des caractéristiques des composants. Ce paramètre doit donc être contrôlé au nanomètre près. Cependant, un tel contrôle nanométrique nécessite des mesures particulièrement précises, inévitablement compromises par le niveau de bruit des équipements qui entraîne un "biais" sur les valeurs réelles de rugosité.

Nous allons comparer les deux outils de métrologie, c'est-à-dire le CD-AFM et le CD-SEM, en terme de mesure de la rugosité de bord de ligne. Plusieurs méthodes vont être appliquées afin de caractériser le LWR et le LER avec précision. Après un bref rappel sur les fractales dans la section III.1.1, les paramètres jouant un rôle important dans l'étude approfondie de la rugosité seront décrits dans la section III.1.2. Ensuite, les limites des équipements (dégradation des matériaux, précision, bruit affectant la valeur réelle de rugosité) seront mises en évidence dans la section III.2. Nous allons voir que le bruit aléatoire et le bruit périodique présents dans les images SEM conduisent à une interprétation erronée des résultats. Pour extraire la valeur physique de la rugosité et afin d'estimer le niveau d'erreur de chacun des équipements, plusieurs méthodes seront proposées, basées sur des travaux déjà publiés. La description de chacune de ces méthodes, indispensable à une étude rigoureuse, fait l'objet des sections III.4 pour le LWR et III.5 pour le LER.

III.1 Comment décrire la rugosité ?

III.1.1 Les fractales

Depuis une vingtaine d'années, la modélisation des surfaces rugueuses ayant un comportement fractal a été l'objet de nombreuses études. Mandelbrot [80] fut le premier à introduire le concept d'objet fractal, ouvrant ainsi la voie à la modélisation de nombreux phénomènes. Le domaine d'application des fractales est très étendu. Notons par exemple l'étude des structures des roches en géologie, l'étude de la structure des poumons en médecine et même l'évolution du cours d'une action en bourse [80–82]. La notion de fractale, bien que n'étant pas strictement définie, peut être décrite comme une structure dont chacune des parties présente une similarité par rapport à son ensemble, quelle que soit l'échelle d'observation [80, 81]. Dans son ouvrage Mandelbrot définit l'objet fractal comme un objet ayant une dimension de Hausdorff supérieure à sa dimension topologique [80].

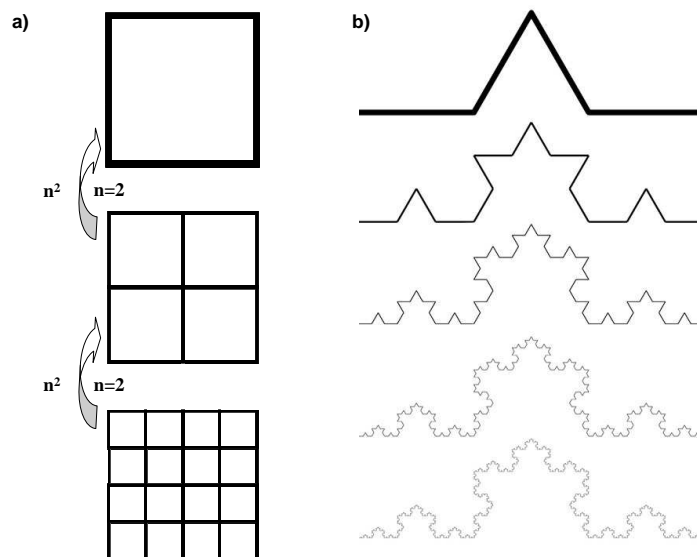


FIGURE III.1 – Schéma a) d'un carré simple et b) de la courbe de Koch.

La dimension fractale est la grandeur clé de l'étude des objets fractals [80]. Afin d'illustrer ce concept, considérons les deux exemples suivants : un carré simple (Fig. III.1 (a)) et la courbe de Koch (Fig. III.1 (b)). Dans le premier cas, l'aire du carré est multipliée par n^2 lorsque sa taille est multipliée par n . La dimension fractale de cet objet régulier est donc égale à 2 ($\log n^2 / \log n$), équivalente à sa dimension topologique. En se basant sur le même principe on peut montrer que la dimension d'un segment ou d'un cercle est égale à 1 et la dimension d'un cube est égale à 3.

En règle générale la mesure d'un objet est multipliée par $N = n^D$ lorsque sa taille est multipliée par n (D étant la "dimension" de l'objet). Dans le cas de la courbe de Koch, la longueur de la courbe est multipliée par 4 lorsque sa taille triple : on peut donc considérer qu'il s'agit d'un objet de dimension fractale $D = 1.26$ ($\log 4 / \log 3$). La notion de dimension fractale est donc beaucoup moins triviale que la dimension topologique :

elle représente l'irrégularité d'une structure, sa valeur est non entière et est supérieure à la dimension topologique. Ceci explique que la rugosité, qui peut être considérée comme l'irrégularité d'une surface, puisse être représentée par des modèles fractals.

Plus précisément, on parle de surface "auto-similaire" lorsque si l'on diminue ou l'on augmente la taille de la fenêtre d'observation le profil reste statistiquement inchangé. Une surface est dite "auto-affine" lorsque si l'on rétrécit ou agrandit cette fenêtre d'observation, la structure n'a plus la même allure. Elle semble être dilatée verticalement d'un facteur $s' = s^\alpha$. Il est donc possible de retrouver statistiquement la structure initiale en réajustant l'échelle verticale par ce facteur. En termes mathématiques, une fonction $y(x)$ est dite auto-affine si :

$$y(x) \equiv s^\alpha y\left(\frac{x}{s}\right) \quad (\text{III.1})$$

Le symbole \equiv signifie que les propriétés statistiques des deux côtés de l'équation sont identiques. α est appelé "exposant de rugosité" ou "exposant de Hurst" [80–84]. L'auto-similarité apparaît donc comme un cas particulier d'auto-affinité ($\alpha = 1$). Le paramètre α est lié à la dimension fractale (D) et à la dimension topologique (d) par $D = (d + 1) - \alpha$. En règle générale, plus l'exposant de rugosité est faible (ou la dimension fractale élevée), plus l'aspect du profil est irrégulier. Nous allons voir par la suite que l'exposant de rugosité intervient dans le modèle théorique que nous avons utilisé pour caractériser la rugosité de bord de ligne.

III.1.2 Les paramètres de rugosité

III.1.2.1 La rugosité RMS

Afin d'accéder à une information en "hauteur" de la topographie d'une surface, on utilise la grandeur rugosité RMS (Root Mean Square en anglais) définie comme l'écart type de la distribution en hauteur :

$$\sigma = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} (x_j - \langle x_j \rangle_N)^2} \quad (\text{III.2})$$

où x_j est la hauteur du point j , perpendiculaire à la surface. La rugosité σ décrit donc les fluctuations de hauteur de la surface autour de la valeur moyenne. Le LWR ($3\sigma_{LWR}$) décrit au chapitre I (Eq. I.1) est un cas particulier de la rugosité RMS employé pour les mesures de rugosité de bord de ligne qui est défini comme l'écart type à 3σ du CD du motif. Dans ce cas, dans l'équation III.2, il suffit de remplacer x_j par le CD de la ligne w_j . Lorsque l'on veut mesurer la rugosité d'un seul bord de ligne, on parle de LER (cf. chapitre I, Eqs. I.2 et I.3), et x_j représente la distance entre le bord de la ligne et un point de référence. Dans ce cas, $\langle x \rangle$ représente la valeur de la position moyenne du bord.

Pour des surfaces fractales, la rugosité RMS (σ) augmente avec l'échelle d'observation L selon une loi en L^α (où α est l'exposant de rugosité) jusqu'à une valeur de saturation σ_{sat} (Fig. III.2). Dans le cas de la rugosité de bord de ligne, il a été montré que la longueur au dessus de laquelle l'écart type de la rugosité (σ) arrive à saturation (L_s) est reliée à la longueur de corrélation [85].

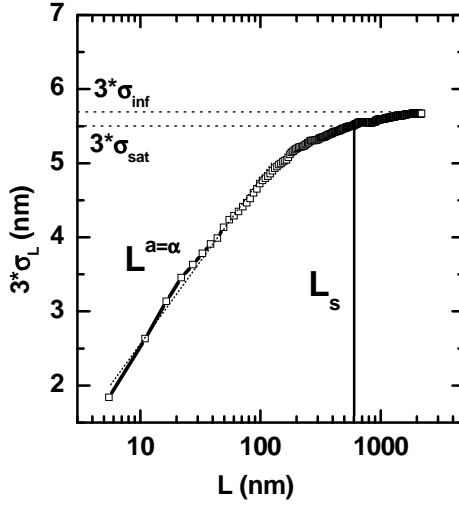


FIGURE III.2 – Evolution de la rugosité RMS avec l'échelle d'observations (obtenues à partir du LER d'une ligne de résine 193 nm mesurée au CD-SEM).

III.1.2.2 Les fonctions de corrélation

Les surfaces rugueuses sont souvent caractérisées par la fonction d'autocorrélation (ACF pour "autocorrelation function"). Cette fonction décrit la corrélation entre un signal avec sa copie exacte, décalée d'une distance u . En physique statistique, la fonction ACF ($R(u)$) d'un processus stochastique $w(y)$ (largeur de la ligne dans notre cas) est définie par :

$$R(u) = \langle [w(y) - \langle w(y) \rangle] [w(y + u) - \langle w(y) \rangle] \rangle \quad (\text{III.3})$$

où $\langle w(y) \rangle$ est la moyenne de la population. A l'origine cette fonction est égale au carré de l'écart type des hauteurs : $R(0) = \sigma^2$

Une seconde fonction largement utilisée par Constantoudis *et al.* [85–88] dans l'étude de la rugosité de bord de ligne est la fonction de corrélation des hauteurs ($G(u)$) :

$$G(u) = \langle [w(y) - w(y + u)]^2 \rangle \quad (\text{III.4})$$

Il peut être montré que cette fonction est reliée à la fonction d'autocorrélation de la manière suivante :

$$G(u) = 2 [\sigma^2 - R(u)] \quad (\text{III.5})$$

Si la surface présente une rugosité "auto-affine", $G(u)$ est proportionnelle à $u^{2\alpha}$ où α est l'exposant de rugosité ou exposant de Hurst défini dans la section III.1. Notons que cette fonction a notamment été introduite dans la théorie du modèle brownien fractionnaire. De manière générale, l'exposant de rugosité dépeint le caractère plutôt lisse ou rugueux d'une surface, mais cela reste subjectif car il n'existe pas de valeur "frontière". Quoi qu'il en soit, de faibles valeurs de α (proches de 0) sont représentatives de surfaces extrêmement accidentées tandis que des valeurs élevées (proches de 1) sont emblématiques de surfaces plus "lisses".

Néanmoins, à grande échelle, une surface "réelle" doit sembler plate. La fonction $u^{2\alpha}$ quant à elle diverge lorsque $u \rightarrow \infty$. La fonction $u^{2\alpha}$ est donc un cas idéal qui n'implique pas l'existence d'une longueur de saturation. En réalité, une surface auto-affine doit avoir le comportement suivant :

$$G(u) \propto \begin{cases} u^{2\alpha} & u \ll \xi \\ 2\sigma^2 & u \gg \xi \end{cases} \quad (\text{III.6})$$

ξ est appelé longueur de corrélation et correspond à la longueur au-delà de laquelle les points de la surface peuvent être considérés comme indépendants. En dessous de cette longueur, un point de la surface peut être déplacé sans perdre la mémoire de la valeur initiale. L'allure de la fonction de corrélation des hauteurs définie par l'équation III.6 est proche de la courbe de l'écart type de rugosité de la figure III.2. Constantoudis *et al.* [85] montrent que la longueur au dessus de laquelle l'écart type de rugosité arrive à saturation (L_s), est en général de l'ordre de 6-10 fois la longueur de corrélation définie par $G(u)$. En général, pour retrouver le comportement de l'équation III.6, on utilise la fonction définie par Sinha *et al.* [89] :

$$G(u) = 2\sigma^2 \left(1 - e^{-|u/\xi|^{2\alpha}}\right) \quad (\text{III.7})$$

En effet pour $u \ll \xi$ et $u \gg \xi$, cette fonction a la même forme que l'équation III.6. En utilisant l'équation III.5, on retrouve la fonction d'autocorrélation :

$$R(u) = \sigma^2 e^{-|u/\xi|^{2\alpha}} \quad (\text{III.8})$$

De nombreux auteurs ont modélisé la rugosité à l'aide de cette fonction. Sinha *et al.* [89] ont utilisé cette fonction pour modéliser la rugosité d'une surface en Pyrex à l'aide de la diffraction des rayons X et des neutrons. Palasantzas [90] utilise cette même fonction afin d'évaluer la longueur de corrélation et l'exposant de rugosité d'un film mince d'argent de 100 nm avec un microscope à effet tunnel (STM). Cependant, dans la littérature, d'autres fonctions d'autocorrélation comme la fonction exponentielle ou gaussienne [91–94] ont été utilisées afin de caractériser la rugosité. Notons que ces deux fonctions sont des cas particuliers de l'équation III.8. En effet, les formes exponentielle et gaussienne peuvent être respectivement retrouvées lorsque $\alpha = 0.5$ et $\alpha = 1$.

Dans notre étude, nous avons caractérisé la rugosité de bord de ligne en nous basant sur la densité spectrale de puissance (PSD) et en supposant une fonction d'autocorrélation définie par l'équation III.8.

III.1.2.3 Densité spectrale de puissance

La densité spectrale de puissance (PSD pour Power Spectral Density) d'un processus stochastique $w(y)$ (le CD ou le bord de la ligne dans notre cas) est définie comme :

$$P(k) = \lim_{L \rightarrow \infty} \frac{L}{2\pi} \langle |F(k)|^2 \rangle_{N^*} \quad (\text{III.9})$$

où N^* est le nombre d'échantillons, L la longueur de la ligne, k est le nombre d'onde

et $F(k)$ est la transformée de Fourier définie par :

$$F(k) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} w(y) e^{-iky} dy \quad (\text{III.10})$$

Nous faisons l'hypothèse que les lignes sont étendues le long de l'axe y et le CD (ou le bord de ligne) est mesuré perpendiculairement à la ligne le long de l'axe x . Dans le cas où l'on voudrait évaluer le LWR de ligne, $w(y)$ serait alors équivalent à la différence entre le bord gauche ($x_1(y)$) et le bord droit ($x_2(y)$) de la ligne (Chapitre I, Fig. I.6).

Dans le cas discret où la longueur de la ligne L et l'intervalle de mesure ont des valeurs finies, la transformée de Fourier devient :

$$F_n = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} (w_j - \langle w \rangle_N) e^{-ik_n j \Delta y} \quad (\text{III.11})$$

où w_j est le CD de la ligne à la position y_j ($j = 0, \dots, N-1$), Δy est l'intervalle de mesure (c'est-à-dire L/N) et k_n est donné par :

$$k_n = \frac{2\pi}{L} n \quad n = 0, 1, 2, \dots, N-1 \quad (\text{III.12})$$

A l'aide de l'équation III.11, la PSD discrète, définie par :

$$P_n = \frac{L}{2\pi} \langle |F_n|^2 \rangle_{N^*} \quad (\text{III.13})$$

devient :

$$P_n = \left\langle \frac{\Delta y}{2\pi N} \sum_{j=0}^{N-1} \sum_{l=0}^{N-1} (w_j - \langle w \rangle_N) (w_l - \langle w \rangle_N) e^{ik_n(j-l)\Delta y} \right\rangle_{N^*} \quad (\text{III.14})$$

Réécrivons la fonction d'autocorrélation (équation III.3) dans le cas discret de la manière suivante :

$$R_m = \left\langle \frac{1}{N-m} \sum_{j=0}^{N-1-m} (w_{j+m} - \langle w \rangle_N) (w_j - \langle w \rangle_N) \right\rangle_{N^*} \quad (\text{III.15})$$

m correspond à la différence entre les points j et l (soit $m = j - l$). En utilisant les équations III.14 et III.15, la relation entre la PSD et l'ACF peut être facilement trouvée :

$$P_n = \frac{\Delta y}{2\pi N} \left[\sum_{m=0}^{N-1} (2 - \delta_m) R_m \cos(k_n m \Delta y) (N - m) \right] \quad (\text{III.16})$$

où δ_m est le signe de Kronecker. Dans leurs publications, Hiraiwa *et al.* [94–99] utilisent la méthode PSD afin d'étudier la rugosité de bord de ligne des résines. Ces auteurs montrent que l'approche PSD est plus adaptée que l'approche ACF pour modéliser la rugosité des motifs de résine, en particulier lorsque celle-ci présente plusieurs longueurs de corrélation [95, 99]. Dans leur procédure, la PSD analytique est obtenue en considérant une fonction ACF de forme exponentielle ($\alpha = 0.5$). Dans la section précédente nous avons cependant

vu que l'ACF le plus général était celui défini par Sinha *et al.* :

$$R_m = \sigma^2 e^{-|\frac{m\Delta y}{\xi}|^{2\alpha}} \quad (\text{III.17})$$

Dans notre étude, nous avons donc utilisé cette forme d'ACF afin de caractériser la rugosité de bord de ligne. En s'appuyant sur cette fonction, la PSD peut finalement être écrite de la manière suivante :

$$P_n = \frac{\Delta y}{2\pi N} \sigma^2 \left[\sum_{m=0}^{N-1} (2 - \delta_m) e^{-|\frac{m\Delta y}{\xi}|^{2\alpha}} \cos(k_n m \Delta y) (N - m) \right] \quad (\text{III.18})$$

En règle générale, il n'y a pas de forme analytique pour cette expression sauf lorsque $\alpha = 0.5$. Dans le cas continu (*i. e.* $\Delta y \rightarrow 0$), lorsque $L \rightarrow \infty$, l'expression analytique de la PSD (pour $\alpha = 0.5$) s'écrit sous la forme lorentzienne :

$$P(k) = \xi \sigma^2 \frac{1/\pi}{1 + (k\xi)^2} \quad (\text{III.19})$$

Cette expression peut être simplement retrouvée en utilisant le théorème de Wiener-Khintchine, c'est-à-dire en effectuant la transformée de Fourier de la fonction d'auto-corrélation exponentielle ($\sigma^2 \exp(-y/\xi)$). De plus, dans le cas discret et pour $\alpha = 0.5$, il a été montré par Hiraiwa *et al.* [94] que l'expression III.18 peut se réduire à une forme analytique simple. La PSD est une fonction importante pour évaluer le poids des différentes fréquences spatiales de rugosité. Elle est donc bornée dans les hautes fréquences par l'intervalle de la mesure (Δy) et dans les basses fréquences par la taille de la fenêtre d'observation (L). Notons que la rugosité RMS peut être obtenue grâce au théorème de Parseval :

$$\sigma^2 = \frac{2\pi}{L} \sum_{n=0}^{N-1} P_n \quad (\text{III.20})$$

En utilisant les équations III.18 et III.19, nous avons tracé les PSD avec différentes valeurs de ξ . La figure III.3 (a) illustre les PSD discrètes et continues pour différentes longueurs de corrélation 5 nm, 40 nm et 300 nm. L'écart type à 3σ de la rugosité est de 5 nm, et α est égal à 0.5 dans tous les cas. Nous avons pris une longueur de ligne (L) égale 2200 nm et un nombre de points de mesure (N) égal à 400. Comme nous allons le voir, ces valeurs pour L et N correspondent à celles utilisées lors des mesures de LWR/LER avec le CD-SEM. Comme illustré sur la figure III.3 (a), les PSD discrètes sont équivalentes aux spectres continus dans le domaine des basses fréquences. Cependant elles dévient de ces dernières lorsque k_n s'approche de $\pi/\Delta y$.

Toutes les PSD discrètes sont symétriques autour de $\pi/\Delta y$ à cause du phénomène du *repliement du spectre* ("aliasing" en anglais). Par conséquent, les points au dessus de $\pi/\Delta y$ ne doivent pas être pris en compte dans l'interprétation des résultats.

En général, l'inverse de la longueur de corrélation ($1/\xi$) correspond approximativement au nombre d'onde k_s associé au point de saturation des PSD, c'est-à-dire à l'intersection entre le plateau et le régime de hautes fréquences. A partir de l'équation III.12, il est possible de trouver la longueur associée au point de saturation des PSD qui est égale à 2π fois la

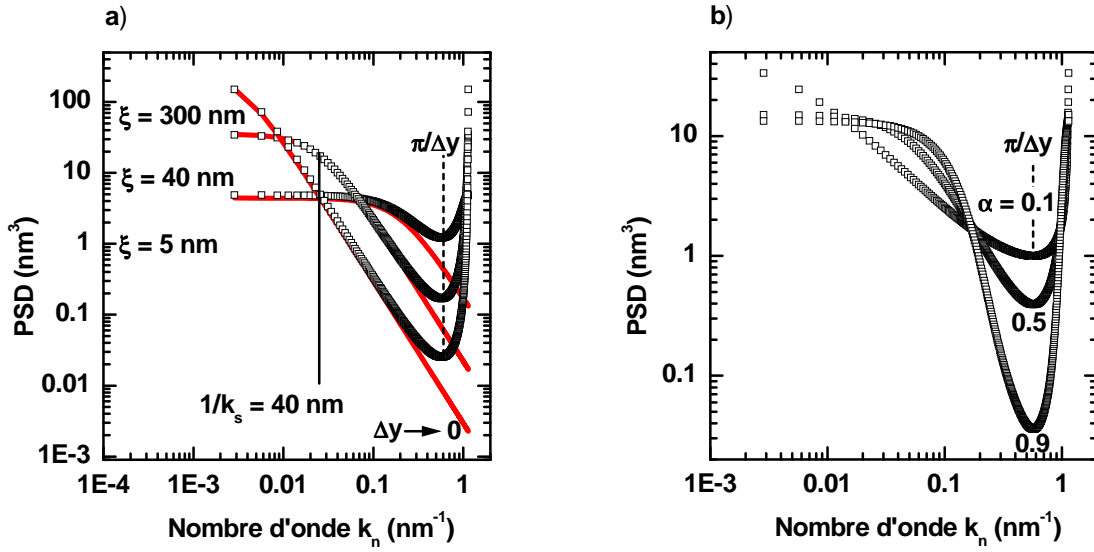


FIGURE III.3 – Représentation a) des PSD discrètes (carrés vides) et continues (courbe rouge) (Eqs. III.18 et III.19) avec différentes valeurs de ξ (3σ et α sont égales à 5 nm et 0.5 respectivement) et b) des PSD discrètes (Eq. III.18) avec différentes valeurs de α (3σ et ξ sont égales à 5 nm et 17 nm respectivement).

longueur de corrélation. Cependant, pour des valeurs élevées de ξ , la PSD ne présente plus de plateau (pour une fenêtre d'observation L donnée, Fig. III.3 (a)). Hiraiwa *et al.* [94] ont montré que dans un tel cas, il est difficile de déterminer σ et ξ . Pour ne pas être induit en erreur, k_1 doit en fait être approximativement inférieur à $1/(2\xi)$ et ce afin que le plateau apparaisse. De manière équivalente, la fenêtre d'observation (L) doit être supérieure à $4\pi\xi$.

La figure III.3 (b) illustre les PSD discrètes pour différentes valeurs de α . L'écart type à 3σ et la longueur de corrélation sont fixés à 5 nm et 17 nm respectivement. L et N sont les mêmes que pour la figure III.3 (a). Pour des valeurs de α égales à 0.1 et 0.9, il n'est pas possible de tracer les PSD continues puisqu'il n'y a pas de forme analytique. Cependant, dans le cas discret, lorsque α augmente, l'amplitude des hautes fréquences diminue par rapport au plateau. Pour de faibles valeurs de α , les PSD ne présentent plus de plateau, même si la fenêtre d'observation est bien supérieure à $4\pi\xi$. Dans ce cas, il est difficile de déterminer la longueur de corrélation en s'appuyant uniquement sur "l'allure" des PSD.

Nous avons également illustré les PSD avec différentes valeurs de Δy (Fig. III.4). Lorsque l'intervalle Δy augmente (ou respectivement lorsque N diminue) l'information sur les hautes fréquences de rugosité est logiquement perdue. Pour se rapprocher au plus du spectre continu, il est donc préférable de diminuer autant que possible l'intervalle Δy . En résumé, pour une mesure précise de la rugosité de bord de ligne il est non seulement important d'augmenter la fenêtre d'observation, mais aussi de diminuer le pas de mesure. Dans le premier cas, le choix de la taille de la fenêtre d'observation doit tenir compte de la valeur de la longueur de corrélation : pour des ξ élevées, il faut augmenter la taille de la ligne à observer. Malheureusement, avec les outils de métrologie, il va de soi que la fenêtre d'observation ne peut pas être infiniment grande. Dans le deuxième cas, qui concerne le pas de mesure, nous sommes limités par la résolution (par exemple la taille du faisceau

d'électrons pour le CD-SEM, et la taille de la pointe pour le CD-AFM).

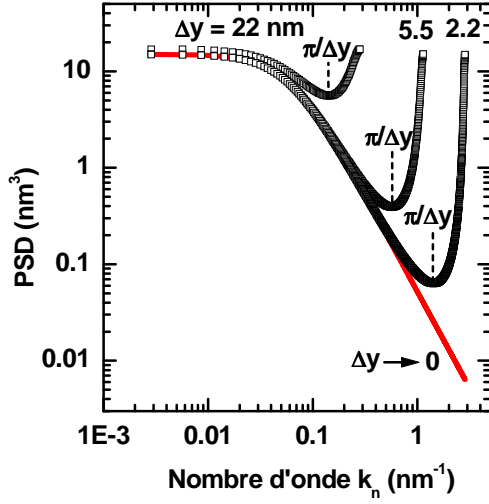


FIGURE III.4 – Représentation des PSD discrètes et continues obtenues à l'aide des équations III.18 et III.19 pour différentes valeurs de l'intervalle Δy . Les valeurs de 3σ , ξ , et α sont respectivement fixées à 5 nm, 17 nm et 0.5.

III.1.2.4 Méthode numérique de simulation de la rugosité

Afin d'illustrer l'impact que peuvent avoir la longueur de corrélation et l'exposant de rugosité sur l'allure des lignes nous avons "virtuellement" créé des profils par des simulations numériques. La méthode que nous avons utilisée est basée sur le concept de génération de nombres aléatoires. Dans l'algorithme de génération de la rugosité, nous avons dans un premier temps construit un ensemble d'éléments dont l'amplitude est déterminée par la PSD discrète, en fixant les valeurs de σ , ξ et α (équation III.18). Afin de générer un ensemble "stochastique" nous avons multiplié la PSD analytique avec des nombres aléatoires (suivant une loi normale gaussienne [26, 27]).

En utilisant l'équation III.13 et en générant des nombres de manière aléatoire (Φ_n), nous obtenons donc :

$$F_n = \sqrt{\frac{2\pi}{L}} P_n \times \Phi_n \quad (\text{III.21})$$

F_n représente la "transformée de Fourier" de notre ligne et P_n est déterminé grâce à l'équation III.18. A partir de là, les profils de rugosité, sont obtenus en utilisant la transformée de Fourier inverse de l'équation III.21.

A l'aide de cette méthode, il est donc possible d'obtenir des profils de ligne en faisant varier la rugosité RMS, ξ et α . La figure III.5 illustre des profils de rugosité obtenus grâce à cette méthode : nous avons fixé la rugosité RMS (représentée à 3σ dans la figure) et nous avons fait varier ξ et α . On remarque que plus α augmente, plus les hautes fréquences de rugosité diminuent (Fig. III.5 (a)). En parallèle plus ξ augmente, plus le profil semble être étiré (Fig. III.5 (b)). La représentation de la rugosité avec ces paramètres (σ , ξ , α) est très efficace et cela nous permettra une meilleure compréhension de l'évolution de la rugosité de bord de ligne de la résine lors de la gravure ou des divers traitements plasma.

En outre, grâce à cette méthode il nous sera possible d'approfondir l'étude des limites des équipements de métrologie notamment dans le cas du CD-AFM. En effet, la mesure de rugosité peut être sous-estimée à cause du rayon de la pointe. Nous démontrerons que la précision de la mesure CD-AFM est dépendante des paramètres de rugosité (σ , ξ , α).

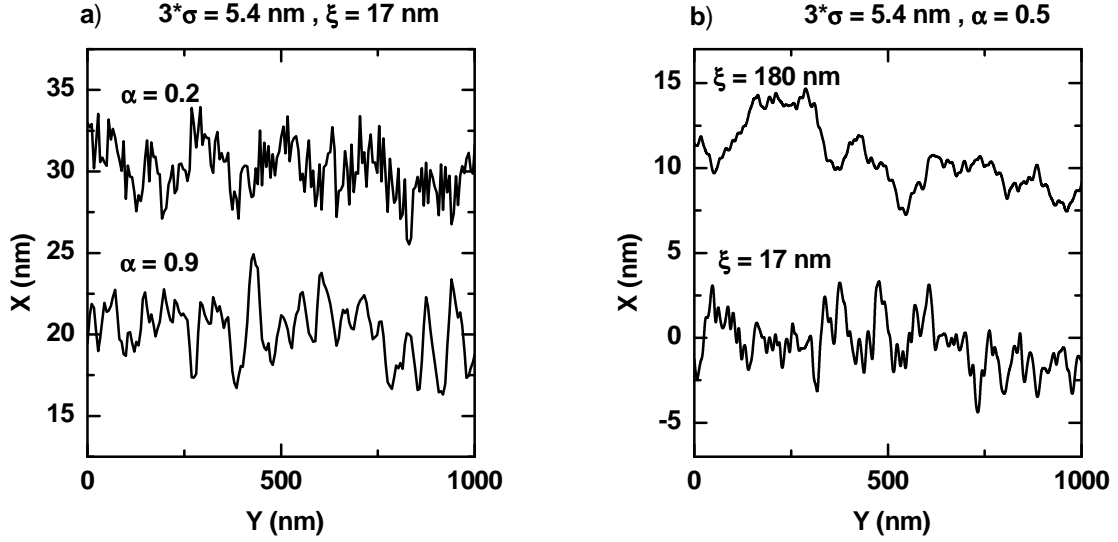


FIGURE III.5 – Génération de profils de rugosité avec a) différentes valeurs de α (σ et ξ sont similaires) et b) différentes valeurs de ξ (σ et α sont similaires).

III.2 Limitation des outils de métrologie

Dans les parties précédentes, nous avons vu les différentes fonctions utilisées pour extraire les paramètres de rugosité. Le modèle théorique de la fonction d'autocorrélation (équation III.17) est relativement simple et, comme nous allons le voir, permet de modéliser la rugosité de bord de ligne de manière réaliste. Cependant, si l'on considère que ce modèle correspond parfaitement à la rugosité mesurée, les outils de métrologie restent imparfaits : les mesures de rugosité peuvent comprendre du bruit stochastique ou non-stochastique, rendant les valeurs obtenues inexploitable. Dans le cas idéal, c'est-à-dire même si le bruit de l'équipement était nul, il serait difficile de déterminer les valeurs "réelles" du LWR, de la longueur de corrélation, et de l'exposant de rugosité de manière précise. En effet, nous avons vu que pour extraire ces valeurs avec précision, il est nécessaire que la taille de fenêtre soit infiniment grande et la résolution maximale. De plus, comme nous allons le voir, les mesures de rugosité de bord de ligne peuvent être erronées en raison du caractère destructeur des outils de métrologie. Dans cette section nous allons mettre en évidence les paramètres qui limitent l'extraction de la valeur physique du LWR/LER. La compréhension de ces limitations fait partie intégrante de ces travaux de thèse, ce qui justifie leur description dans ce chapitre.

III.2.1 Le bruit

III.2.1.1 Bruit statistique

Un des problèmes majeurs face aux mesures du LWR est que le nombre d'échantillons (N^*) n'est pas infini. En effet, puisque la taille de la fenêtre d'observation est limitée par nos outils de métrologie (par exemple avec le CD-SEM nous sommes limités à 2200 nm), pour avoir une bonne statistique sur la ligne (résine, silicium, etc.), il est préférable d'effectuer un grand nombre de mesures à différents endroits de la ligne. Cela peut être effectué facilement en se déplaçant le long de la ligne. Comme l'ont montré Hiraiwa *et al.* [94–99], la finitude du nombre N^* est source d'erreur dans les PSD expérimentales. En effet, une PSD expérimentale est obtenue en utilisant l'équation III.13 : si l'on considère que la ligne est divisée en N^* segments, alors la PSD expérimentale est obtenue en moyennant les PSD des N^* segments.

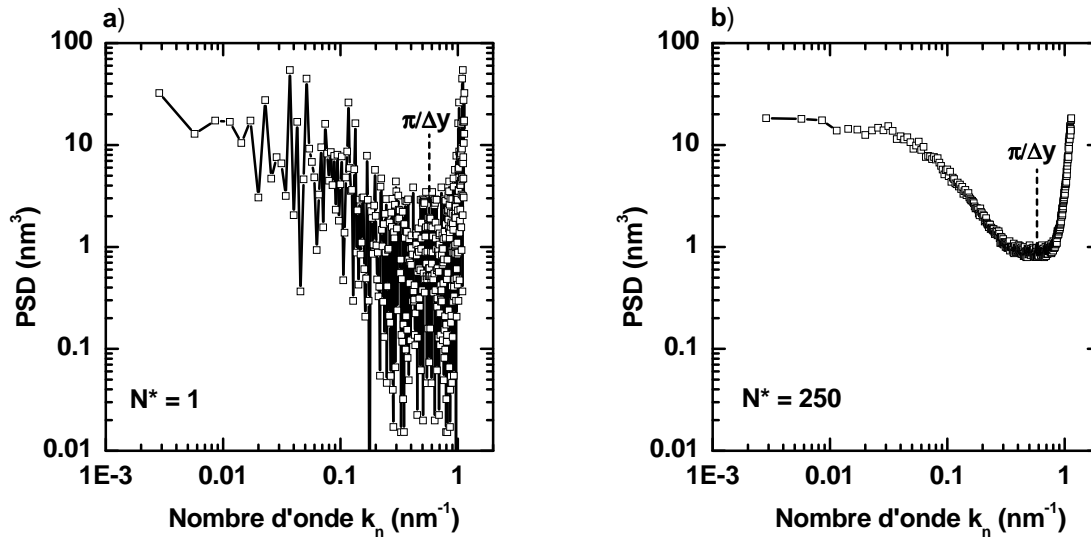


FIGURE III.6 – PSD expérimentales d'une ligne de résine obtenues avec le CD-SEM en moyennant a) une seule PSD et b) 250 PSD. La fenêtre d'observation (L) et l'intervalle de mesure (Δy) sont fixés à 2200 nm et 5.5 nm respectivement.

Pour être statistiquement exact le nombre N^* doit donc être infini. Dû à la finitude du nombre de segments, les PSD comportent du bruit statistique, rendant leur aspect irrégulier.

La figure III.6 illustre le phénomène du bruit statistique : les PSD expérimentales d'une ligne de résine obtenue avec le CD-SEM sont tracées à l'aide de l'équation III.13. On constate que lorsque le nombre de segments est faible, la PSD est irrégulière, ce qui rend difficile la détermination de la longueur de corrélation et de l'exposant de rugosité (Fig. III.6 (a)). En revanche, lorsque que l'on moyenne un grand nombre de PSD, l'allure de la PSD finale se rapproche d'une courbe régulière comme illustré sur la figure III.6 (b).

Actuellement, l'équipement le plus utilisé pour des mesures statistiques est le CD-SEM. La force de cet équipement repose sur la rapidité de l'acquisition des images, per-

mettant donc de collecter un grand nombre de mesures. Cet équipement va nous permettre d'effectuer un grand nombre d'images afin d'en moyenner les PSD dans le but de réduire le bruit statistique. En revanche, dans le cas du CD-AFM, à cause du caractère fastidieux de cette technique (50-100 fois moins rapide que le CD-SEM), nous sommes limités par le nombre de mesures. Nous avons donc abandonné l'analyse des PSD dans le cas du CD-AFM, et nous nous sommes contentés d'effectuer quelques mesures sur la ligne (5 mesures par ligne de taille de 3000 nm).

III.2.1.2 Bruit aléatoire de la mesure

1 CD-SEM

Le bruit aléatoire de la mesure est directement lié à l'outil de métrologie. Dans le cas du CD-SEM, ce bruit provient en grande partie de l'image elle-même. Cela comprend les erreurs dues à l'électronique du traitement de signal, l'environnement électrique, la variation du champ magnétique, etc. Le LWR mesuré se compose alors d'une part, de rugosité "réelle" et d'autre part, de rugosité "fausse" liée au bruit aléatoire. En conséquence, cette rugosité mesurée a tendance à être une surestimation de la rugosité "réelle".

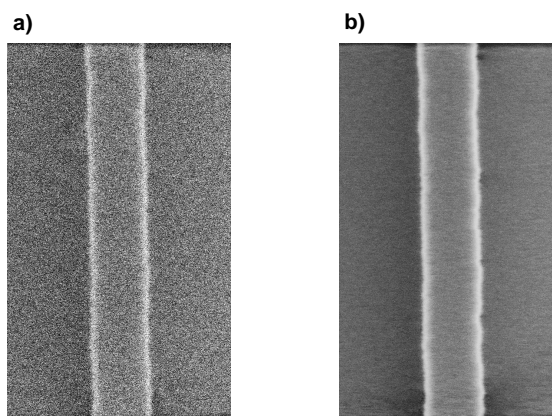


FIGURE III.7 – Images CD-SEM d'une même ligne de silicium obtenues à a) 4 et b) 256 frames d'intégration.

Une façon de réduire le bruit aléatoire de l'image SEM consiste à augmenter la dose totale d'électrons sur chaque pixel de l'image. Pour une tension de travail, un nombre de pixels, et un grossissement (magnification en anglais) donnés, la dose d'électrons est le produit du courant du faisceau électronique, du temps par pixel sur chaque image (dwell time en anglais) et du nombre de "frames" d'intégration (*i. e.* le nombre de pixels moyennés). Ainsi, pour un courant donné de faisceau, la dose peut être augmentée soit en diminuant la vitesse de balayage (augmentation du dwell time), soit en augmentant le nombre d'intégrations (frame). Cependant, comme nous allons le voir, une dose trop élevée peut entraîner une forte dégradation de certains matériaux comme la résine. Dans ce cas, il est donc nécessaire de trouver un compromis entre la dégradation du matériau et le rapport signal/bruit des mesures de rugosité.

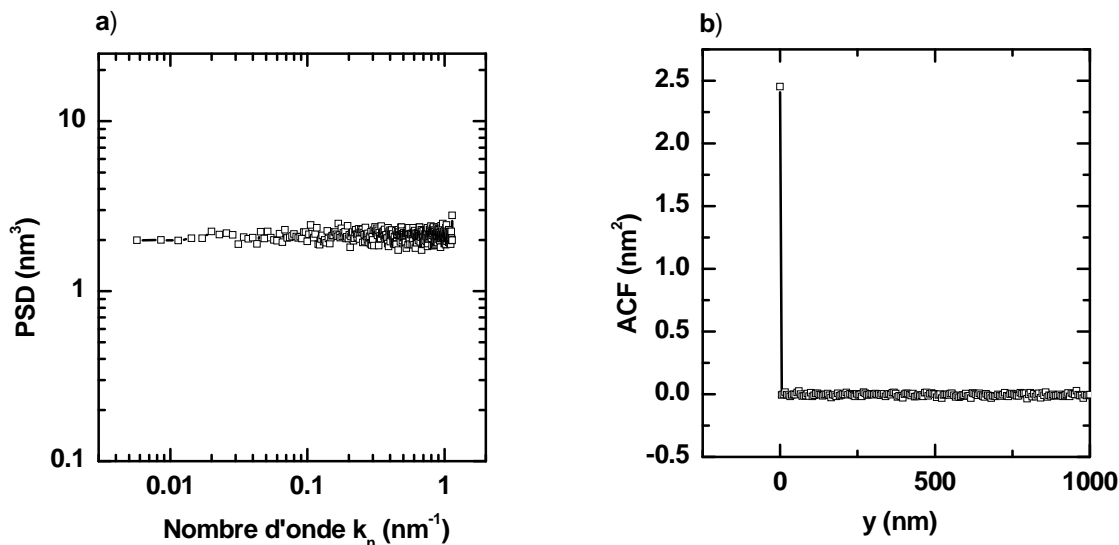


FIGURE III.8 – Représentation a) de la PSD du bruit "blanc" et b) de sa fonction d'autocorrélation.

Pour certains matériaux comme le silicium, il est possible de réduire le bruit aléatoire en augmentant le nombre d'intégrations (frame) sans dégrader le matériau. La figure III.7 montre des images SEM d'un segment de ligne de silicium obtenu avec des nombres d'intégrations (frame) de 4 et de 256. Les deux images ont été collectées exactement au même endroit de la ligne afin de s'affranchir des variations de rugosité tout au long de celle-ci. On constate que l'image de gauche est relativement bruitée par rapport à celle de droite : le LWR mesuré est de 4.9 nm contre 2.5 nm pour la figure de droite. Cette baisse de rugosité est donc due à la diminution du bruit aléatoire de l'image.

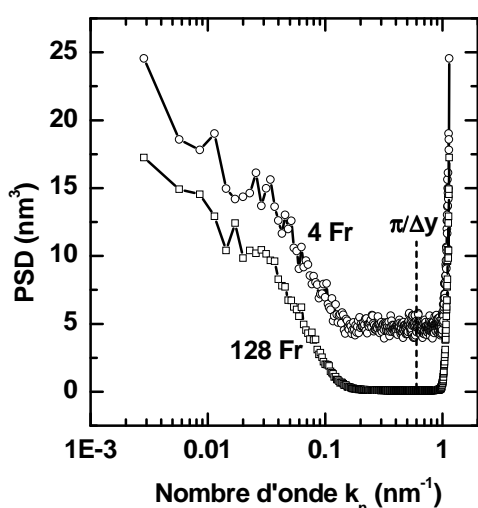


FIGURE III.9 – PSD expérimentales d'une ligne de silicium obtenues avec le CD-SEM pour un nombre de frames de a) 4 et b) 128. La fenêtre d'observation (L) et l'intervalle de mesure (Δy) sont respectivement fixés à 2200 nm et 5.5 nm. Chaque courbe est obtenue en moyennant 250 PSD.

Un processus aléatoire est dit "blanc" lorsque la densité spectrale de puissance est constante pour toutes les fréquences (Fig. III.8 (a)). Autrement dit, sa fonction d'autocorrélation est nulle en dehors de l'origine (Fig. III.8 (b)). Afin de comprendre de quelle manière ce

bruit aléatoire blanc se répercute sur la rugosité, nous avons tracé les PSD d'une ligne de silicium obtenues à 4 et 128 frames (Fig. III.9). Nous constatons que le niveau élevé de bruit blanc à 4 frames introduit un décalage vers le haut de l'amplitude de la PSD par rapport celle obtenue à 128 frames. Toutes les fréquences sont décalées de la même manière vers le haut, ce qui montre que le bruit aléatoire est bien "blanc". Dans la partie III.4, nous verrons de quelle manière le bruit aléatoire de la mesure peut être précisément déterminé à l'aide de la PSD dans le but d'en extraire la valeur "réelle" du LWR.

2 CD-AFM

En ce qui concerne le CD-AFM, les mesures de LWR sont similairement biaisées en raison du bruit aléatoire de la mesure. Ce bruit aléatoire dépend de nombreux facteurs et a des origines différentes du bruit du CD-SEM. Il provient notamment de l'interaction entre la pointe et le matériau. Lorsque la pointe s'approche d'une surface verticale, elle "saute au contact" au moment où les forces adhésives deviennent supérieures à la force du rappel latérale du levier et de la pointe. Cette manœuvre est particulièrement agressive pour la pointe.

De ce fait, la pointe se déforme à la fois lors de ce "saut au contact" mais également au moment de son retrait. Plus la raideur latérale de la pointe est faible, plus il est difficile de la retirer de la surface. La durée du contact pointe-surface est alors plus importante, ce qui se traduit par une plus grande déformation de la pointe lors de son retrait. Ces déformations peuvent conduire à une fatigue mécanique entraînant, dans certains cas, la casse de la pointe. Cependant, même lorsqu'elle ne se casse pas, la pointe est tout de même fortement déstabilisée lors de son positionnement au point de mesure, ce qui génère du bruit pendant l'acquisition.

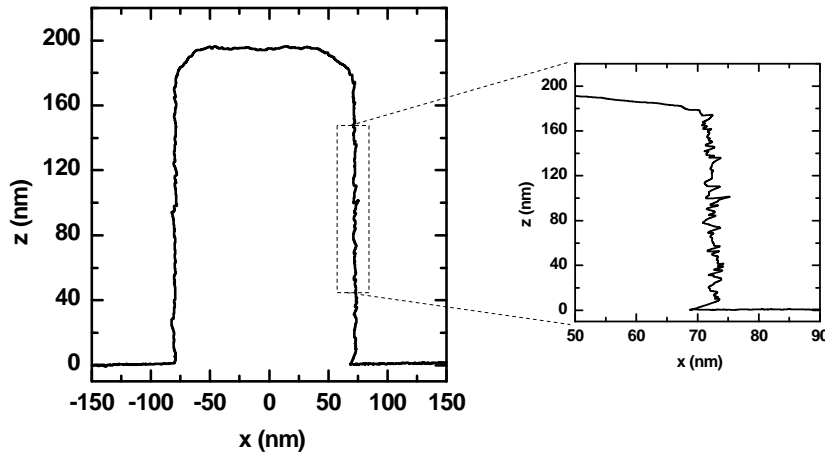


FIGURE III.10 – Profil d'une ligne de silicium (VPS) avec une pointe de raideur de 0.7 N.m^{-1} .

Le bruit aléatoire des mesures sur le CD-AFM qui dépend de l'interaction pointe-surface, peut être minimisé en utilisant une pointe raide. D'autres source de bruit peuvent

également affecter les mesures, comme par exemple le bruit thermique, le bruit électronique, le bruit environnemental, etc. La figure III.10 représente une ligne de balayage mesurée sur le VPS (*cf.* chapitre II) en silicium avec une pointe de diamètre de 50 nm (CDR50) et de constante de raideur de 0.7 N.m⁻¹.

Dans la section III.4.2.2, nous allons déterminer les méthodes d'évaluation du bruit aléatoire sur le CD-AFM. Une des méthodes que nous allons utiliser consiste à forcer la pointe à balayer plusieurs fois le même CD de la ligne (mode "scan disable"). Grâce à cette méthode, nous avons pu remonter au bruit aléatoire mesuré au CD-AFM avec différents types de pointe. En règle générale, la raideur de la pointe est liée à la section et la longueur de celle-ci. Une approximation grossière pour l'estimer, consiste à assimiler la pointe évasée à un cylindre parfait et à utiliser la théorie des poutres [100]. La relation entre la raideur transversale (k), le diamètre (R) et longueur (T) de la pointe est alors :

$$k = \frac{3\pi R^4 E}{4T^3} \quad (\text{III.22})$$

où E est le module de Young du matériau constituant la pointe. Afin de travailler avec une pointe de raideur importante, il est donc nécessaire de la choisir courte et avec un diamètre élevé. Dans le cadre de cette étude nous disposons de 3 types de pointes :

- Les CDR50 de diamètre de 50 nm et de longueur de 300 nm et de raideurs allant de 0.5 à 1 N.m⁻¹ .
- Les CDR50s de diamètre de 50 nm et de longueur de l'ordre de 200-250 nm et de raideurs allant de 1 à 2 N.m⁻¹.
- Les CDR120 de diamètre de 120 nm et de longueur de l'ordre de 500-600 nm et de raideurs allant de 3 à 10 N.m⁻¹.

La figure III.11 montre la mesure du bruit ($3\sigma_{\text{bruit}}$) sur le VPS avec des pointes de différentes raideurs (*cf.* section III.4.2.2 pour le protocole de mesure du bruit aléatoire). On constate que le bruit diminue avec l'augmentation de la raideur de la pointe : pour les CDR50, CDR50s et CDR120, le bruit sur VPS est de l'ordre de 5 nm, 3 nm et 2 nm respectivement.

Notons que la valeur du bruit avec une CDR50 devient un réel problème lorsque l'on mesure des LWR de l'ordre de 2-3 nm. En effet, dans ces conditions le rapport signal/bruit est tellement faible qu'une détermination de la valeur physique du LWR devient pratiquement impossible. Toute mesure est donc inexploitable tant que l'on est dans l'incapacité d'élaborer une méthode pour réduire (ou extraire) le bruit. De plus, bien que les valeurs de bruit soient dépendantes de la raideur des pointes (Fig. III.11), elles ne sont pas pour autant intrinsèques à celles-ci. En effet, le bruit dépendant de l'interaction pointe-surface, il est possible, avec une même pointe, d'obtenir des valeurs de bruit différentes lorsque les mesures sont effectuées sur des matériaux différents. L'ordre de grandeur de cette disparité est de 1-2 nm. On pourrait supposer qu'en connaissant le niveau de bruit d'une pointe donnée sur divers matériaux, il soit possible d'effectuer des mesures avec d'autres pointes du même type (par exemple des pointes du même lot) sans se soucier de la valeur du bruit. Malheureusement, pour un même lot, les fluctuations de la raideur des pointes,

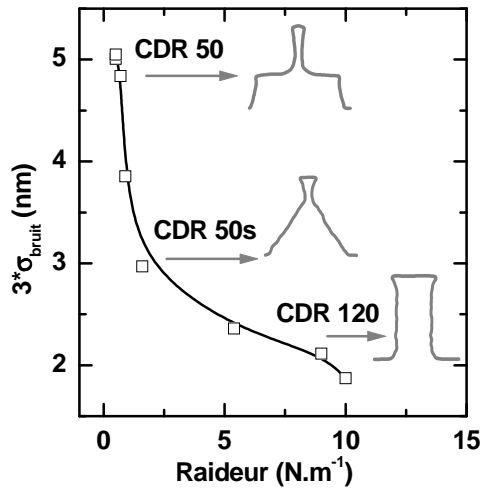


FIGURE III.11 – Valeur du bruit aléatoire sur les parties verticales d'une ligne de silicium (VPS) en fonction de la raideur de la pointe.

dues à une mauvaise reproductibilité de leur fabrication, peuvent engendrer des variations importantes du bruit d'une pointe à l'autre.

La meilleure solution est donc l'utilisation d'une pointe ayant une raideur élevée (par exemple une CDR120) permettant ainsi de réduire le bruit, mais la précision des mesures s'en trouve diminuée. En effet, au cours de la mesure, le diamètre élevé de la pointe "filtre" les hautes fréquences spatiales et dans certains cas, peut augmenter les basses fréquences de rugosité. C'est ce que nous allons voir dans la partie suivante.

III.2.2 La précision des mesures

III.2.2.1 CD-SEM

La résolution des microscopes électroniques à balayage, y compris les CD-SEM, est généralement dépendante de plusieurs facteurs tels que le diamètre du faisceau électronique incident, le volume de réémission des électrons ou encore la taille du pixel [77]. A fort grossissement, le diamètre du faisceau incident est le facteur limitant la résolution. Notons que la résolution, définie comme étant la plus petite distance à laquelle deux points peuvent être distingués par le microscope, ne peut être inférieure à la taille d'un pixel. La résolution maximale ne peut notamment pas être atteinte si le diamètre du faisceau d'électrons secondaires réémis par l'échantillon (poire d'interaction Fig. II.12, chapitre II) est plus important que la taille du pixel.

Dans le cas d'un SEM idéal, le diamètre de la sonde incidente peut être réduit en diminuant entre autres la distance de travail du microscope [77]. Cependant, plusieurs facteurs tels que les aberrations sphériques et chromatiques ou encore la limite de la diffraction (liée à la nature ondulatoire des électrons) restreignent la diminution de la taille de la sonde [77]. En travaillant à haute tension (réduction de la longueur d'onde λ des électrons), il est possible de baisser la limite de la diffraction ($\approx \lambda/n \sin(\alpha)$), et par conséquent d'augmenter la résolution. Une meilleure résolution signifie que les mesures sont plus précises.

Dans notre cas, une estimation de la résolution du CD-SEM CG4000 que nous utilisons a été déterminée par le constructeur comme étant de l'ordre de 1.8 nm (à 800 V et 5.8 pA).

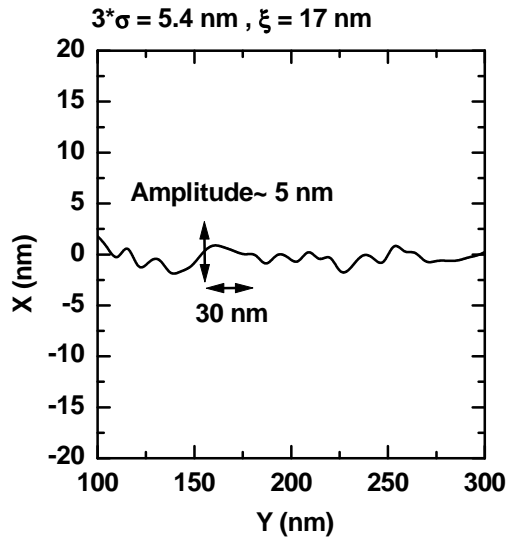


FIGURE III.12 – Allure typique d'un profil de rugosité de bord de ligne de résine 193 nm. L'amplitude de la rugosité est faible par rapport à la "longueur d'onde" spatiale.

Nous allons voir dans la partie III.3.2 que nous n'utilisons pas la même résolution dans les directions x et y , la taille des pixels n'étant pas identique. Dans la direction y (parallèle à la ligne), la précision des mesures dépend des paramètres de rugosité, en particulier de ξ et α . Il est à noter que si la rugosité présentait beaucoup de hautes fréquences spatiales, par exemple des fréquences, ou plutôt des longueurs d'onde, de l'ordre de la taille du pixel, il serait impossible de mesurer la rugosité. Cependant, la longueur d'onde de la rugosité de bord de ligne est grande par rapport à son amplitude [101] (*i. e.* le LWR d'une résine présente plus de basses que de hautes fréquences) comme illustré sur la figure III.12. Cette caractéristique est liée au fait que le LWR/LER n'a pas d'origine atomique [37, 101, 102]. Les effets atomistiques contribuent certainement mais ne sont pas la cause dominante de la rugosité [101].

Si l'on considère une sonde électronique de diamètre de 2-5 nm, la fréquence de coupure de la PSD est de l'ordre de $0.5\text{-}0.2 \text{ nm}^{-1}$. Cela rend les mesures CD-SEM très prometteuses puisque cette fréquence de coupure est supérieure aux hautes fréquences spatiales de la rugosité. On peut donc considérer que la résolution du SEM ne "filtre" pas de manière significative le LWR/LER. Dans la direction x , plus l'amplitude de la rugosité diminue et se rapproche de la limite de résolution de l'équipement, plus le rapport entre la valeur mesurée et l'incertitude devient significatif. Cela veut dire que même en absence de toute source de bruit, lorsque le LWR de la ligne est faible (inférieur à 1 nm par exemple), il est difficile (voire impossible) d'en obtenir la valeur physique. Paradoxalement, même si cela est aussi valable pour le CD-AFM, nous allons voir dans la partie suivante que la précision peut diminuer lorsque l'amplitude de la rugosité augmente.

Finalement, la PSD est un bon moyen de savoir si le signal que l'on mesure est "réel" ou s'il est dû à des erreurs. Si la PSD n'est pas plate (*i.e.* elle n'est pas constante pour

toutes les fréquences), cela signifie que le bord de ligne est rugueux, mais l'inverse n'est pas vrai : le signal de LWR peut être très faible et "noyé" dans le bruit de mesure.

III.2.2.2 CD-AFM

Comme nous l'avons vu au chapitre II, la résolution du CD-AFM n'est pas identique dans les trois directions. La résolution latérale selon y (le long de la ligne) et selon z (perpendiculaire à la plaque) dépend du diamètre de la pointe et de son rayon de courbure. Puisque les diamètres des pointes disponibles au cours de ces travaux sont compris entre 50 nm et 120 nm, on peut supposer que la résolution spatiale en y est de l'ordre de 50 et 120 nm respectivement, ce qui signifie que les fréquences spatiales inférieures à 50 et 120 nm ne sont respectivement pas prises en compte. La finitude des pointes AFM est donc la cause d'une diminution de la précision des mesures de LWR, principalement dans les domaines de la haute fréquence de rugosité.

Pour étudier de quelle manière la pointe CD-AFM affecte la rugosité, nous avons utilisé les simulations de profils de rugosité décrites dans la partie III.2.2.2. Grâce à ces simulations, il est possible de créer des profils de rugosité avec différentes valeurs de σ , ξ , et α .

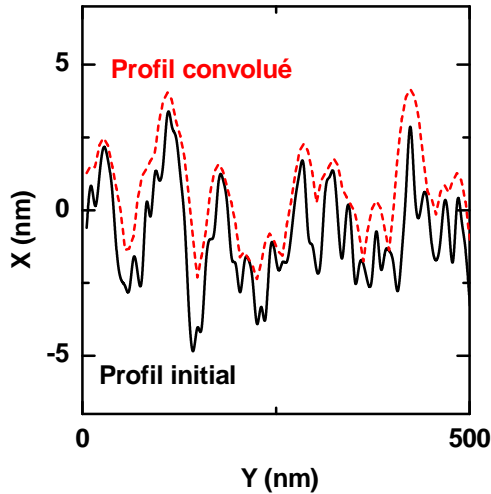


FIGURE III.13 – Allure typique d'un profil de rugosité obtenu par simulation (courbe noire). Le même profil a été convolué par un cercle de diamètre de 120 nm (courbe rouge).

Les profils obtenus peuvent représenter la rugosité de bord de ligne et sont statistiquement identiques aux rugosités que l'on peut mesurer grâce au CD-SEM. En effet, dans cette partie, pour simuler la rugosité nous avons considéré un intervalle de mesure Δy de 5.5 nm et une longueur de ligne de 2200 nm, équivalant à ce que nous utilisons pour les mesures de rugosité avec le CD-SEM. Les paramètres de rugosité peuvent être définis par l'utilisateur afin de générer différentes "allures de rugosité". Les profils de rugosité ainsi obtenus sont convolués par un cercle représentant le diamètre de la pointe CD-AFM. A partir de cette convolution, le profil de rugosité reconstruit par la pointe AFM peut être obtenu. Ensuite, la rugosité RMS des profils convolués ($3\sigma_\Phi$) peut être comparée avec la rugosité RMS du profil d'origine (3σ). La figure III.13 illustre un profil "original" obtenu par simulation et le même profil vu par une pointe de diamètre 120 nm. Sur ce graphique,

nous constatons que la pointe ne suit pas de manière précise l'allure du profil. En effet, une partie des hautes fréquences spatiales de rugosité sont filtrées par la pointe, ce qui conduit à une valeur de rugosité RMS plus faible. Sur la figure III.14, l'évolution de la rugosité normalisée (σ_Φ/σ) est représentée grâce aux simulations, en fonction du diamètre de la pointe pour différentes valeurs de σ : plus le diamètre est grand, plus la précision sur la mesure de rugosité diminue. En revanche, l'imprécision n'évolue pas de la même manière pour différentes valeurs de σ .

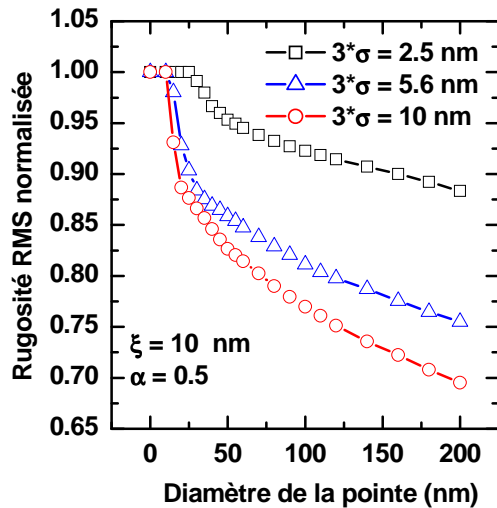


FIGURE III.14 – Evolution de la rugosité normalisée (σ_Φ/σ) en fonction du diamètre de la pointe pour différentes valeurs de σ . Les valeurs de ξ et de α sont respectivement fixées à 10 nm et 0.5.

Pour des valeurs de ξ et de α identiques, une valeur de rugosité RMS élevée engendre une perte d'information plus importante par rapport à une valeur RMS faible. Cela est lié au fait que pour une amplitude de rugosité élevée, la pointe a d'avantage de difficultés à suivre les "pics" et les "vallées" du profil. Les figures III.15 (a) et (b) révèlent l'évolution de la rugosité en fonction du diamètre de la pointe pour différentes valeurs de α et de ξ . Lorsque α et ξ diminuent, les hautes fréquences de rugosité sont prépondérantes et le profil est moins étiré : ce phénomène diminue de manière considérable la précision de la mesure du CD-AFM avec une pointe donnée. La précision du CD-AFM est donc fortement dépendante de l'allure du profil de rugosité que l'on veut mesurer : pour des hautes valeurs de rugosité RMS et des faibles valeurs de α et de ξ les mesures seront sous-estimées. Cette sous-estimation peut être accentuée lorsque uniquement les hautes fréquences de rugosité sont affectées par la taille de la pointe. Cependant, dans certains cas, la "convolution" de la pointe avec le profil peut augmenter de façon artificielle la rugosité RMS [103]. Afin d'illustrer ce phénomène nous avons étudié les PSD des profils "vus" par la pointe AFM (Fig. III.16).

La courbe noire sur la figure III.16 illustre la PSD d'un profil obtenu à l'aide de simulations avec des valeurs de 3σ , ξ et α de 5 nm, 10 nm et 0.5 respectivement. Ce profil est ensuite convolué avec des pointes de diamètres de 50 nm, 120 nm et 200 nm et les PSD respectives des profils convolués sont obtenues à l'aide de l'équation III.13.

On observe que la rugosité RMS des hautes fréquences (σ_{HF}) décroît puisque l'amplitude des PSD diminue dans ce domaine fréquentiel lorsque le diamètre de la pointe augmente.

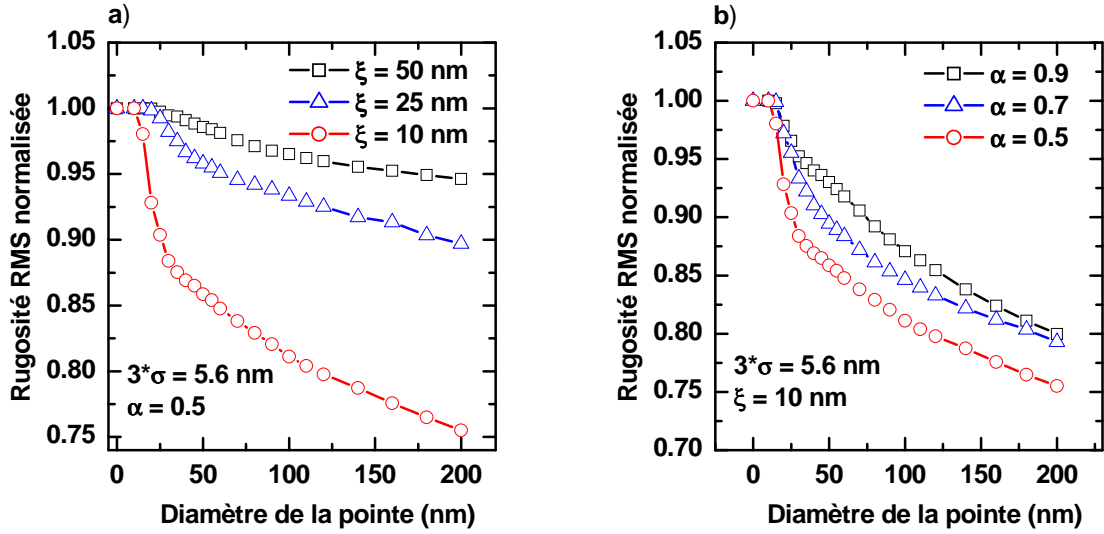


FIGURE III.15 – Evolution de la rugosité normalisée (σ_Φ/σ) en fonction du diamètre de la pointe pour différentes valeurs a) de ξ et b) de α .

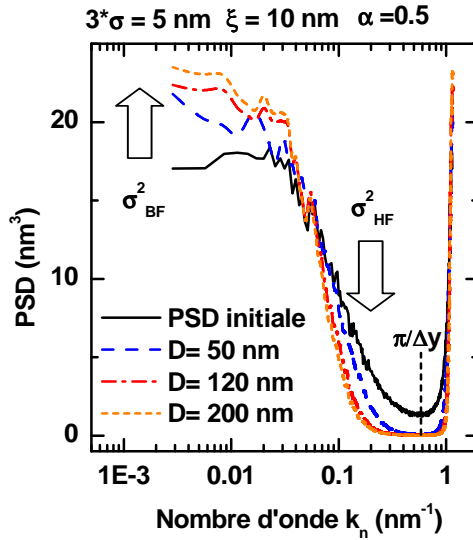


FIGURE III.16 – PSD d'un profil de rugosité obtenu grâce à la simulation (courbe noire). PSD du même profil vu par différents diamètres de pointe (courbes bleue, rouge et orange). L'axe y a été représenté en échelle linéaire afin de mieux distinguer les courbes dans le domaine des basses fréquences.

Comme nous avons pu le voir sur les figures III.14 et III.15, c'est cette diminution qui contribue à l'altération de la précision de la rugosité RMS. Néanmoins, contrairement aux hautes fréquences de rugosité, nous constatons que l'amplitude dans le domaine des basses fréquences augmente.

La pointe AFM a donc tendance à augmenter de manière artificielle la rugosité dans le domaine de la basse fréquence (σ_{BF}). Cela peut expliquer les pentes douces des courbes représentées sur les figures III.14 et III.15. En effet, plus le diamètre de la pointe est élevé, plus la rugosité à haute fréquence est filtrée mais en parallèle, des basses fréquences peuvent simultanément "apparaître" de manière artificielle et engendrer une augmentation de la rugosité. Pour comprendre ce phénomène il suffit d'étudier le cas simple d'une rugosité imaginaire ayant la forme de pics de Dirac (Fig. III.17). On peut voir sur la figure III.17

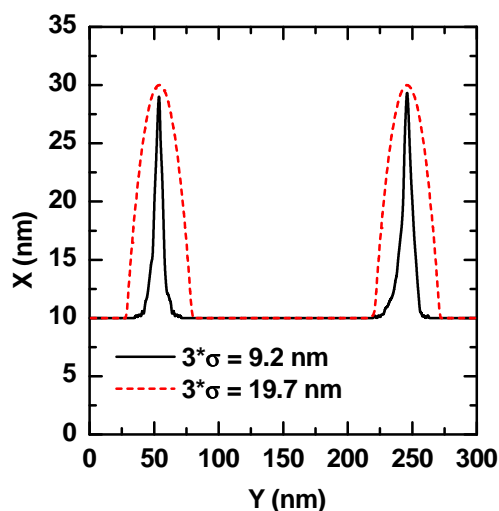


FIGURE III.17 – Illustration des "pics de Dirac" avant (courbe noire) et après (courbe rouge) convolution par une pointe de diamètre de 120 nm.

qu'après convolution, les pics sont élargis, ce qui augmente considérablement la rugosité RMS. Cette représentation simple nous permet de comprendre pourquoi l'amplitude des basses fréquences augmente sur la figure III.16.

Toutes ces études nous ont permis de mieux interpréter les valeurs de rugosité obtenues à l'aide des outils de métrologie. Par exemple, si l'on veut comparer des mesures CD-AFM et CD-SEM, tous les paramètres de rugosité doivent être pris en compte pour déterminer si la pointe AFM est assez fine pour être capable de suivre l'allure des profils. Il existe justement des pointes CD-AFM à haute résolution, supérieures aux pointes CDR50 et CDR120. Citons par exemple les pointes "bipod" dont la partie sonde est composée de deux aspérités très fines, de l'ordre de 10 nm. L'avantage de ces pointes provient de leur raideur élevée, de l'ordre de 4-5 N.m⁻¹. Cependant, du fait du manque de reproductibilité de leur fabrication et du taux élevé de casse, nous avons préféré abandonner leur utilisation.

III.2.3 Le caractère destructeur des outils de métrologie

Nous avons vu que le bruit et la résolution limitée des outils de métrologie empêchent une mesure précise du LWR. Cependant, d'autres phénomènes peuvent accentuer l'imprécision des mesures. Ce sont les phénomènes qui tendent à dégrader les matériaux.

III.2.3.1 CD-SEM

Nous avons pu voir dans la section III.2.1.2 qu'une forte dose entraîne une diminution du bruit aléatoire sur des matériaux comme le silicium. Cependant, le faisceau d'électrons peut avoir un impact néfaste sur certains matériaux. Généralement, les paramètres de la colonne électronique (tension d'accélération, courant) peuvent conditionner la résolution de l'appareil mais aussi la détérioration des matériaux. Pour une tension et un courant donnés, nous avons vu qu'une augmentation de la dose des électrons peut être obtenue en multipliant le nombre de frames d'intégration. Pour comprendre si une forte dose dégrade les matériaux, nous avons étudié l'influence du nombre de frames sur les CD d'une ligne de silicium et d'une ligne de résine.

La figure III.18 illustre le CD de nos lignes en fonction du nombre de frames : pour la ligne de silicium, l'augmentation de la dose n'a aucune influence sur le CD. Ces résultats sont encourageants puisqu'ils indiquent qu'il est possible de travailler à un nombre d'intégrations élevé, ce qui permet de réduire considérablement le bruit aléatoire des images SEM. En revanche, dans le cas de la résine, le CD se voit altérer par une trop forte dose. De nombreux auteurs [104, 105] ont déjà observé que sous l'influence de faisceau d'électrons, la résine se contracte et sa rugosité diminue. En effet, l'interaction des électrons avec les résine 193 nm engendre un clivage des groupements ester et lactone, entraînant une contraction de la résine. Dans la partie III.4, nous allons étudier l'influence du nombre de frames d'intégration sur le LWR des lignes de silicium et de résine.

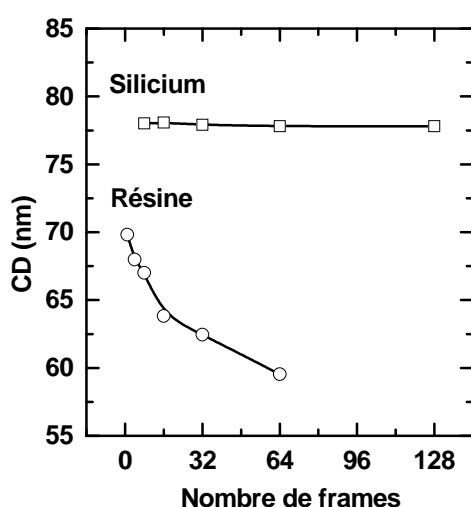


FIGURE III.18 – Evolution du CD d'une ligne de silicium et de résine en fonction du nombre de frames d'intégration.

III.2.3.2 CD-AFM

Dans le cas du CD-AFM, plusieurs phénomènes liés aux interactions pointe-surface peuvent engendrer une détérioration de la pointe et ainsi fausser les valeurs du LWR. Les problèmes liés à l'usure des pointes peuvent survenir lors de l'imagerie des lignes ou lors de la qualification des pointes sur VPS ou IFSR (Chapitre II). Le plus souvent, ils surviennent lors des mesures des lignes de résines traitées par plasma ou de matériaux durs comme le silicium et le carbone amorphe. Dans certains cas, la pointe reste fortement collée à la surface et peut se casser lors de son retrait. Les interactions pointe-surface sont les principaux facteurs engendrant une usure et une prise de particules des pointes. En effet, lors de l'imagerie, la pointe est sensible à la force de frottement visqueux qui peut engendrer une dégradation de celle-ci. De plus, l'interaction chimique entre la pointe et la surface joue également un rôle dans la détérioration des pointes.

La figure III.19 (b) illustre le phénomène d'usure des pointes lors de la mesure d'une ligne de silicium avec deux pointes de raideur différente. Les pointes utilisées ont des diamètres quasi identiques (50 nm et 46 nm) mais une des pointes est plus raide que l'autre. On remarque sur la figure III.19 (a), qui reconstruit le profil de chacune de ces

pointes, que la longueur maximale de surplomb (Chapitre II) de la pointe de faible raideur est plus élevée et, en conséquence, que sa tige est plus fine. Ainsi, le diamètre "effectif" de cette pointe est moins important que celui de la pointe raide. Cela explique justement (*cf.* Eq. III.22) le fait que sa raideur soit moins importante. Pour cette pointe, une diminution de diamètre apparaît rapidement après une centaine de lignes de mesures (Fig. III.19 (b)), alors que le diamètre de la pointe plus raide reste inchangé. Ceci peut être attribué au fait que la pointe de faible raideur reste collée plus longtemps aux surfaces verticales de la ligne. En mode CD, la pointe est sensible aux forces de friction dissipatives, ce qui conduit à une consommation importante de son diamètre.

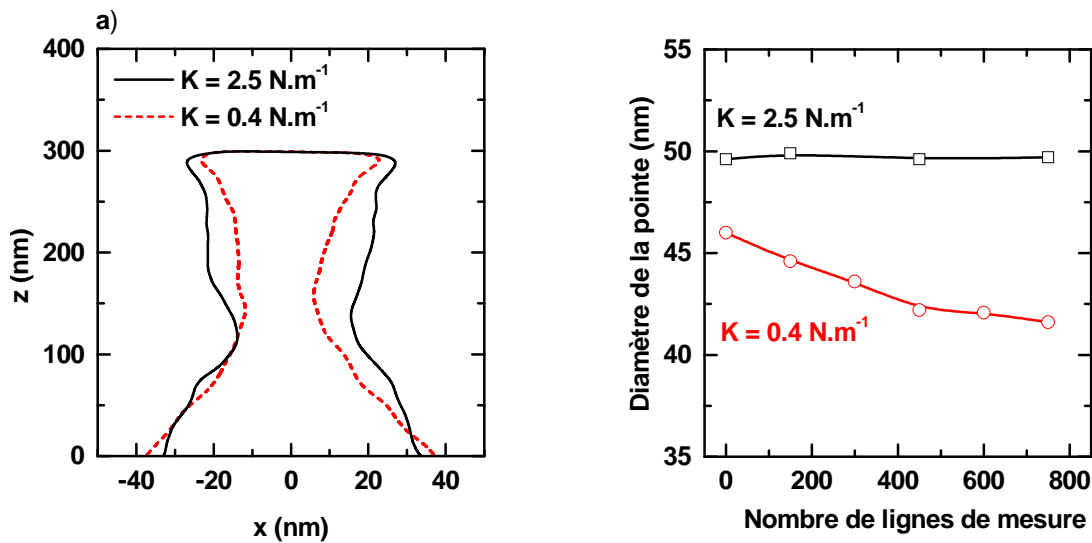


FIGURE III.19 – a) Reconstruction du profil de deux pointes avec des raideurs différentes. b) Illustration de la consommation de pointe sur silicium en fonction du nombre de lignes de balayage en utilisant les pointes représentées en (a).

Le phénomène de collage (“sticking” en anglais), lorsqu’il est important, provoque une fatigue mécanique de la pointe pouvant dans certains cas entraîner un cassage rapide de celle-ci. Sur certains matériaux, la pointe ne s’use pas mais s’abîme du fait de l’adhésion de particules sur sa surface. Des raisons similaires à celles qui expliquent le phénomène d’usure, justifient une telle adhérence de particules sur la pointe. En ce qui nous concerne, ce phénomène se produit souvent au cours des mesures de lignes de résines traitées par plasma (traitements plasma HBr ou He). En effet, comme nous allons le voir lorsque la résine est traitée par plasma HBr, une couche de type graphite (formée à partir de dépôts d’espèces provenant de la phase gazeuse) se forme autour du motif de résine. Cette couche peut entraîner une contamination sur certaines pointes de faible raideur ($k < 1 \text{ N.m}^{-1}$) et parfois également une usure du diamètre des pointes les plus raides ($k > 2 \text{ N.m}^{-1}$).

D’après nos résultats, une raideur importante (supérieure à $3\text{-}4 \text{ N.m}^{-1}$) est requise non seulement pour réduire le bruit aléatoire, mais aussi pour limiter les problèmes liés à la détérioration de la pointe. Malheureusement, les pointes les plus raides sont aussi celles dont le diamètre est le plus important. La précision des mesures du LWR s’en trouve ainsi

diminuée, comme nous avons pu le voir dans la partie précédente. Le choix de la pointe à utiliser est donc un compromis entre usure/contamination et précision des mesures. Pour plus d'informations sur la contamination et l'usure des pointes CD-AFM, le lecteur pourra se référer aux thèses de Jérôme Thiault, Julien Ducoté et Olivier Luere [30, 44, 62].

III.3 Protocoles de mesure du LWR

Afin de donner rigueur et précision à notre étude, nous avons mis en place un protocole expérimental de mesure de LWR. Initialement, le protocole CD-SEM que nous avons utilisé s'appuyait sur un compromis entre la dégradation de la résine photosensible et un rapport signal/bruit élevé. Cependant, ce protocole a été amélioré au cours de cette thèse grâce aux analyses fondées sur la densité spectrale de puissance de la rugosité. D'autre part, une partie des résultats de LWR que nous présenterons dans le chapitre IV ont été obtenus à l'aide du CD-AFM. Il a donc également été nécessaire de déterminer un protocole expérimental pour le CD-AFM, même si celui-ci s'avère discutable du fait des nombreux problèmes rencontrés lors des mesures de ligne.

III.3.1 Protocole de mesures sur le CD-AFM

A cause du caractère fastidieux du CD-AFM, le nombre de mesures et de lignes de balayage en y est très limité. Dans un premier temps, il a donc été nécessaire de mettre en place une méthode permettant d'estimer une valeur de rugosité de bord de ligne statistiquement fiable. La longueur de la ligne à analyser doit être suffisamment grande pour que le LWR mesuré soit considéré comme le LWR d'une ligne de longueur infinie. De plus, l'intervalle de mesure doit être suffisamment petit pour que les résultats soient statistiquement fiables.

III.3.1.1 Choix de la pointe

Les pointes que nous avons utilisées durant cette thèse sont les CDR50s et les CDR120. Comme nous l'avons vu, il est préférable d'utiliser des pointes de diamètre de 50 nm afin de prendre en compte le maximum de hautes fréquences de rugosité. Cependant, sur certains matériaux comme les résines traitées par plasma et le silicium, la pointe s'use ou se contamine par des particules. Dans ces cas particuliers, l'utilisation des pointes CDR120 est donc inévitable.

En réalité, en fonction des matériaux étudiés, nous avons utilisé différents types de pointes :

- Sur la résine après étape de lithographie, les résines exposées au traitement VUV, aux traitements thermiques, et aux traitements plasmas Ar, H₂, nous avons utilisé les pointes CDR50s.
- Sur les résines traitées par HBr et par He, les pointes CDR120 ont été utilisées.
- Enfin sur silicium, lorsque la pointe ne se consommait pas, nous avons utilisé des pointes CDR50s, et dans le cas contraire des pointes CDR120.

Dans le chapitre IV, où nous aborderons l'impact du plasma HBr sur les résines, nous verrons que ce traitement réduit le LWR et augmente les valeurs de ξ et de α , ce qui peut justifier l'utilisation d'une pointe de diamètre plus élevé. A partir de la simulation que nous avons mise en œuvre dans la partie III.2.2.2, il est possible de déterminer si le diamètre de la pointe altère de manière significative la précision de la valeur du LWR. Dans le chapitre V, l'utilisation du CD-AFM pour les mesures de LWR a été abandonnée. Il a été utilisé seulement pour reconstruire les profils de nos résines.

III.3.1.2 Choix des paramètres de scan

La mesure de LWR dépend de la longueur de la ligne à analyser. En effet, nous avons vu que l'écart type de la rugosité augmente avec l'échelle d'observation pour des surfaces fractales. De plus, le modèle théorique mis en œuvre dans la partie III.1.2.3 indique que dans le cas où $\alpha = 0.5$, la longueur d'observation doit être supérieure à $4\pi\xi$. La figure III.20 montre les résultats de mesures de LWR ($3\sigma_{LWR}$) effectuées pour 6 fenêtres d'observation différentes (0.2 μm , 0.5 μm , 1 μm , 2 μm , 5 μm) sur une ligne de résine. L'intervalle de mesure Δy est fixé à 20 nm. Chaque point représente le LWR pour une longueur donnée, mesurée 5 fois à différents endroits de la ligne avec une pointe de diamètre de 50 nm. La dispersion des mesures représentée comme la barre d'erreur est l'écart type des σ_{LWR} des 5 mesures corrigées en utilisant la loi de Student à 95 % d'intervalle de confiance (Annexe A). Notons que cette barre d'erreur dépend de nombreux facteurs. En effet, même si l'on mesure exactement le même endroit de la ligne (ce qui peut par exemple être accompli en répétant la mesure sans désengager la pointe), les valeurs de LWR ne sont pas identiques. Cette dispersion peut être accentuée lorsque la pointe s'use ou lorsque des particules adhèrent à la surface de la pointe. Lorsque les mesures sont effectuées à différents endroits de la ligne, la variation de la valeur physique du LWR le long de la ligne augmente la dispersion des valeurs. Dans l'annexe A, nous discuterons de la dispersion des mesures obtenues avec le CD-AFM et le CD-SEM.

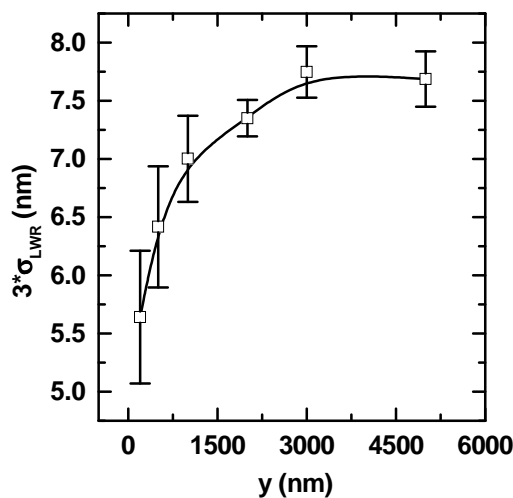


FIGURE III.20 – Evolution du LWR en fonction de la longueur de ligne mesurée.

Sur la figure III.20, le LWR augmente avec la longueur examinée et se stabilise au delà de 2 μm . Pour des petites longueurs de champs, l'erreur du LWR (par rapport à une ligne

infinie) semble être importante parce que les basses fréquences de rugosité ne sont pas prises en compte. Dans le cadre de cette étude nous avons choisi d'utiliser une longueur de $3\text{ }\mu\text{m}$ avec un intervalle de mesure de 20 nm . Cela nous permet de nous affranchir de l'incertitude sur la mesure de rugosité des lignes qui présentent des longueurs de corrélation élevées.

Pour choisir un intervalle de mesure approprié, nous sommes aussi limités par le nombre de lignes de balayage. Dans les travaux précédemment effectués au LTM [30, 44, 62], un intervalle de mesure de 20 nm avait été choisi. Le choix de cette valeur était justifié par le fait que le diamètre élevé de la pointe ne permet pas de mesurer les hautes fréquences de rugosité. En conséquence, un intervalle de mesure inférieur au rayon de la pointe conduit à un "sur-échantillonnage" de la rugosité. Cependant, comme nous avons pu le voir, la précision des mesures du LWR avec une pointe donnée dépend des paramètres de rugosité σ , ξ et α . Dans certain cas, lorsque la rugosité de la ligne présente peu de hautes fréquences spatiales, une pointe CD-AFM est capable de mesurer avec une bonne précision le LWR. La figure III.21 illustre un profil de rugosité dont la longueur de corrélation et l'exposant de rugosité ont des valeurs élevées. L'intervalle de mesure Δy et la longueur de la ligne L sont respectivement 5.5 nm et 2200 nm . Le même profil a été convolué avec une pointe de diamètre de 50 nm en prenant en compte le même intervalle Δy de 5.5 nm . On constate que la pointe suit parfaitement le profil. Dans ce cas précis, il est possible d'utiliser un petit intervalle de mesure sans pour autant "sur-échantillonner" la rugosité. Néanmoins, pour une longueur de ligne donnée, un petit intervalle requiert un nombre de lignes de balayage élevé, ce qui augmente le temps de mesure. Dans le cadre de cette thèse, le nombre de lignes de scan a été fixé à 150 pour une longueur de $3\text{ }\mu\text{m}$ ($\Delta y = 20\text{ nm}$) afin de réduire le temps de mesure, le risque de consommation et l'usure de la pointe. Ce protocole sera utilisé pour les mesures de LWR dans le chapitre IV.

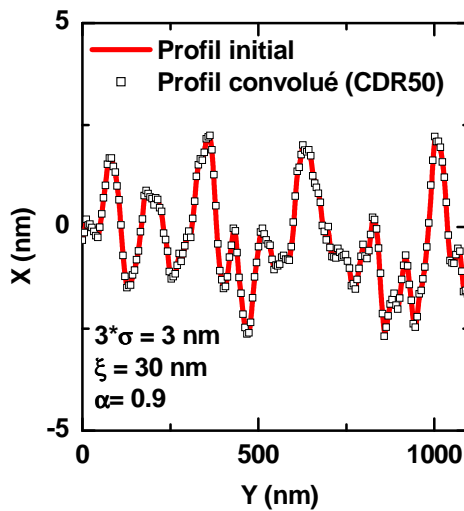


FIGURE III.21 – Allure d'un profil de rugosité avant (courbe rouge) et après (pointillés) convolution par une pointe de diamètre de 50 nm . Le même intervalle de mesure de 5.5 nm a été utilisé dans les deux cas.

III.3.2 Protocole de mesures sur le CD-SEM

III.3.2.1 Paramètres d'acquisition

Nous avons vu que le faisceau d'électrons dégrade les motifs de résine. Il est donc indispensable de réduire la dose d'électrons arrivant sur le matériau tout en gardant un rapport signal/bruit raisonnable. Pour cela, nous avons donc choisi de travailler à la tension de travail minimale de l'équipement, *i. e.* 300 V. Dans ces conditions, le courant de travail est fixé à 10 pA.

Sur l'équipement que nous avons utilisé, il est également possible de faire varier le nombre de pixels de chaque image. L'acquisition d'une image peut être obtenue avec différentes définitions : soit en 512×512 , en 1024×1024 ou encore en 2048×2048 pixels. Pour un grossissement donné, un nombre plus important de pixels sur l'image correspond à une taille de pixel plus petite et en conséquence, une résolution plus importante. Cependant, plus la taille du pixel est petite plus la dose que reçoit le matériau est importante. Le but étant de trouver un compromis entre la dégradation du matériau et la précision de la mesure.

Grossissement	49k	70k	300k
FOV	2.8 μm	1.97 μm	0.46 μm
512 pixels	5.5 nm	3.8 nm	0.9 nm
1024 pixels	2.75 nm	1.9 nm	0.45 nm
2048 pixels	1.4 nm	0.9 nm	0.2 nm

TABLEAU III.1 – Champs d'observation et tailles des pixels pour différents grossissements et nombres de pixels par image.

Le tableau III.1 illustre la variation de la taille d'un pixel à trois grossissements (49k, 70k et 300k) et pour des images ayant différentes définitions (512, 1024 et 2048 pixels). Par exemple, pour un grossissement de 300000, et une image ayant une définition de 1024 pixels, cette taille est de 0.45 nm. D'après ce tableau, pour un tel grossissement le champ d'observation FOV ("Field Of View") est limité à 0.46 μm . Cependant, nous avons vu dans la partie précédente qu'une fenêtre d'observation minimale de 2-3 μm est requise sur les lignes de résine, afin de prendre en compte toutes les fréquences spatiales du LWR. Malgré sa bonne résolution, un grossissement de 300k ne peut donc pas être utilisé dans la direction y , parallèle à la ligne.

Heureusement, l'Hitachi CG4000 est muni d'un mode de balayage spécifique au CD-SEM, nommé "balayage rectangulaire". Ce mode permet des grossissements différents dans les directions x et y . Nous avons donc utilisé ce mode afin d'obtenir le champ d'observation maximal dans la direction y et la résolution maximale dans la direction x : *i. e.* des grossissements de 300000 en x et de 49000 en y . Puisque le but est de limiter l'impact des électrons sur les matériaux, nous avons ainsi choisi de travailler à 1024×1024 pixels (intermédiaire entre 512×512 et 2048×2048 pixels) à des grossissements de 300000 et 49000. Ces conditions permettent à la fois d'obtenir une bonne résolution en x et

d'analyser une longueur de ligne significative ($2.8 \mu\text{m}$). Dans ce cas, la taille du pixel est de forme rectangulaire de dimension de 2.75 et 0.45 nm dans les directions y et x .

III.3.2.2 Paramètres de mesures

Les images SEM sont ensuite analysées en utilisant un logiciel adapté : Terminal PC de la société HHTC (Hitachi High-Technologies Corporation). Ce logiciel permet de détecter le bord de ligne et de mesurer la rugosité. Les paramètres disponibles sur ce logiciel sont le "smoothing", "Inspect Area (IA)", le nombre de points de mesure (N) et le "sum line (S)". Le paramètre smoothing permet de moyenner les pixels selon la direction x , *i. e.* perpendiculaire à la ligne. En accord avec d'autres études [94–99, 106, 107], nous avons choisi de moyenner 25 pixels selon l'axe x . Ce choix permet, en effet, de réduire le niveau du bruit sans "lisser" la rugosité.

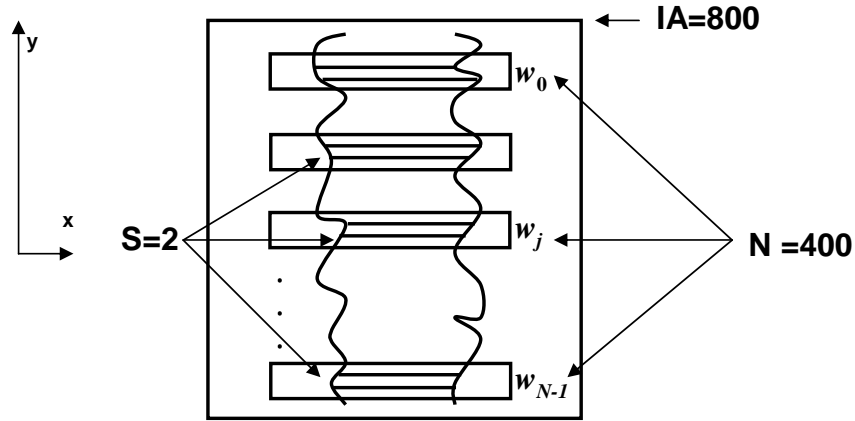


FIGURE III.22 – Représentation schématique de l'Inspect Area (IA), du nombre de points de mesure (N) et du paramètre sum line (S).

Les trois autres paramètres disponibles sur le logiciel sont décrits sur la figure III.22. Le paramètre IA représente le nombre de pixels (selon y) de la zone à inspecter, sa valeur maximale étant de 800 pixels lorsque que l'on travaille à 1024×1024 pixels. Dans notre cas, cela correspond à une longueur de 2200 nm. D'autre part, le nombre de points de mesure (N) maximum autorisé par le logiciel est de 400. Le paramètre S , quant à lui, permet de moyenner les pixels parallèlement à la ligne (selon y). Ce paramètre doit cependant être choisi avec prudence car pour des valeurs élevées, en plus de réduire le niveau de bruit, il peut également diminuer les composantes hautes fréquences du LWR/LER. Dans leur publication, Hiraiwa *et al.* [106] ont montré qu'une valeur élevée de S induit une déformation des PSD et modifie le LWR. Afin de choisir correctement le paramètre S , des mesures ont été effectuées sur une ligne de silicium à 128 frames d'intégration, et une définition de 1024×1024 pixels. Les images SEM ont ensuite été analysées en moyennant 25 pixels selon x , en utilisant 800 pixels (IA), 400 points de mesure (N), et en faisant

varier le paramètre S de 1 à 16.

Les PSD expérimentales ainsi obtenues à l'aide de l'équation III.13 sont illustrées sur la figure III.23. On remarque que lorsque $S > 2$, la PSD est déformée dans le domaine des hautes fréquences spatiales et lorsque $S = 16$, des oscillations apparaissent. Cela est dû au fait que IA est limité à 800 : en effet puisque N est fixé à 400, lorsque S augmente, les "pixels moyennés" se chevauchent. Hiraiwa *et al.* [106] constatent également la présence de structures oscillatoires lorsque S augmente et décèlent une corrélation entre N_{min} , le nombre de minima locaux présents dans les structures oscillatoires sur la PSD et S : $S = N_{min} + 1$. Par exemple ils observent trois minimums, pour $S = 4$. En revanche, dans notre cas, lorsque $S = 4$, un seul minimum apparaît dans le spectre (Fig. III.23). Nous soupçonnons qu'une définition d'image de 512×512 pixels utilisée par Hiraiwa *et al.* [106] puisse expliquer cette différence. En effet, puisque le même logiciel Terminal PC a été utilisé par ces auteurs, pour une définition de 512×512 pixels, le nombre de pixels (IA) est égal au nombre de points de mesure $N = 400$: les structures oscillatoires apparaissent dès $S = 2$, et donc pour une valeur plus faible que la nôtre ($S = 4$).

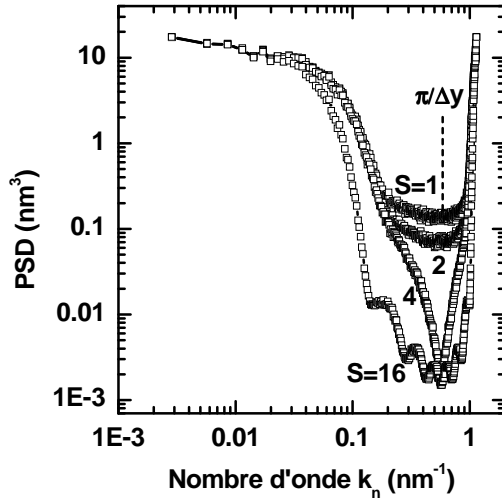


FIGURE III.23 – Effet du moyennage des pixels selon l'axe y (paramètre S). Les PSD expérimentales sont obtenues sur une ligne de silicium, à 128 frames d'intégration. Le paramètre S varie de 1 à 15 tandis que les valeurs de IA et de N sont fixées à 800 et 400 respectivement. Chaque PSD est obtenue en moyennant 250 PSD (N^*).

En résumé, lorsque que l'on utilise une définition de 1024×1024 pixels, il n'est pas recommandé d'utiliser $S > 2$. Le meilleur compromis à faire pour qu'aucun chevauchement de pixels ne se produise est donné par la relation suivante : $S \cdot \max(N) = IA$ (avec $\max(N) = 400$ imposé par le logiciel). C'est donc la valeur de $S = 2$ que nous avons retenue afin de réduire le niveau de bruit des mesures avant analyse des PSD, tout en gardant une bonne précision.

III.4 Mesures non-biaisées du LWR

III.4.1 Etat de l'art

Le bruit aléatoire des outils de métrologie provoque des erreurs sur la valeur du LWR mesuré (*cf.* partie III.2.1.2) et un défi consiste à déterminer ce qu'on appelle le LWR

non-biaisé ("unbiased" en anglais). La mesure non-biaisée du LWR et celle du LER ont été largement étudiées dans la littérature [107–111]. Généralement, le bruit aléatoire est ajouté à la valeur "réelle" de la manière suivante :

$$\sigma_0^2 = \sigma_{réel}^2 + \sigma_{bruit}^2 \quad (\text{III.23})$$

où σ_0^2 désigne la variance de la largeur de la ligne mesurée par les outils de métrologie, $\sigma_{réel}^2$ est la variance de la largeur de ligne "réelle" et σ_{bruit}^2 est la variance du bruit aléatoire présent sur le bord des lignes. Le bruit aléatoire n'étant pas corrélé à la rugosité des bords de ligne, il suit une distribution gaussienne. Dans cette partie, nous avons utilisé la convention σ pour désigner le LWR au lieu de σ_{LWR} afin d'alléger l'écriture. Dans la partie III.5, nous reprendrons la convention σ_{LWR} , afin de faire la distinction avec le LER.

Le CD-SEM est un moyen de caractérisation bidimensionnel. On peut donc supposer que l'information qu'il fournit sur le LWR est "moyennée" sur toute la hauteur du motif. En conséquence, on peut se demander si la mesure extraite à partir du CD-SEM pourrait être comparée au LWR obtenue à différents endroits de la hauteur de la ligne. En d'autres termes, la valeur obtenue par le CD-SEM reflète-t-elle la valeur réelle de rugosité de la ligne ? Pour répondre à cette question, nous avons donc comparé dans les parties suivantes les valeurs non-biaisées de LWR obtenues avec le CD-SEM et le CD-AFM. Malgré les nombreux désavantages du CD-AFM, il est possible d'obtenir des valeurs de LWR le long de la hauteur du profil. De plus, nous allons voir de quelle manière il est possible de s'affranchir du bruit aléatoire.

Afin de réduire la composante de bruit de rugosité par CD-SEM, Villarrubia *et al.* [108, 109] et S-B. Wang *et al.* [112] ont proposé de collecter des images au même emplacement d'une ligne de silicium. Après alignement de la position du bord, les mesures ont été moyennées afin d'obtenir la valeur "réelle" du LWR. Il est à noter que cette méthode ne serait en revanche pas adaptée dans le cas des résines photosensibles. En effet, contrairement au silicium, la résine serait fortement endommagée par l'accumulation de mesures au même endroit de la ligne.

Une autre méthode, largement utilisée par Hiraiwa *et al.* [94–99, 106], est l'analyse de la densité spectrale de puissance du LWR. Cette méthode est basée sur l'ajustement de la forme analytique de la PSD avec la courbe expérimentale. La PSD expérimentale est obtenue à partir d'un grand nombre de mesures afin de réduire le bruit statistique. Dans leur procédure, l'ajustement analytique de la PSD est obtenu en supposant que la fonction d'autocorrélation décroît exponentiellement avec la distance et ne dépend que de la longueur de corrélation (*cf.* partie III.1.2.3). Cependant, ce modèle d'ACF est uniquement approprié dans certain cas particuliers tels que l'étude des résines après l'étape de lithographie.

Dans le cadre de cette thèse, j'ai développé des protocoles expérimentaux sur la base des travaux de Hiraiwa *et al.* [94–99, 106, 107], Villarrubia *et al.* et S-B Wang *et al.* [108, 109, 112] pour estimer le niveau de bruit des deux équipements CD-SEM et CD-AFM. Ces protocoles sont décrits dans la section suivante. Ils seront ensuite appliqués dans la partie III.4.3 sur des lignes de résine et de silicium afin d'en extraire le LWR réel.

Les motifs de résine étudiés ont été imprimés par lithographie 193 nm à immersion sur des substrats 300 mm. La résine utilisée dans cette étude est la résine 193 nm immersion (IM5010) de la société Dow Electronic Materials. Les motifs étudiés sont des lignes isolées de 75 nm de CD et 120 nm de hauteur présentes sur l'empilement de couches suivant : Si-ARC (35 nm)/carbone (200 nm)/silicium. Les lignes de silicium ont quant à elles été obtenues à partir du transfert des motifs de résine par gravure plasma. Les étapes de gravure ont été réalisées sur la plateforme de gravure DPS AdvantEdge 300 mm du LTM (pour une description des conditions de gravure voir le chapitre IV section IV.2). Le CD des lignes de silicium ainsi obtenues est de 75 nm et la hauteur des motifs est de 80 nm.

III.4.2 Méthode d'évaluation du bruit

III.4.2.1 CD-SEM

1 Méthodes de régression par analyse de la PSD

Grâce au CD-SEM, il est possible de recueillir un grand nombre de mesures permettant ainsi une réduction du bruit statistique en moyennant leur PSD. Cependant, chaque CD de la ligne mesurée par cet équipement comprend une composante réelle et une composante de bruit aléatoire de mesure. En réalité, le CD à l'emplacement j de la ligne (w_j) diffère de la valeur réelle d'un terme constant (b) et d'un terme aléatoire (ϵ_j):

$$w_j = w_{j,r\acute{e}el} + b + \epsilon_j \quad (\text{III.24})$$

Le terme b est uniquement inclus dans les mesures du CD de la ligne et n'influence pas directement les mesures de rugosité de bord de ligne. En conséquence, le seul terme qui joue un rôle dans la valeur du LWR est le terme aléatoire ϵ_j . La fonction ACF que nous proposons pour l'analyse de la rugosité de bord de ligne est celle décrite par Sinha *et al.* [89] (équation III.8). De plus, nous avons vu que l'ACF d'un processus aléatoire "blanc" est nul en dehors de l'origine (Fig. III.8). En prenant le bruit blanc en considération, l'ACF de l'équation III.17 devient :

$$R_m = \sigma_{r\acute{e}el}^2 e^{-\left|\frac{m\Delta y}{\xi}\right|^{2\alpha}} + \sigma_{bruit}^2 \delta_m \quad (\text{III.25})$$

où δ_m est le signe de Kronecker. Par conséquent, selon l'équation III.16, la PSD peut être écrite de la manière suivante :

$$P_n = \frac{\Delta y}{2\pi N} \sigma_{r\acute{e}el}^2 \left[\sum_{m=0}^{N-1} (2 - \delta_m) e^{-\left|\frac{m\Delta y}{\xi}\right|^{2\alpha}} \cos(k_n m \Delta y) (N - m) \right] + \frac{\Delta y}{2\pi} \sigma_{bruit}^2 \quad (\text{III.26})$$

Les PSD expérimentales sont donc ajustées à partir de la fonction donnée par cette équation en faisant varier les paramètres σ_{bruit} , ξ , α et en tenant compte de la condition $\sigma_0^2 = \sigma_{r\acute{e}el}^2 + \sigma_{bruit}^2$. La valeur de σ_0 est connue et obtenue en intégrant la PSD expérimentale d'après le théorème de Parseval (Eq. III.20). A l'issue de cet ajustement, le bruit aléatoire de l'équipement est estimé ainsi que les paramètres de rugosité. Il faut être conscient que la valeur de $\sigma_{r\acute{e}el}$ est obtenue dans une région finie de la ligne (L). En effet,

nous avons vu que la fenêtre d'observation du CD-SEM est limitée à 2200 nm. D'autres travaux [85, 113] ont montré que le LWR d'une ligne infinie ($3\sigma_{inf}$) est lié au LWR d'une ligne finie de longueur L ($3\sigma_{réel}$) par :

$$\sigma_{inf}^2 = \sigma_{réel}^2 + \sigma_{CDV}^2 \quad (\text{III.27})$$

où σ_{CDV} est la variation des CD (w) des N^* segments, calculée comme suit :

$$\sigma_{CDV}^2 = \left\langle (\langle w \rangle_N - \langle w \rangle_{N^*})^2 \right\rangle_{N^*} \quad (\text{III.28})$$

où $\langle w \rangle_{N^*} = \langle \langle w \rangle_N \rangle_{N^*}$.

En effet, Leunissen *et al.* [113] montrent que la somme de $\sigma_{réel}^2$ et de σ_{CDV}^2 reste constante lorsque la taille de la ligne L augmente. Il faut cependant remarquer que l'équation III.28 est normalement exacte uniquement lorsque les N^* segments sont pris côte à côte. Avec le CD-SEM, il est difficile de collecter des images en déplaçant la fenêtre d'observation exactement à la fin du segment précédent : il y a donc toujours un écart entre deux segments consécutifs. Néanmoins, lorsque la taille de la fenêtre d'observation L est supérieure à 10 fois ξ , l'équation III.28 peut être utilisée pour déterminer σ_{inf} avec une bonne précision. Cela est généralement notre cas puisque L est égal à 2200 nm et comme nous le verrons plus tard les valeurs de ξ sont en général inférieures à 50 nm.

2 Méthodes d'alignement et de moyenne

La seconde méthode utilisée pour extraire la valeur de $\sigma_{réel}$ et σ_{bruit} est la méthode d'alignement développée par S-B. Wang *et al.* [112] et décrite ci-dessous. Elle consiste à répéter n fois la mesure à un emplacement donné de la ligne. Toutes les mesures sont alors alignées et superposées comme indiqué sur la figure III.24. Notons que les mesures sont

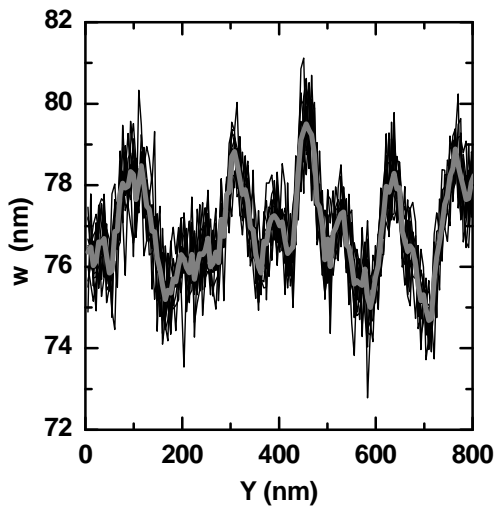


FIGURE III.24 – Profils de rugosité de la largeur de lignes obtenus à l'aide du CD-SEM sur silicium. Les courbes noires représentent 14 profils obtenus au même emplacement et la courbe grise représente la moyenne des 14 mesures. Le LWR réel est estimé à partir de la courbe grise.

effectuées sur le même segment (de longueur L) de la ligne. La valeur correspondante au LWR de ce segment est donc différente de la valeur de LWR obtenu par la méthode de PSD, qui elle, est déterminée à partir d'un grand nombre de mesures effectuées sur des

segments dispersés tout au long de la ligne. Afin de distinguer les deux méthodes, nous avons introduit la notation $\sigma_{réel,seg}$ qui indique que le LWR est obtenu par la méthode d'alignement sur un segment de la ligne. La valeur du LWR réel sur un segment de la ligne est maintenant calculée comme suit :

$$\sigma_{réel,seg}^2 = \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} \left(w_{j,réel} - \langle w_{j,réel} \rangle_N \right)^2 \quad (\text{III.29})$$

où $w_{j,réel}$ est la moyenne des CD des n mesures au point j : $w_{j,réel} = \langle w_j \rangle_n$. Notons que dans ce cas $\sigma_{0,seg}^2$ est la moyenne des variances des n mesures :

$$\sigma_{0,seg}^2 = \left\langle \frac{1}{N} \sum_{j=0}^{N-1} \left(w_j - \langle w_j \rangle_N \right)^2 \right\rangle_n \quad (\text{III.30})$$

Concernant le bruit de la mesure du segment ($\sigma_{bruit,seg}$), il peut être évalué par l'équation III.23. Contrairement à la méthode des PSD qui peut être réalisée sur tous les matériaux, la méthode d'alignement ne peut être utilisée sur des motifs de résine qui se dégradent sous l'impact du faisceau.

III.4.2.2 CD-AFM

1 Méthodes d'alignement et de moyenne

La technique du CD-AFM étant fastidieuse le nombre de segments (N^*) est très limité. Par conséquent, le niveau de bruit statistique est élevé, ce qui justifie l'abandon de la méthode d'ajustement de PSD dans ce cas. La méthode d'alignement précédemment décrite peut en revanche être utilisée pour évaluer le niveau de bruit aléatoire des mesures. Puisque le CD-AFM est une technique non destructive, elle peut être appliquée à la fois sur les lignes de silicium et sur les lignes de résine photosensible. Comme nous l'avons mentionné précédemment, la particularité du CD-AFM est sa capacité à mesurer la rugosité le long de la hauteur du profil.

La figure III.25 (a) montre l'allure typique d'un profil de résine photosensible obtenu par CD-AFM. En accord avec des travaux antérieurs [30, 44, 62, 114], nous avons exclu les valeurs extrêmes du LWR, à savoir celles du sommet et du pied des motifs. La figure III.25 (b) illustre le LWR ($3\sigma_{0,seg,k}$) mesuré à différentes hauteurs de ce motif de résine. Les points de mesure sont séparés de 5 nm et l'indice k indique la position de la hauteur du motif. $\sigma_{0,seg}^2$, qui représente la moyenne des $\sigma_{0,seg,k}^2$ sur toute la hauteur, est exprimé par :

$$\sigma_{0,seg}^2 = \langle \sigma_{0,seg,k}^2 \rangle_H \quad (\text{III.31})$$

$\langle \rangle_H$ correspond à la moyenne sur la hauteur du motif. De cette façon, il est possible d'appliquer la méthode d'alignement en mesurant le même segment de la ligne, puis d'en extraire la valeur réelle du LWR ainsi que la valeur du bruit à chaque hauteur en utilisant l'équation III.23. Dans ce chapitre, afin de comparer rigoureusement les LWR obtenus avec le CD-SEM, nous avons choisi d'analyser une ligne de 2200 nm (au lieu de 3000 nm), en effectuant 250 lignes de balayage (le maximum autorisé sur le CD-AFM).

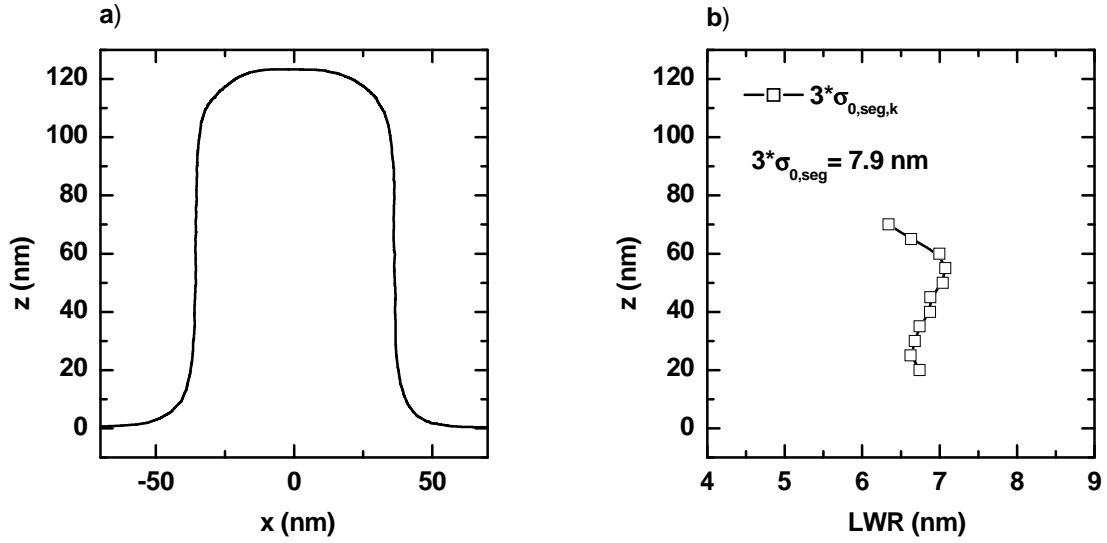


FIGURE III.25 – a) Profil moyen d'une ligne de résine obtenu par CD-AFM. b) mesures de LWR en fonction de la hauteur de la ligne.

2 Méthode "scan disable"

Une méthode supplémentaire, que nous avons appelée "scan disable", spécifique au CD-AFM a également été développée afin d'extraire le niveau de bruit. Elle consiste à désactiver le mouvement de la pointe dans la direction y , forçant ainsi celle-ci à effectuer plusieurs mesures à la même position j . De cette manière, le CD de la ligne est balayé N fois à chaque position de la hauteur du motif (par exemple $w_{j,k}$) où N désigne le nombre de mesures. Le bruit aléatoire est calculé à partir de la variance des N mesures à chaque hauteur du motif. La valeur de bruit ainsi obtenue peut être comparée à celle déterminée à partir de la méthode d'alignement. Notons que cette méthode permet uniquement de déduire le bruit de mesure de l'équipement et non le LWR réel.

Dans les parties suivantes nous allons évaluer le niveau de bruit sur une ligne de silicium et une ligne de résine en utilisant les méthodes décrites précédemment. A partir de cette évaluation, les LWR réels seront estimés par les deux techniques de métrologie et les performances du CD-AFM et CD-SEM pour estimer une rugosité réelle seront comparées.

III.4.3 Estimation du LWR "réel"

III.4.3.1 Application sur une ligne de silicium

Les deux méthodes d'évaluation de bruit avec le CD-SEM décrites dans la section III.4.2.1 sont d'abord appliquées sur une ligne de silicium. Pour la méthode de PSD, un ensemble de mesures (N^*) constitué de 250 images CD-SEM provenant de différents endroits de la ligne de silicium, a été recueilli pour chaque nombre de frames d'intégration étudié. Afin d'éviter le chevauchement des mesures, chaque acquisition (segments de longueur L) est décalée de $3 \mu\text{m}$ par rapport à l'image précédente le long de la ligne. Pour chaque

nombre de frames d'intégration, la PSD expérimentale est obtenue en moyennant les 250 PSD.

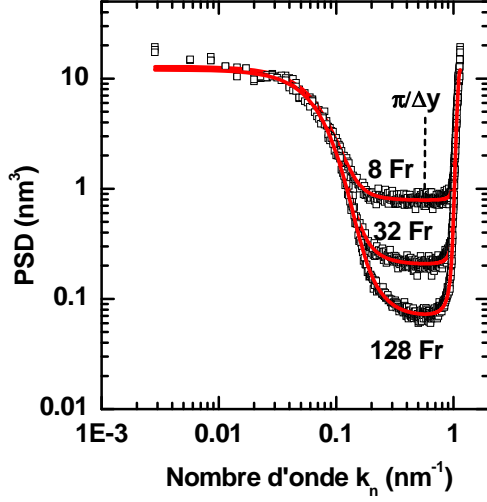


FIGURE III.26 – PSD expérimentales (carrés vides) obtenues à 8, 32 et 128 frames sur une ligne de silicium et leur modélisation théorique (courbes continues rouges).

Nous avons pris soin d'ajuster l'astigmatisme et l'alignement de la colonne avant chaque ensemble de mesures afin de garantir une bonne précision et une bonne reproductibilité des expériences. Notons qu'un réglage imparfait de l'astigmatisme entraînerait une perte de précision et une diminution du rapport signal/bruit, ce qui affecterait par conséquent les valeurs de LWR/LER.

La figure III.26 illustre les courbes expérimentales des PSD obtenues à 8, 32 et 128 frames d'intégration et leur modélisation théorique données par l'équation III.26. Un très bon accord est observé entre le modèle théorique et le résultat expérimental, permettant ainsi l'extraction du bruit $3\sigma_{bruit}$ (Fig. III.27 (a)) ainsi que les paramètres de rugosité $3\sigma_{réel}$, ξ et α (Fig. III.27 (b)) pour chacun des frames d'intégration.

$3\sigma_0$ est quant-à-lui obtenu à l'aide du théorème de Parseval en intégrant les PSD expérimentales. Comme illustré sur la figure III.27 (a), lorsque le nombre de frames augmente, la composante de bruit diminue pour atteindre la valeur de 0.8 nm à 128 frames. Cette tendance est également observée sur les PSD expérimentales de la figure III.26 qui montrent qu'un faible nombre de frames d'intégration augmente la composante de bruit en décalant l'amplitude des spectres vers le haut. La valeur de $3\sigma_0$ (Fig. III.27 (a)) suit la même tendance que le niveau de bruit et tend à se stabiliser vers 128 frames. En revanche, les valeurs obtenues pour $3\sigma_{réel}$ sont constantes et indépendantes du nombre de frames d'intégration. Bien que la précision de la détection du bord de la ligne puisse différer entre un nombre de frames d'intégration faible (8 Fr) et élevé (128 Fr), la valeur du LWR réel ($3\sigma_{réel}$) obtenue avec cette méthode reste constante vers 3.8 nm. La variation des CD ($3\sigma_{CDV}$) des N^* segments est estimée à 1.1 nm, ce qui conduit à une valeur de $3\sigma_{inf}$ égale à 4 nm pour la ligne infiniment longue.

Par ailleurs, les autres paramètres de rugosité, ξ et α , représentés sur la figure III.27 (b), sont également indépendants du nombre d'intégrations, leur valeur respective étant de

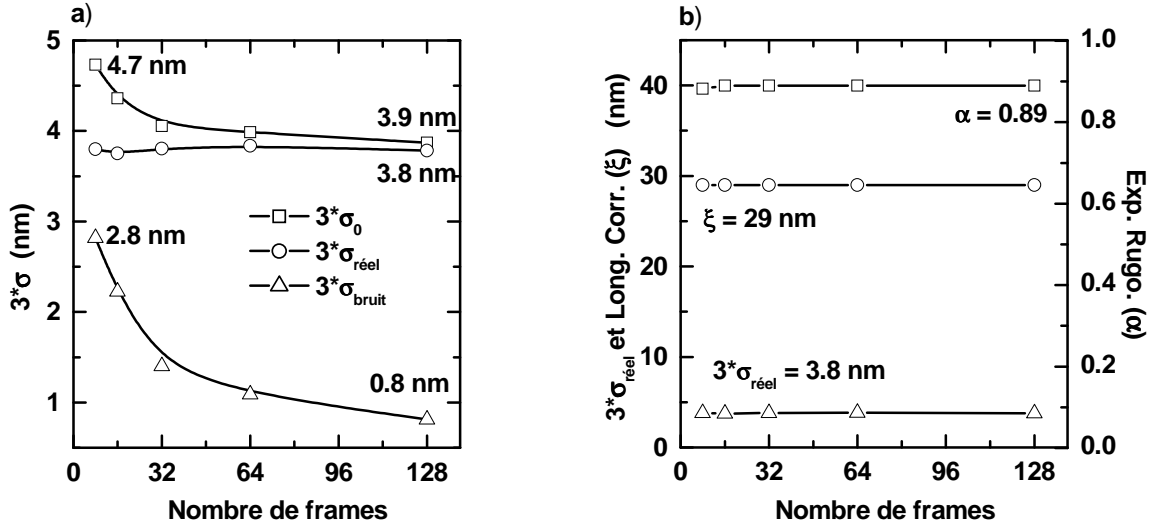


FIGURE III.27 – Variation a) de $3\sigma_0$, $3\sigma_{réel}$ et $3\sigma_{bruit}$ et b) des paramètres de rugosité ($3\sigma_{réel}$, ξ et α) obtenus sur une ligne de silicium et calculés par la méthode d'ajustement de PSD en fonction du nombre de frames.

29 nm et 0.89. Il faut noter que le modèle théorique de la PSD proposé par Hiraiwa *et al.* [94] et développé pour le LWR des résines photosensibles ne peut pas être adapté à nos lignes de silicium. En effet, comme nous avons pu le voir dans la partie III.1.2.3, la valeur de l'exposant de rugosité dans la fonction ACF de leur modèle est fixée à 0.5 alors que nous obtenons une valeur de 0.89 avec le nôtre.

Afin de valider la méthode PSD, $3\sigma_{réel,seg}$ et $3\sigma_{bruit,seg}$ ont également été estimés par la méthode d'alignement sur un segment de la ligne à l'aide des équations III.29 et III.30. Chaque ensemble étant alors constitué de 14 mesures relevées au même emplacement de la ligne. Tous les profils de rugosité ont été alignés avant d'être moyennés, afin d'extraire les valeurs $3\sigma_{réel,seg}$ et $3\sigma_{bruit,seg}$ (Fig. III.24). De même que pour la méthode de PSD, avant chaque série de mesures, l'alignement de la colonne électronique et l'astigmatisme ont été ajustés.

L'évolution des valeurs de $3\sigma_{réel,seg}$, $3\sigma_{bruit,seg}$ et $3\sigma_{0,seg}$ en fonction du nombre d'intégrations est donnée sur la figure III.28 (a). La tendance est similaire à celle observée avec la méthode PSD. La figure III.28 (b) quant à elle présente une comparaison des valeurs de bruit obtenues avec chacune des deux méthodes en fonction du nombre de frames. Nous pouvons voir que les valeurs de bruit aléatoire obtenues avec les 2 méthodes sont comparables quel que soit le nombre de frames d'intégration. Bien que les valeurs de bruit soient identiques, les LWR réel ne le sont pas. Les valeurs obtenues diffèrent en effet légèrement (3.8 nm pour la méthode d'ajustement de PSD et 3.2 nm pour la méthode d'alignement). Rappelons qu'avec la méthode d'ajustement, le LWR ($3\sigma_{réel}$) est évalué à partir de N^* segments répartis le long de la ligne, alors que le LWR extrait par la méthode d'alignement ($3\sigma_{réel,seg}$) est obtenu à partir d'un seul segment de la ligne. Or dans notre cas, une dispersion de 0.7 nm autour de 3.8 nm est estimée sur les 250 segments, expliquant ainsi la différence de valeur du LWR obtenue par les deux méthodes. Notons

que cette dispersion est évaluée par deux fois l'écart type des $\sigma_{réel,seg}$ des 250 segments (cela équivaut à un niveau de confiance de 95 %, cf. Annexe A).

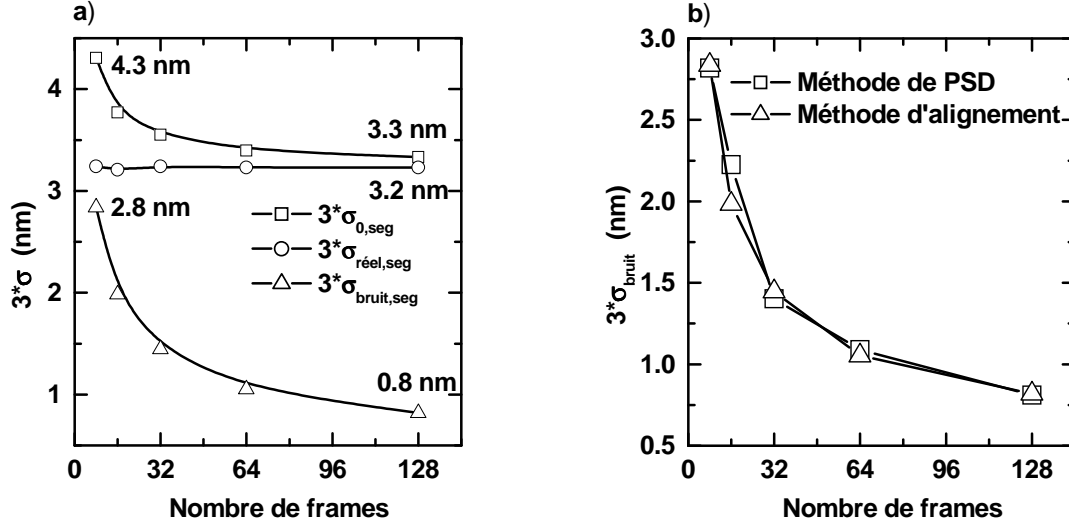


FIGURE III.28 – a) Variation de $3\sigma_{0,seg}$, $3\sigma_{réel,seg}$ et $3\sigma_{bruit,seg}$ obtenus sur une ligne de silicium et calculés par la méthode d'alignement en fonction du nombre de frames. b) Comparaison des bruits obtenus sur silicium à partir des méthodes d'ajustement de PSD ($3\sigma_{bruit}$) et d'alignement à différents nombres de frames ($3\sigma_{bruit,seg}$).

De cette manière, il n'est donc pas possible de comparer le LWR réel extrait à l'aide des deux méthodes. Pour être statistiquement exact et comparer les deux méthodes, nous avons appliqué la méthode d'alignement tout au long de la ligne de silicium. Tout d'abord, nous avons effectué 71 séries de mesures (η) à différents endroits de la ligne de silicium en utilisant un nombre de frames d'intégration de 8. Chaque série est composée de 14 images collectées au même emplacement de la ligne afin d'effectuer la méthode d'alignement. La figure III.29 (a) illustre $3\sigma_{0,seg}$, $3\sigma_{réel,seg}$ et $3\sigma_{bruit,seg}$ obtenus de cette manière à chaque emplacement. Les valeurs moyennes des 71 séries sont ensuite calculées par :

$$3\sigma_0 = 3\sqrt{\langle \sigma_{0,seg}^2 \rangle_\eta} \quad 3\sigma_{réel} = 3\sqrt{\langle \sigma_{réel,seg}^2 \rangle_\eta} \quad 3\sigma_{bruit} = 3\sqrt{\langle \sigma_{bruit,seg}^2 \rangle_\eta} \quad (\text{III.32})$$

Ensuite, sur la totalité des mesures ($N^* = 994$), la méthode d'ajustement de PSD a été effectuée. D'après les figures III.29 (a) et (b), on remarque que les valeurs de $3\sigma_{réel}$ obtenues à l'aide des deux méthodes sont parfaitement identiques, égales à 3.75 nm. Ce résultat montre que la méthode de PSD est remarquablement précise pour évaluer le LWR réel. La figure III.29 (a) permet de déterminer la dispersion du bruit, qui, dans ce cas est égale à 0.3 nm (estimé à un niveau de confiance de 95 %). Cela signifie que le bruit d'un segment obtenu par la méthode d'alignement ($3\sigma_{bruit,seg}$) sur la figure III.28 (b) est équivalent au bruit obtenu par la méthode PSD ($3\sigma_{bruit}$) avec une incertitude de 0.3 nm.

Il est important de préciser que les deux campagnes de mesures de la figure III.28 (b)

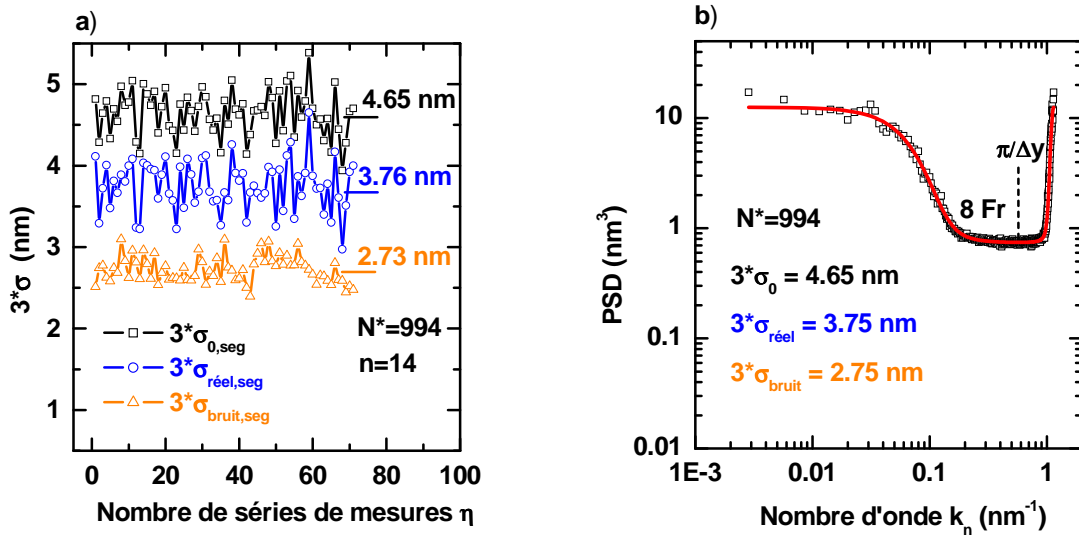


FIGURE III.29 – $3\sigma_0$, $3\sigma_{réel}$ et $3\sigma_{bruit}$ obtenus le long de la ligne de silicium avec la méthode a) d'alignement et b) d'ajustement de PSD. L'acquisition CD-SEM est effectuée à 8 frames d'intégration et le nombre total d'images est 994 (N^*). Les 71 séries de mesures (η) sont effectuées à différents endroits de la ligne, et chacune est constituée de 14 mesures prises au même endroit.

ont été effectuées dans un intervalle de temps réduit, limitant ainsi les changements potentiels (variation de la résolution, la colonne, etc.) de l'outil de métrologie [115]. Cependant, les variations à court terme telles que les fluctuations du rapport signal/bruit entre les images, les variations dues au chargement et déchargement de la plaque, ne peuvent être éliminées. En accord avec les données de la figure III.28 (b), il semble néanmoins que ces variations à court terme n'induisent pas de changement sur la valeur de bruit blanc. Par ailleurs, pour illustrer l'impact des variations à long terme sur la composante de bruit, nous avons reproduit les mesures de la figure III.27 à 2 semaines d'intervalle.

Les PSD ainsi que les valeurs de bruit et de LWR déterminées avec un intervalle temporel de 2 semaines sont représentées sur les figures III.30. Nous constatons que pour chaque nombre de frames, la valeur du bruit change entre l'une et l'autre date de mesure tandis que la valeur du LWR réel déterminée à partir de l'ajustement des PSD reste constante à 3.8 nm quel que soit le niveau de bruit. Ces expériences démontrent que pour un nombre de frames donné, la valeur de bruit n'est pas absolue et peut varier de manière considérable à long terme. Cette conclusion alerte sur l'importance de travailler avec la valeur non biaisée du LWR, qui, elle, est indépendante des conditions d'utilisation de l'équipement. De plus, cela montre que les études s'appuyant sur les valeurs mesurées du LWR ($3\sigma_0$) peuvent donner des résultats imprécis et non reproductibles à long terme.

Ces résultats valident donc la méthode de PSD développée dans cette étude pour mesurer le LWR réel d'une ligne de silicium. En outre, cette méthode fournit des informations précises sur les paramètres de rugosité en s'affranchissant de la valeur initiale du bruit qui perturbe les mesures.

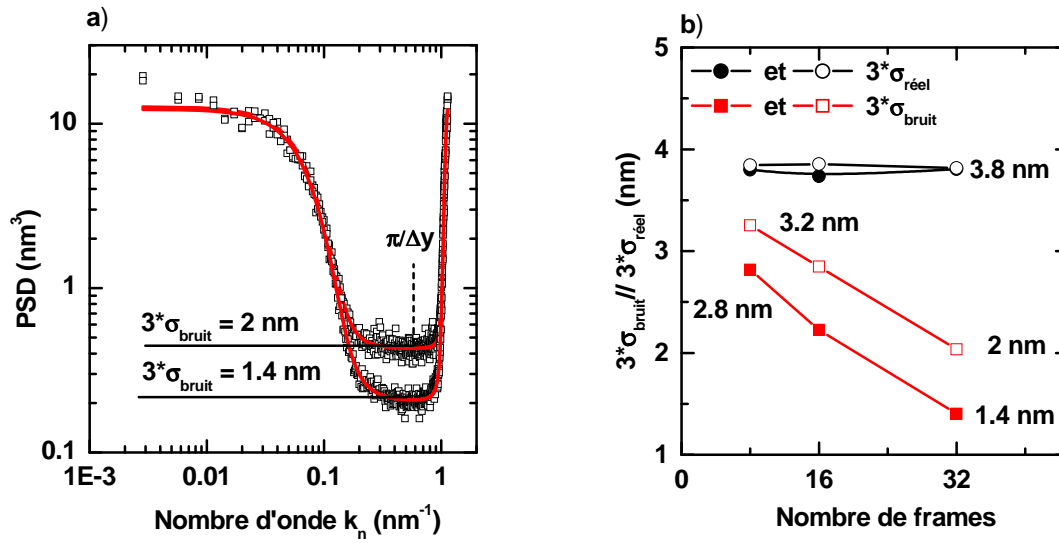


FIGURE III.30 – a) PSD expérimentales (carrés vides) et théoriques (lignes rouges) obtenues à 32 frames sur une ligne de silicium et correspondant à des mesures effectuées dans les mêmes conditions mais avec un intervalle temporel de 2 semaines. b) $3\sigma_{\text{réel}}$ (ronds) et $3\sigma_{\text{bruit}}$ (carrés) déterminés à partir de ces deux séries de mesures, pour différents nombres de frames.

Une bonne estimation de la valeur du LWR réel pourrait également être obtenue en intégrant un grand nombre de frames, sans utiliser la méthode d'ajustement de PSD (par exemple 128 frames, valeur pour laquelle $3\sigma_{\text{bruit}}$ est faible, égal à 0.8 nm, Fig. III.28). Néanmoins, le temps d'acquisition d'une image étant proportionnel au nombre de frames, il en résulte des durées de mesures importantes pour les nombres de frames les plus élevés. Une telle augmentation du temps de mesure se traduit par un impact plus important des électrons sur le matériau, n'ayant pas de conséquences sur le silicium mais engendrant une dégradation de la résine photosensible. Une méthode s'appuyant sur un grand nombre de frames n'est donc pas adaptée, ni pour le silicium (sa durée étant trop conséquente), ni dans le cas de la résine (celle-ci étant fortement dégradée).

Les méthodes d'alignement et de "scan disable" proposées pour évaluer le bruit du CD-AFM ont, elles aussi, été appliquées sur un segment de ligne de silicium afin d'en extraire la valeur de $3\sigma_{\text{réel,seg}}$. Pour la méthode d'alignement, nous avons recueilli 14 mesures au même emplacement (que nous appellerons emplacement A) de la ligne avec une pointe CDR50s. Comme nous avons pu le voir dans la partie III.4.2.2, pour chaque mesure il est possible d'évaluer la valeur de $3\sigma_{\text{réel,seg,k}}$ en fonction de la hauteur du motif. Pour chaque hauteur du motif, nous avons donc appliqué la méthode d'alignement afin d'obtenir les valeurs de $3\sigma_{\text{réel,seg}}$ à l'emplacement A.

L'évolution des valeurs de $3\sigma_{0,seg,k}$, $3\sigma_{\text{bruit,seg,k}}$ et $3\sigma_{\text{réel,seg,k}}$ en fonction de la hauteur à l'emplacement A de la ligne de silicium est présentée sur la figure III.31. Les valeurs moyennes, obtenues grâce à l'équation III.31 sont reportées dans le tableau III.2. On constate sur la figure III.31 que les valeurs de $3\sigma_{\text{réel,seg,k}}$ varient très légèrement autour de 3.5 nm le long de la hauteur du profil (la dispersion est de 0.1 nm).

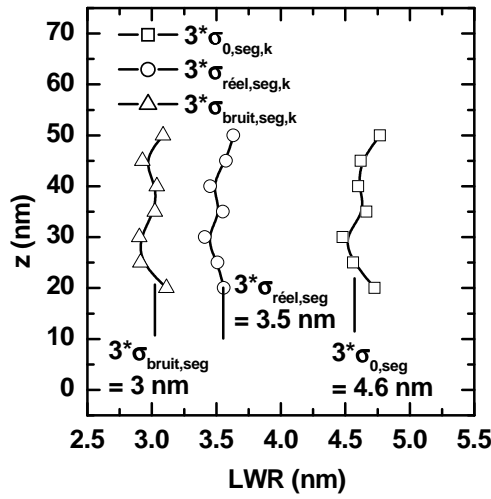


FIGURE III.31 – Dépendance à la hauteur du motif de $3\sigma_{0,seg,k}$, $3\sigma_{réel,seg,k}$ et $3\sigma_{bruit,seg,k}$ obtenus à l'emplacement A de la ligne de silicium et déterminés par la méthode d'alignement au CD-AFM.

Nous avons également appliqué la méthode de scan disable en effectuant 250 lignes de balayage à l'aide du CD-AFM, en désactivant le balayage de la pointe dans la direction y à l'emplacement A. La valeur de bruit obtenue par cette méthode est également reportée dans le tableau III.2. Notons que nous avons soigneusement vérifié que la pointe ne s'usait pas pendant les mesures sur les lignes de silicium en qualifiant celle-ci avant et après chacune de ces mesures. Cette qualification à l'aide des étalons de mesures (VPS et IFSR, chapitre II) nous permet de connaître le diamètre et les rayons de courbure exacts de la pointe.

Le tableau III.2 montre que les deux méthodes d'évaluation de bruit de mesure du CD-AFM donnent exactement le même résultat. Le niveau de bruit $3\sigma_{bruit,seg}$ du CD-AFM est égal à 3 nm, soit comparable à la valeur de $3\sigma_{réel,seg}$ de la ligne de silicium. Ces valeurs de bruit élevées risquent d'être pénalisantes pour les mesures de rugosités inférieures à 2 nm.

Outil	Méthode	Unité	$3\sigma_{0,seg}$	$3\sigma_{bruit,seg}$	$3\sigma_{réel,seg}$
CD-AFM	Alignement	[nm]	4.6	3	3.5
CD-AFM	Scan disable	[nm]	-	3	-
CD-SEM	Alignement	[nm]	4.09	2.2	3.4

TABLEAU III.2 – Estimation du LWR ($3\sigma_{réel,seg}$) d'un segment de ligne de silicium à l'emplacement A, à partir de mesures effectuées au CD-AFM et au CD-SEM. Les méthodes d'alignement et "scan disable" sont utilisées pour estimer le bruit blanc du CD-AFM tandis que le bruit du CD-SEM est évalué par la méthode d'alignement.

Pour pouvoir comparer les valeurs de $3\sigma_{réel,seg}$ obtenues par CD-SEM et CD-AFM, il faut mesurer la rugosité sur le même segment. Nous avons donc appliqué la méthode

d'alignement sur la location A précédemment étudiée par CD-AFM en collectant 14 images CD-SEM. Les valeurs sont résumées dans le tableau III.2. Bien que le niveau de bruit du CD-AFM soit supérieur au niveau de bruit du CD-SEM, les valeurs de $3\sigma_{réel,seg}$ du segment A sont identiques (égales à 3.5 nm et 3.4 nm pour le CD-AFM et le CD-SEM). Ces résultats indiquent que les deux équipements peuvent être utilisés avec une excellente précision pour mesurer le LWR d'une ligne de silicium. Puisque le LWR varie très légèrement le long de la hauteur du motif, la mesure en vue du dessus, obtenue au CD-SEM, donne une estimation précise de la mesure des LWR à différentes hauteurs.

III.4.3.2 Application sur une ligne de résine

Des expériences similaires ont été effectuées sur des motifs de résine photosensible en faisant varier le nombre de frames d'intégration de 4 à 64. La figure III.32 illustre l'accord entre les PSD expérimentales et théoriques. La valeur de $3\sigma_{bruit}$ ainsi que les paramètres de rugosité ($3\sigma_{réel}$, ξ et α) sont extraits de l'ajustement des PSD expérimentales et théoriques pour différents nombres de frames d'intégration.

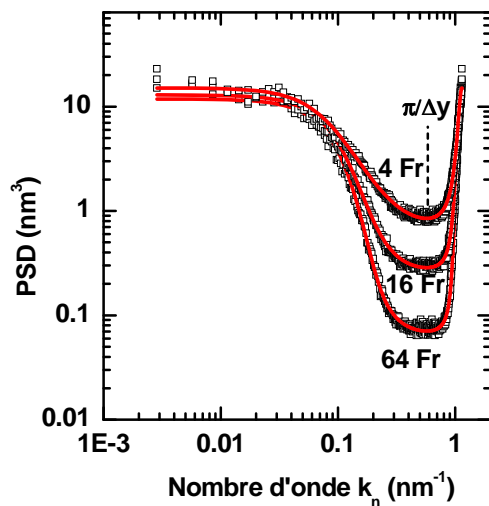


FIGURE III.32 – PSD obtenues sur des motifs de résine photosensible, avec 4, 16 et 64 frames d'intégration. Les carrés vides représentent les données expérimentales tandis que les lignes rouges correspondent au modèle théorique.

De manière équivalente aux résultats obtenus sur silicium, le niveau de bruit diminue lorsque le nombre de frames augmente (Fig. III.33). Cependant contrairement au cas précédent, les paramètres de rugosité ($3\sigma_{réel}$, ξ et α) évoluent en fonction du nombre de frames d'intégration (Fig. III.33). Le LWR réel diminue lorsque le nombre de frames augmente, tandis que la longueur de corrélation et l'exposant de rugosité augmentent. Ces évolutions révèlent l'impact du faisceau d'électron sur la résine photosensible.

Plusieurs auteurs ont justement montré que sous l'influence de faisceau d'électrons, la rugosité de la résine diminue. Une faible dose d'électrons peut en effet induire une scission des chaînes du polyméthacrylate de méthyle (PMMA), tandis qu'une forte dose peut induire une réticulation du polymère [105, 116, 117]. Puisque la résine utilisée dans cette étude est basée sur ce polymère, nous nous attendons à un comportement similaire. À l'instar d'une exposition aux rayons Ultra Violet (UV), les mécanismes de scission suscités par un faisceau électronique induisent une baisse de la température de transition vitreuse

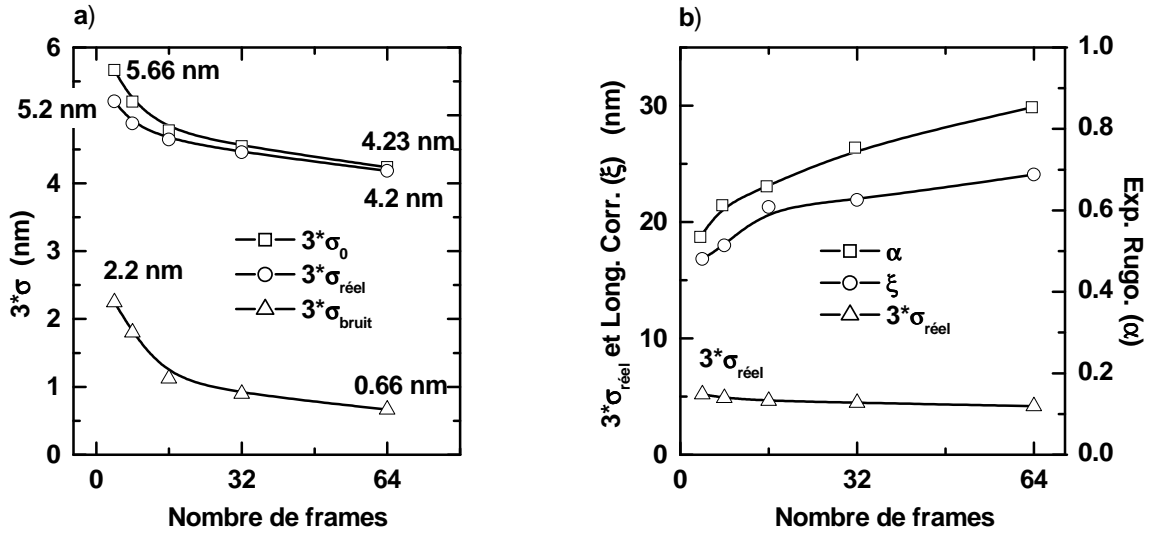


FIGURE III.33 – Variation a) de $3\sigma_0$, $3\sigma_{réel}$ et $3\sigma_{bruit}$ et b) des paramètres de rugosité ($3\sigma_{réel}$, ξ et α) obtenus sur des lignes de résine photosensible et calculés par la méthode d'ajustement de PSD en fonction du nombre de frames.

de la résine. Cette baisse permet la réorganisation des chaînes de polymères qui conduit à une diminution de la rugosité de bord de ligne. Cependant, à fortes doses, les mécanismes de réticulation dominant, empêchant la réorganisation des chaînes, ce qui explique la stabilisation du LWR réel à partir de 32 frames (Fig. III.33).

L'augmentation de ξ et de α (Fig. III.33) indique que le profil de rugosité devient plus étiré et que les hautes fréquences de rugosité diminuent [88]. La valeur de α augmente de 0.53 (4 frames) à 0.83 (64 frames). La valeur de 0.53 obtenue à 4 frames révèle que la fonction ACF est très proche de la fonction exponentielle utilisée par Hiraiwa *et al.* [94] pour l'étude du LWR des résines. La fonction analytique de la PSD utilisée par ces auteurs pourrait donc être appliquée dans notre cas pour les résines photosensibles après l'étape de lithographie. Pour celles-ci, la valeur de $3\sigma_{CDV}$ des 250 segments est estimée à 0.9 nm, ce qui permet d'obtenir la valeur de $3\sigma_{inf}$ (5.3 nm) de la ligne infiniment longue.

D'après ces résultats, il est difficile de conclure que la valeur réelle du LWR d'une résine photosensible puisse être obtenue à partir d'images CD-SEM. En effet, aussi faible le nombre de frames intégration soit-il, la rugosité de la résine semble toujours être lissée par le faisceau d'électrons. Afin de mieux comprendre l'impact du faisceau d'électrons sur le LWR de la résine à 4 frames, des mesures CD-AFM ont été effectuées avant et après la mesure CD-SEM, sur un segment de la ligne que nous appellerons emplacement A' (Fig. III.34).

Les deux méthodes d'évaluation du bruit pour le CD-AFM décrites dans la partie III.4.2.2 ont été appliquées afin d'extraire les valeurs de $3\sigma_{0,seg}$ et de $3\sigma_{bruit,seg}$ avec le CD-AFM avant exposition au faisceau d'électrons. Ces valeurs sont données dans le tableau III.3 et leur dépendance à la hauteur du motif de résine est illustrée sur la figure III.35.

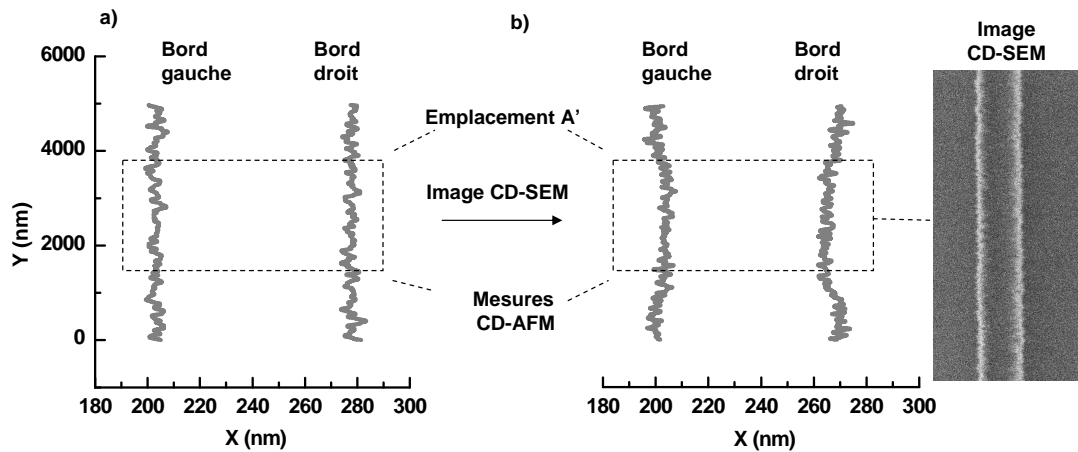


FIGURE III.34 – Schéma des bords de ligne gauche et droit obtenus au CD-AFM a) avant et b) après mesures au CD-SEM à 4 frames d'intégration. Les mesures CD-AFM ont été effectuées à l'emplacement A' (Fig. III.35). Après l'acquisition des images CD-SEM, les mesures CD-AFM ont à nouveau été effectuées à l'emplacement A' en prenant soin d'exclure le bas et le haut des bords de ligne, ceux-ci étant affectés par le phénomène de rétrécissement de la résine.

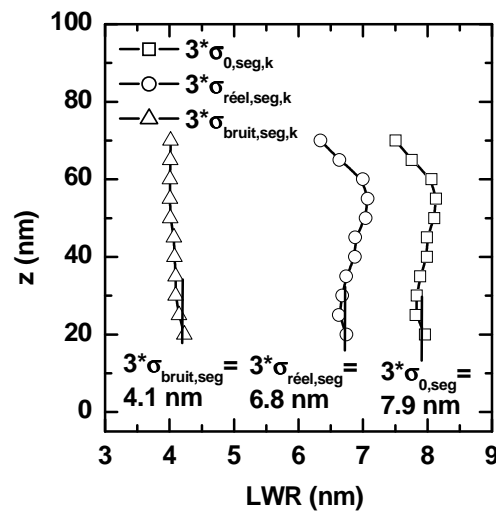


FIGURE III.35 – Dépendance à la hauteur du motif de $3\sigma_{0,seg,k}$, $3\sigma_{réel,seg,k}$ et $3\sigma_{bruit,seg,k}$ obtenus à l'emplacement A' de la ligne de résine photosensible et déterminés par la méthode d'alignement au CD-AFM avant les mesures CD-SEM.

La valeur moyenne du LWR réel donnée par la méthode d'alignement est de 6.8 nm avec une dispersion de 0.4 nm sur la hauteur. Bien que cette dispersion soit plus importante que celle obtenue sur la ligne de silicium, on peut considérer que la fluctuation du LWR est négligeable le long de la hauteur. Les valeurs représentées dans le tableau III.3

Outils	Méthode		Unité	$3\sigma_{0,seg}$	$3\sigma_{bruit,seg}$	$3\sigma_{réel,seg}$
CD-AFM	Alignement	Avant SEM	[nm]	7.91	4.1	6.8
CD-AFM	Scan disable	Avant SEM	[nm]	-	4.1	-
CD-SEM	Ajustement PSD	-	[nm]	6	2.1	5.6
CD-AFM	Alignement	Après SEM	[nm]	6.4	3.8	5.1

TABLEAU III.3 – $3\sigma_{0,seg}$, $3\sigma_{bruit,seg}$, et $3\sigma_{réel,seg}$ d'une ligne de résine photosensible, obtenus au CD-AFM et au CD-SEM. Le LWR ($3\sigma_{0,seg}$) est obtenu grâce aux mesures CD-AFM et CD-SEM effectuées au même emplacement A'. Le CD-AFM a été utilisé avant et après l'image CD-SEM à 4 frames d'intégration sur la localisation A'. Le bruit du CD-SEM a été extrait après application de la méthode d'ajustement de PSD à 250 mesures CD-SEM effectuées sur la même ligne de résine (mais à des emplacements différents).

montrent que le niveau de bruit obtenu grâce aux deux méthodes (alignement et scan disable) avec le CD-AFM est le même et estimé à 4.1 nm. Cela confirme une fois de plus la validité de ces méthodes pour mesurer le bruit de mesure du CD-AFM.

Nous avons ensuite effectué une image à 4 frames d'intégration à l'emplacement A' de la résine. Ensuite, sans décharger la plaque, nous avons recueilli 250 images supplémentaires à 4 frames d'intégration, à d'autres emplacements de la ligne de résine, afin d'appliquer la méthode d'ajustement de PSD et d'en extraire la valeur de $3\sigma_{bruit}$. Nous avons supposé que le bruit obtenu à l'aide de la méthode de PSD $3\sigma_{bruit}$ est équivalent au bruit du segment $3\sigma_{bruit,seg}$ de l'emplacement A'. Cela est justifié par le fait que la dispersion du bruit entre les segments est faible (comme nous l'avons vu sur la ligne de silicium). La valeur de bruit est ensuite soustraite de la valeur de $3\sigma_{réel,seg}$ donnée par la mesure CD-SEM à l'emplacement A' afin d'obtenir la valeur réelle du LWR. Finalement, après l'image SEM à 4 frames à l'emplacement A', nous avons appliqué la méthode d'alignement à l'aide du CD-AFM à l'emplacement A' (Fig. III.34). Les résultats sont donnés dans le tableau III.3.

On constate que le LWR réel mesuré au CD-AFM avant et après exposition au faisceau d'électrons diminue de 6.8 nm à 5.1 nm. Ceci confirme que même pour une faible dose d'électrons, le LWR de la résine est affecté d'au moins 1.7 nm. Malgré toutes les précautions prises pour ne pas dégrader la résine par le faisceau d'électrons, le CD-SEM lisse de manière significative le LWR. De plus, nous constatons que la valeur de LWR réel obtenue à l'aide du CD-SEM à 4 frames (5.6 nm) est 0.5 nm supérieure à la valeur réelle donnée par le CD-AFM après exposition au faisceau d'électrons (5.1 nm). Dans la partie suivante, nous allons démontrer que cette différence peut être expliquée par l'imprécision de la pointe AFM.

III.4.3.3 Impact du diamètre de la pointe

Dans les sections III.4.3.1 et III.4.3.2 nous avons montré que les valeurs de LWR réel mesurées au CD-AFM et CD-SEM sur silicium sont en adéquation, alors qu'elles sont légèrement différentes sur la résine. Cependant, nous n'avons pas tenu compte de la finitude de la pointe AFM et de son influence sur la précision de la mesure. Afin d'étudier l'influence de la pointe sur la mesure de LWR sur résine et silicium, nous avons virtuellement créé une ligne de résine et une ligne de silicium grâce à la simulation décrite dans la partie III.2.2.2, sans introduire de bruit aléatoire dans la ligne. Afin de générer les emplacements A et A' des lignes de silicium et de résine, nous avons introduit dans la simulation des bords de lignes, les paramètres de rugosité ($3\sigma_{réel,seg}$, ξ , et α précédemment obtenus dans les tableaux III.2 et III.3 (pour $3\sigma_{réel,seg}$) et sur les figures III.27 et III.33 (pour ξ , et α). Notons qu'afin de reproduire au mieux la réalité, nous avons créé pour chaque matériau deux profils de rugosité correspondant aux bords droit et gauche de la ligne. Nous avons considéré que ces deux bords sont non corrélés ($\sigma_{LWR} = \sqrt{2}\sigma_{LER}$, c.f chapitre I). Dans la partie suivante nous allons voir que cette relation est presque vérifiée pour le silicium et parfaitement vérifiée pour la résine. Les valeurs initiales de $3\sigma_{réel,seg}$, ξ et α pour chaque bord de ligne sont donc respectivement $3.4/\sqrt{2}$ nm, 29 nm et 0.89 pour le silicium et $5.6/\sqrt{2}$ nm, 17 nm et 0.5 pour la résine. Les profils de rugosité ainsi obtenus (Fig. III.36 (a)) sont statistiquement équivalents à ceux obtenus avec le CD-SEM aux emplacements A et A'. Les profils virtuels sont ensuite convolués avec un cercle représentant la pointe AFM comme nous avons pu le voir dans la partie III.2.2.2. La rugosité alors obtenue par la pointe ($3\sigma_\phi$) est évaluée en fonction du diamètre de celle-ci (Fig. III.36 (b)).

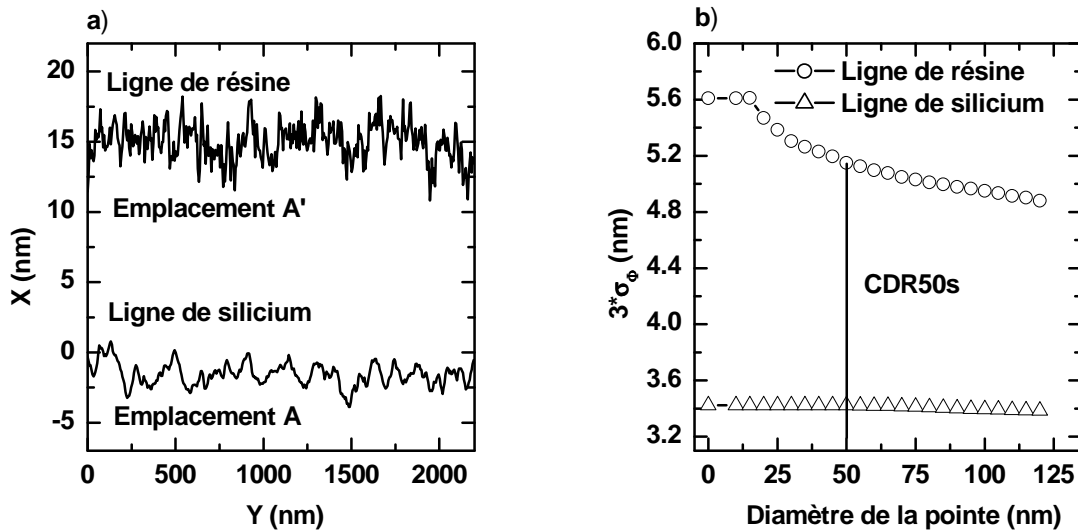


FIGURE III.36 – a) Allure des profils de rugosité de bords de lignes obtenus à partir de la simulation décrite dans les sections III.4.3.1 et III.4.3.2. Les emplacements A de la ligne de silicium et A' de la résine photosensible sont virtuellement reproduits en fixant les valeurs de $3\sigma_{réel,seg}$, ξ et α . Pour le calcul du LWR, les deux bords de ligne sont simulés pour chacun des emplacements. b) Evolution de la rugosité de bord de ligne en fonction du diamètre de la pointe pour les lignes de silicium et de résine obtenues par simulation.

La figure III.36 (b) montre qu'il n'y a pas de variation de la valeur de rugosité sur la ligne de silicium, tandis que dans le cas de la résine, la précision du LWR diminue lorsque le diamètre de la pointe augmente. Par conséquent, la pointe a plus de facilité à suivre le profil de la ligne de silicium que celle de résine qui présente des hautes fréquences de rugosité. Sur la ligne de résine, le LWR diminue de 5.6 nm à 5.2 nm lorsque le diamètre de la pointe varie de 0 à 50 nm. Cette dernière valeur correspond à la valeur que nous avons mesurée avec le CD-AFM à l'emplacement A'. En effet, la valeur obtenue avec le CD-AFM est de 5.1 nm à l'emplacement A', proche de la valeur obtenue par simulation (5.2 nm). La différence de LWR de 0.5 nm observée entre les deux équipements sur résine et mise en évidence dans la partie précédente (tableau III.3) peut donc être expliquée par la perte de précision liée à la taille importante de la pointe AFM.

D'après ces simulations et celles étudiées dans la partie III.2.2.2, nous pouvons conclure que le CD-AFM assure une bonne estimation de la rugosité dans le cas de nos lignes de silicium puisque celles-ci présentent une valeur de LWR faible, et des valeurs de ξ et α élevées [103]. En d'autres cas, comme pour la résine qui présente de faibles valeurs de longueur de corrélation et d'exposant de rugosité, les valeurs du CD-AFM doivent être considérées avec prudence puisqu'une partie de l'information sur la rugosité disparaît.

III.5 Mesures non-biaisées du LER

III.5.1 Introduction

Mis à part le LWR, il est également possible de trouver dans la littérature des études s'appuyant sur le LER pour caractériser la rugosité des flancs de ligne. Bien que ces deux grandeurs semblent similaires, le LER peut être différent du LWR particulièrement lorsque que les deux bords de la ligne sont mutuellement dépendants (Chapitre I). Le phénomène de flambage de ligne ("wiggling") survenant lors de la gravure des résines avec des plasmas à base de fluorocarbone est un exemple de bords de ligne corrélés [50]. Généralement, les études menées sur les résines photosensibles utilisées dans l'industrie montrent que les deux bords de résine sont indépendants et que $\sigma_{LWR} = \sqrt{2}\sigma_{LER}$ [85].

Un exemple de motifs dont les bords ne présentent pas la même rugosité est les motifs obtenus par l'approche SADP (pour Self Aligned Double Patterning) [118, 119]. Cette méthode permettant d'augmenter la densité des réseaux de ligne est actuellement considérée comme une technologie très prometteuse dans la fabrication des MOSFET pour le nœud 22 nm. Elle consiste à déposer des espaceurs autour des motifs de résine 193 nm (Fig. III.37). Après la gravure des espaceurs et le retrait de la résine, les réseaux de lignes sont définis et leur densité est deux fois plus importante que celle obtenue par lithographie conventionnelle. Ces espaceurs vont servir de masque pour la gravure des couches sous-jacentes. Cependant, cette approche ne permet pas d'exposer les deux bords de l'espaceur aux mêmes étapes technologiques, ce qui introduit une asymétrie entre les deux bords, et en conséquence induit des rugosités de bord différentes. Cet exemple illustre l'intérêt que peut avoir l'étude du LER en complément du LWR.

Nous souhaitons ainsi nous pencher sur la problématique du LER afin d'établir un

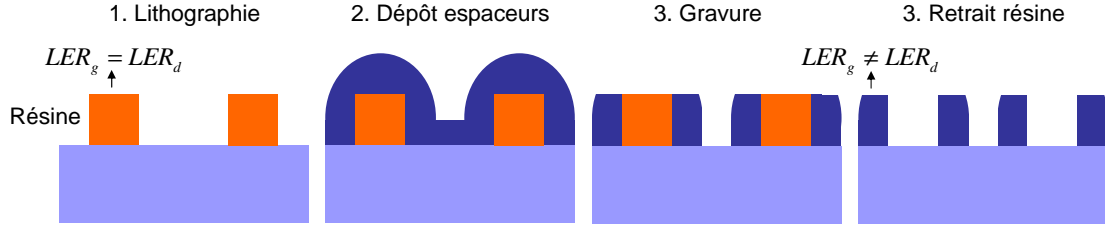


FIGURE III.37 – Illustration du procédé SADP.

protocole de mesure robuste applicable à différents types de matériaux. Pour cette étude, seul le CD-SEM avec la méthode d'ajustement des PSD a été utilisé. Le CD-AFM a de son côté été abandonné en raison de la dérive non-linéaire du porte-échantillon pendant le balayage. En effet, le calcul du LER dépend de la distance entre le bord de la ligne et de la position moyenne. Le calcul n'est donc pas valable lorsqu'une dérive se produit. Notons que le calcul du LWR est quant à lui possible avec le CD-AFM puisque la largeur de la ligne est indépendante d'une dérive indésirable.

Dans la littérature, la relation exacte entre le LWR (σ_{LWR}) et le LER (σ_{LER}) est :

$$\sigma_{LWR}^2 = \sigma_{LER,g,d}^2 + C_{g,d} \quad (\text{III.33})$$

où $\sigma_{LER,g,d}^2 = \sigma_{LER,g}^2 + \sigma_{LER,d}^2$. $C_{g,d}$ est le coefficient de corrélation et les indices d et g désignent respectivement les bords droit et gauche. Pour des bords non corrélés $C_{g,d} = 0$ et $\sigma_{LWR} = \sigma_{LER,g,d}$.

III.5.1.1 Méthode d'évaluation du bruit non-stochastique

La figure III.38 (a) compare les PSD expérimentales des LER droit et gauche à la PSD du LWR, obtenues à partir d'images CD-SEM sur un motif de résine photosensible. Cette figure montre clairement que des pics à des fréquences spatiales bien précises apparaissent sur les PSD des LER mais pas sur celle du LWR. En général, la présence de pics dans la transformée de Fourier révèle que des structures périodiques (non-stochastiques) sont présentes dans le signal. L'absence de ces pics sur la PSD du LWR montre que les structures périodiques présentes sur les deux bords sont parfaitement corrélées. Ces pics sont présents quels que soient les matériaux et la rugosité mesurée, à condition que le signal de rugosité soit assez faible pour qu'ils apparaissent. En effet, lorsque le LER est supérieur à 14 nm, l'amplitude des pics devient négligeable (Fig. III.38 (b)).

Afin d'identifier l'origine de ces pics et de déterminer s'ils sont occasionnés par un phénomène physique ou s'ils proviennent d'un bruit non stochastique, nous avons procédé de la manière suivante : deux ensembles de 250 images ont été recueillis sur une ligne de silicium. Le premier ensemble a été collecté en mode de balayage rectangulaire, *i. e.* $300k$ et $49k$ respectivement dans les directions x et y et le second en mode carré *i. e.* $300k$ dans les directions x et y . Comme illustré sur la figure III.39 (a), dans les deux cas les pics apparaissent mais de manière décalée, ce qui montre que ces pics sont indépendants du nombre d'onde (k_n) et ne peuvent être dus qu'à du bruit non stochastique.

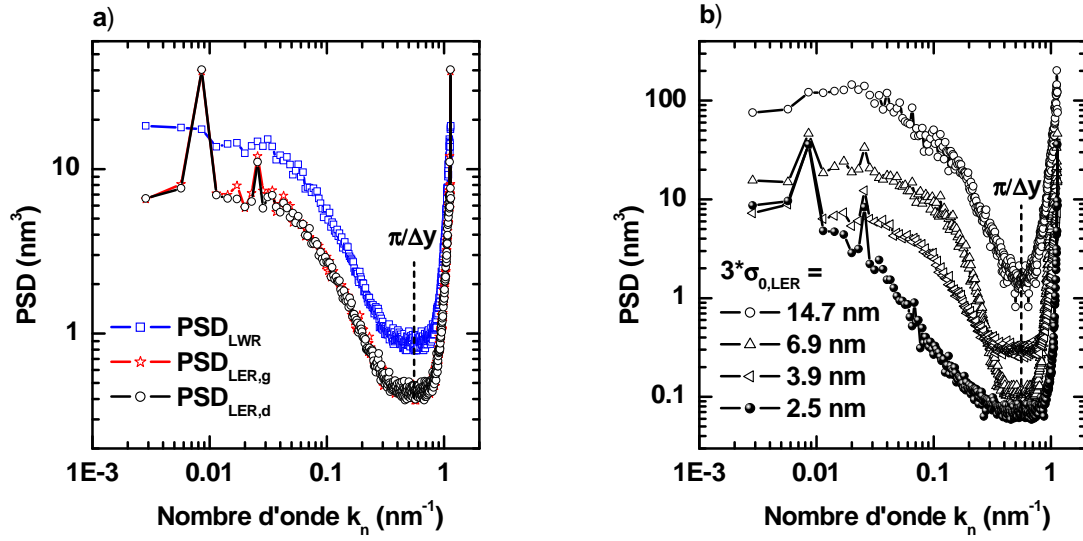


FIGURE III.38 – a) PSD expérimentales du LWR et des LER (droit et gauche) d’une ligne de résine et b) comparaison de PSD expérimentales du LER sur différents types de matériaux et différentes valeurs de LER.

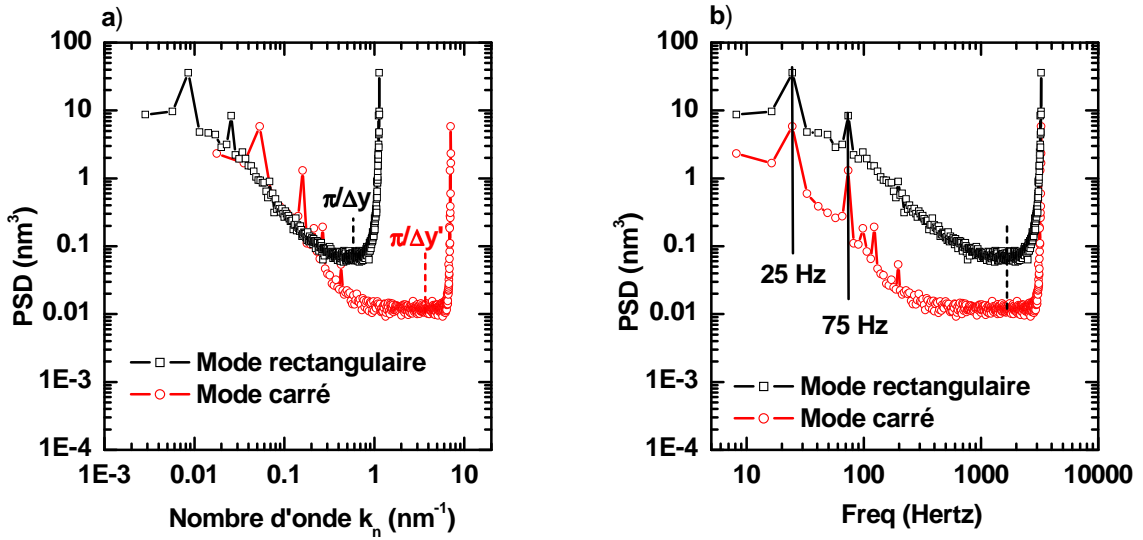


FIGURE III.39 – a) PSD expérimentales d’une ligne de silicium obtenues avec les modes de balayage rectangulaire et carré. b) L’axe x des mêmes PSD est représenté dans le domaine fréquentiel temporel.

Ensuite, nous avons soigneusement enregistré le temps d’acquisition des images SEM. Cette valeur peut être obtenue en multipliant le nombre de pixels par le temps d’intégration par pixel sur chaque image (“dwell time”). En connaissant le temps d’acquisition d’une image, l’axe x de la PSD a été représenté dans le domaine des fréquences temporelles. La figure III.39 (b) montre que les pics observés sur les PSD de chacun des deux modes de scan se superposent parfaitement à 25 et 75 Hz. Cela démontre le fait qu’un bruit périodique affecte les valeurs du LER. Afin de prendre en considération ce bruit, la fonction

ACF d'un bord de la ligne s'exprime de la façon suivante :

$$R_{m,LER} = \sigma_{réel,LER}^2 e^{-|\frac{m\Delta y}{\xi}|^{2\alpha}} + \sigma_{bruit,LER}^2 \delta_m + \sigma_{nonstoch}^2 \psi(m\Delta y) \quad (\text{III.34})$$

Dans cette formule, $\sigma_{bruit,LER}$ représente le bruit "blanc" de la mesure et $\sigma_{nonstoch}$ représente le bruit non stochastique, spécifique au LER. $\psi(y)$ représente la structure non stochastique que nous avons définie par :

$$\psi(y) = A \cos(w_1 y) + B \cos(w_2 y) \quad (\text{III.35})$$

A et B sont les amplitudes de la structure non stochastique, et w_1 et w_2 sont les nombres d'onde associés. Dans le cas du LER, la PSD théorique est donc obtenue à l'aide des équations III.16 et III.34. Cependant, le bruit non stochastique doit être ajouté à l'équation III.23:

$$\sigma_{0,LER}^2 = \sigma_{réel,LER}^2 + \sigma_{bruit,LER}^2 + \sigma_{nonstoch}^2 \quad (\text{III.36})$$

Notons que le bruit blanc du LWR est relié au bruit du LER par :

$$\sigma_{bruit,LWR}^2 = \sigma_{bruit,LER,g,d}^2 \quad (\text{III.37})$$

où $\sigma_{bruit,LER,g,d}^2 = \sigma_{bruit,LER,g}^2 + \sigma_{bruit,LER,d}^2$. Dans cette étude, les PSD expérimentales de chaque bord sont ajustées à l'aide de l'ACF de l'équation III.34 en variant les paramètres de $\sigma_{bruit,LER}$, $\sigma_{nonstoch}$, ξ , α , A et B avec la condition donnée par l'équation III.36.

III.5.1.2 Estimation du LER réel

Des images SEM ont été réalisées sur une ligne de silicium afin d'en mesurer le LER et d'en extraire les PSD. La figure III.40 illustre les PSD expérimentales des LER obtenus sur le bord gauche des lignes à 8, 32 et 128 frames. En comparaison, nous avons aussi représenté la PSD du LWR à 8 frames. On observe qu'à 8 frames, la PSD du LER est décalée vers le bas par rapport à la PSD du LWR. Cela n'est pas surprenant puisque la valeur de LER d'un seul bord est, en général, plus faible que le LWR, et que selon le théorème de Parseval, l'intégrale de la PSD est égale à la variance de la rugosité. Le niveau de bruit blanc est également moins élevé pour un seul bord par rapport à celui obtenu sur la largeur de la ligne.

Nous avons ensuite vérifié, comme l'indique l'équation III.37, que l'addition du bruit de chacun des bords est égal au bruit obtenu sur la largeur de la ligne. Pour ce faire, la figure III.41 (a) illustre la variation de $\sigma_{bruit,LWR}$ et $\sigma_{bruit,LER,g,d}$ en fonction du nombre de frames d'intégration. Le bruit obtenu pour le LWR est bien égal au bruit des deux bords de ligne, vérifiant ainsi l'équation III.37.

De plus, comme on aurait pu s'y attendre, le bruit non stochastique des deux bords est constant, égal à 1.3 nm, quel que soit le nombre de frames. Les valeurs de ξ et de α obtenues à partir de l'ajustement de la PSD pour les deux bords de ligne sont respectivement égales à 29 nm et 0.9 quel que soit le nombre de frames, identiques à celles obtenues pour le LWR (non présenté ici). Néanmoins, les valeurs de $3\sigma_{réel,LER,g,d}$ sont légèrement différentes de $3\sigma_{réel,LWR}$ (Fig. III.41 (b)) pour chacun des nombres de frames d'intégration.

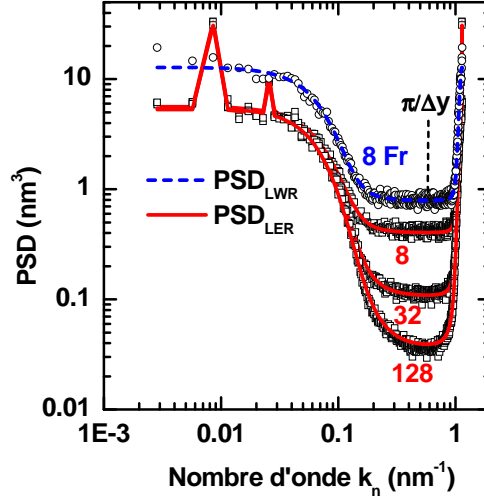


FIGURE III.40 – PSD expérimentales de ligne de silicium (carrés vides) et théoriques (lignes continues rouges) du LER gauche à 8, 32 et 128 frames d'intégration. La PSD du LWR à 8 frames a été ajoutée pour comparaison (ronds ouverts et ligne en pointillés bleus).

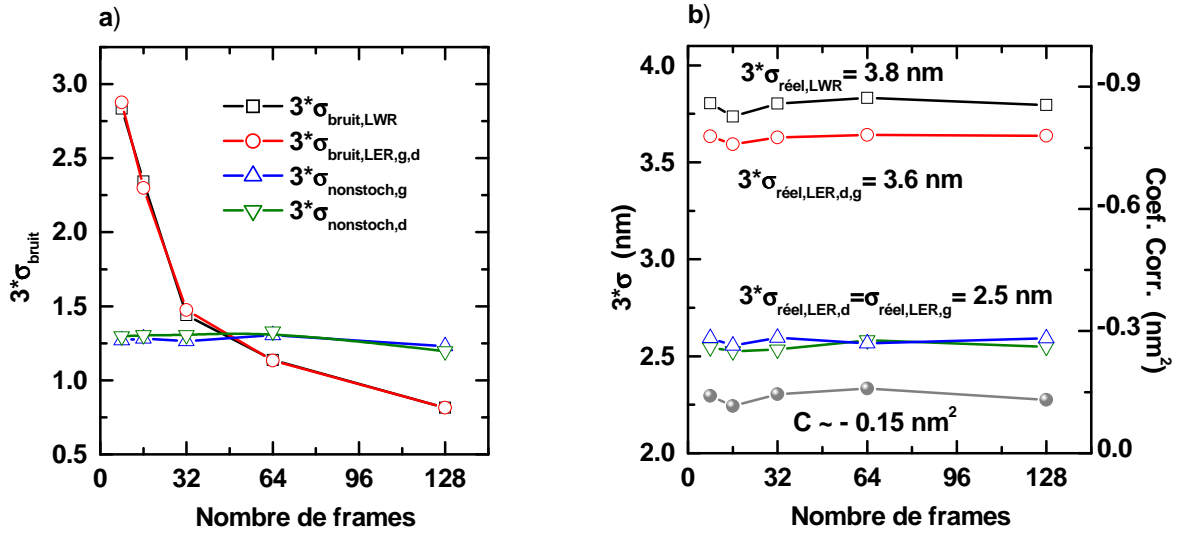


FIGURE III.41 – a) Comparaison de bruits déterminés à partir du LWR (carrés noirs) et du LER (triangles rouges) à différents frames d'intégration. Le bruit non stochastique des bords droit (triangles bleus) et gauche (carrés verts) est également représenté en fonction du nombre de frames d'intégration. b) Comparaison de $3\sigma_{\text{réel},\text{LER},g,d}$ et $3\sigma_{\text{réel},\text{LWR}}$ ainsi que $3\sigma_{\text{réel},\text{LER},g}$ et $3\sigma_{\text{réel},\text{LER},d}$ et le coefficient de corrélation $C_{g,d}$ à différents frames d'intégration.

Les LER réels des deux bords sont en effet identiques, égal à 2.5 nm, cependant une légère différence de 0.2 nm est observée entre $3\sigma_{\text{réel},\text{LER},g,d}$ et $3\sigma_{\text{réel},\text{LWR}}$ ($C_{g,d} \neq 0$).

Il est cependant difficile de conclure sur cette différence puisque les deux valeurs sont très similaires (3.8 nm et 3.6 nm). Il se peut que cette différence provienne du fait que les deux bords sont légèrement corrélés (anticorrélés pour être exact puisque la valeur du coefficient de corrélation $C_{g,d}$ est négative), ou alors elle peut aussi provenir de l'incertitude de la mesure.

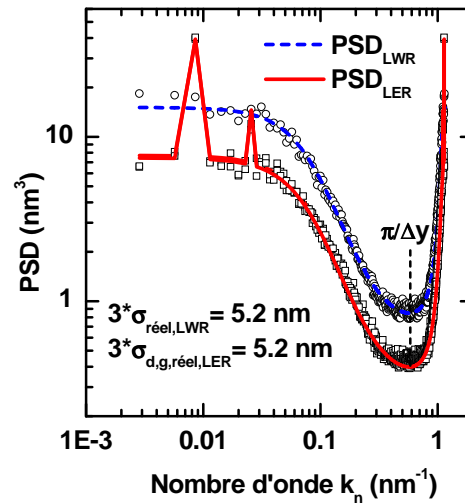


FIGURE III.42 – PSD expérimentales (carrés vides) et théoriques (lignes continues rouges) de LER à 4 frames d'intégration d'une ligne de résine. La PSD de LWR à 4 frames a été représentée pour comparaison (ligne en pointillés bleus).

Dans le cas des lignes de résine (mesurées à 4 frames d'intégration), les PSD expérimentales et théoriques pour le LWR et le LER sont illustrées sur la figure III.42. Nous avons constaté que la relation III.37 est vérifiée, validant les méthodes d'ajustement proposées pour le LWR et LER sur résine. Les paramètres de rugosité ξ , α et $3\sigma_{réel,LER,g,d}$ sont respectivement égales à 17 nm, 0.5 et 5.2 nm, identiques aux valeurs du LWR. Ceci signifie que les bords de ligne sont totalement non corrélés.

III.6 Conclusion

Les résultats obtenus dans ce chapitre montrent clairement l'importance de caractériser le bruit des outils de métrologie afin d'évaluer le LWR/LER avec une bonne précision. La forme analytique de la fonction d'autocorrélation ($\sigma^2 \exp(-y/\xi)^{2\alpha}$) proposée par Sinha *et al.* [89] est adaptée à la rugosité de bord de ligne. Les exemples que nous avons illustrés (comme les motifs de résine après l'étape de lithographie ou encore les lignes de silicium) peuvent être modélisés par une telle fonction.

La méthode de PSD que j'ai développée est basée sur la fonction théorique de la PSD utilisant un grand nombre de mesures CD-SEM afin de réduire le bruit statistique. L'ajustement des PSD théoriques et expérimentale permet d'extraire la valeur "réelle" du



LWR et des paramètres ξ et α sans se soucier de la valeur de bruit "blanc".

Elle a été validée par une seconde méthode appelée "méthode d'alignement" sur une ligne de silicium à l'aide du CD-SEM. Cette méthode permet d'extraire la valeur du LWR "réel", mais pas l'information spectrale. Elle consiste à recueillir un ensemble de mesures au même emplacement de la ligne, et de moyenner les CD après l'alignement des segments. En appliquant cette méthode le long d'une ligne de silicium nous avons constaté que le LWR "réel", est remarquablement proche de celui extrait avec la méthode d'ajustement des PSD. Sur un segment de la ligne de silicium, le CD-AFM, nous a également permis de valider les valeurs de LWR "réel" obtenues à l'aide du CD-SEM.

En ce qui concerne les lignes de résine photosensible, nous avons vu que le faisceau électronique du CD-SEM lisse le LWR des résines. Cependant le protocole d'ajustement de PSD permet d'utiliser de faibles doses d'électrons sur la résine, réduisant ainsi l'incertitude par rapport à la valeur physique. Le CD-AFM, quant à lui, permet de mesurer le LWR de la résine sans la dégrader. Cependant à l'aide des simulations, nous avons pu mettre en évidence que dans le cas des résines, qui présentent des LWR élevés et des hautes fréquences spatiales de rugosité (ξ et α faibles), les mesures sont sous-estimées.

Nous avons vu également que le bruit "blanc" peut évoluer sur de longues périodes de temps sur le CD-SEM (Fig. III.30). Lorsque l'on travaille uniquement avec les LWR mesurés (sans en extraire le bruit) d'une date à une autre, les valeurs obtenues ne seront pas identiques : la dispersion des mesures due aux variations de la valeur du bruit "blanc" augmente donc l'incertitude de mesure. Cependant, grâce à la méthode d'ajustement de PSD, la dispersion des mesures sera réduite puisqu'il est possible de s'affranchir de la valeur du bruit.

Pour résumer, cette méthode réduit non seulement l'incertitude de la valeur obtenue, mais assure aussi l'obtention d'une valeur plus précise (Fig. III.43). Cela ne veut pourtant pas dire que le LWR final est identique à la valeur absolue. En effet comme nous avons vu dans la partie III.2.2.1, un facteur limitant pour la mesure du LWR est la résolution intrinsèque du CD-SEM.

Le CD-AFM peut être utilisé pour obtenir des informations en 3 dimensions du LWR mais rivalise difficilement avec le CD-SEM en raison du caractère fastidieux de son utilisation et de son manque de résolution.

Le protocole expérimental mis au point sera utilisé dans le futur pour résoudre les problèmes liés à la mesure du LWR. Premièrement, il permettra une meilleure caractérisation du LWR sur les résines photosensibles et facilitera la comparaison des différentes plateformes de résine. Deuxièmement, il pourra être appliqué à chacune des étapes technologiques impliquées dans la réalisation d'un transistor. Dans les chapitres IV et V, cette méthode sera utilisée pour étudier le LWR des résines exposées aux traitements plasma. Pour une résine exposée aux traitements plasma ou aux plasmas de gravure, nous avons choisi de travailler à 16 frames. En effet, il faut mentionner qu'après un traitement, la résine devient moins sensible à l'exposition aux électrons. Cela permet d'augmenter la dose, en vue de réduire le bruit des mesures, sans pour autant dégrader la résine.

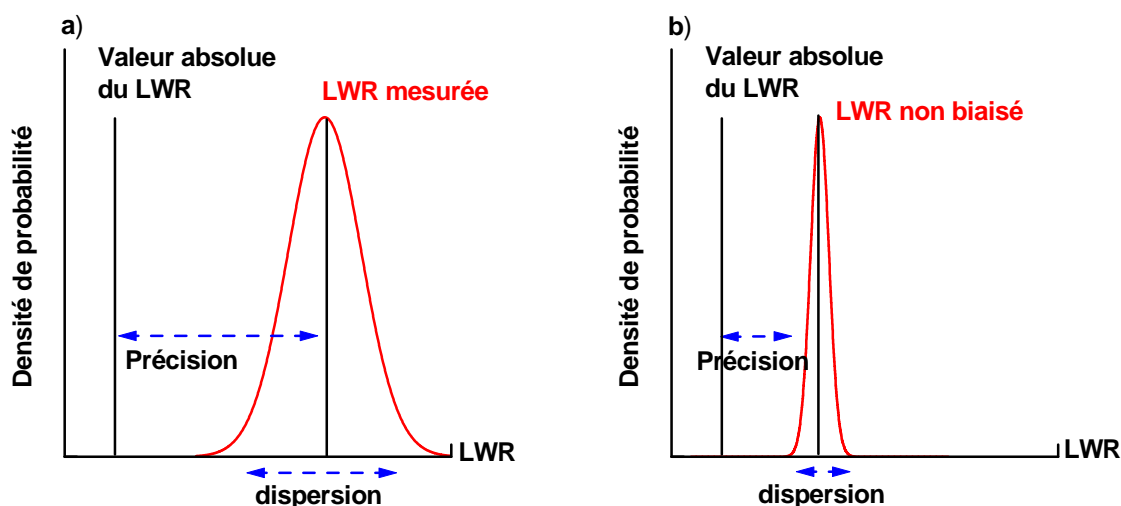


FIGURE III.43 – Illustration schématique des densités de probabilités des valeurs de LWR obtenus a) sans et b) avec extraction du bruit.

Dans l'annexe A nous avons estimé l'incertitude des valeurs de LWR sur des lignes de résines après l'étape de lithographie. L'annexe B est quant-à-elle consacrée à l'erreur du modèle que nous avons développé par rapport aux PSD expérimentales. Nous avons comparé les erreurs dans le cas du LER et du LWR pour des lignes de silicium et de résine. Une seconde méthode a également été étudiée, basée sur les travaux de Hiraiwa *et al.* [95] pour estimer des LWR présentant des longueurs de corrélation élevées. Cette étude est détaillée dans l'annexe C. Nous allons voir que dans certains cas, un modèle plus complexe d'ACF, mais basé sur la même forme analytique, est requis afin d'ajuster fidèlement les PSD expérimentales et théoriques (*cf.* Annexe C).

IV

Impact des traitements HBr et UV sur la résistance à la gravure et la rugosité des résines 193 nm

L'OBJECTIF de ce chapitre est d'apporter une meilleure compréhension de l'impact du traitement plasma HBr sur la rugosité et le renforcement à la gravure des résines 193 nm. Comme nous l'avons vu au chapitre I, les résines 193 nm ont progressivement remplacé les résines 248 nm pour assurer une meilleure résolution en lithographie. L'introduction des résines 193 nm a engendré deux problèmes. D'une part, elles sont peu résistantes à la gravure et d'autre part, elles présentent une rugosité de bord de ligne élevée. Plusieurs auteurs [53–56] ont cependant montré que ces problèmes pouvaient être résolus en exposant la résine au traitement plasma HBr.

Initialement, le traitement HBr a été introduit pour augmenter la résistance de la résine à la gravure. Mahorowala *et al.* ont par exemple observé à l'aide de la spectrométrie infrarouge (FTIR), que les fonctions chimiques comportant des atomes d'oxygène sont éliminées pendant le traitement HBr, renforçant ainsi les résines lors des étapes de gravure [53]. L'utilisation de ce traitement s'est révélée également bénéfique pour le LWR [53]. L'action du traitement HBr a ainsi fait l'objet de nombreuses études, principalement réalisées sur des films minces de résine couchés sur silicium [57, 58]. Pour rappel, un plasma est un ensemble de molécules, de radicaux, d'ions et également de rayonnements UV. En isolant l'action des UV de celle des autres espèces du plasma (radicaux, ions), Arnaud Bazin [57] et Pargon *et al.* [58] ont révélé que les modifications chimiques de la résine induites par le traitement HBr, sont intimement liées aux rayonnements UV émis par le plasma. Plus précisément, ils ont montré que les rayonnements UV actifs dans ce procédé sont principalement ceux émis en dessous de 200 nm. Leurs rôles ont été mis en évidence par l'utilisation de différents hublots possédant chacun une fréquence de coupure aux UV relative au matériau dont il est constitué (Fig. IV.1). De cette manière, les auteurs ont non seulement pu mettre en évidence le rôle des UV, mais aussi identifier plus

précisément quels étaient les domaines de l'UV responsables des modifications chimiques des résines 193 nm [57–59].

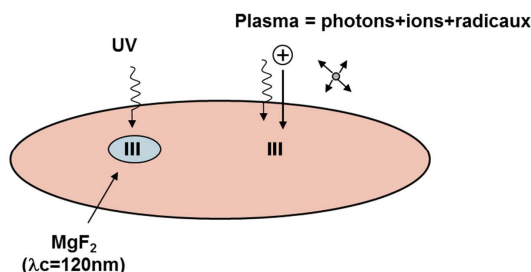


FIGURE IV.1 – Dispositif expérimental permettant de dissocier le rôle des UV de celui des espèces du plasma.

Néanmoins, lors du traitement plasma HBr, les rayonnements UV ne sont pas seuls responsables de la modification de la résine. Il a en effet été montré par Pargon *et al.* [58] qu'une couche de type carbone amorphe est présente sur la surface des films de résine 193 nm exposés au plasma d'HBr. Or la seule action des UV ne permet pas de former une telle couche. Dans la section IV.1 de ce chapitre, nous avons voulu approfondir la compréhension des mécanismes de modification des résines 193 nm par le plasma d'HBr.

Dans un premier temps, nous avons enrichi les précédentes études [57,58] de nouveaux résultats concernant les modifications physico-chimiques des films de résine exposés au plasma HBr. Pour cela, nous avons étudié les modifications des résines soumises distinctement aux traitements HBr et UV à l'aide de différents outils de caractérisation (FTIR, Raman, etc.). Pour comprendre l'impact que peut avoir le rayonnement UV sur nos résines, nous avons adopté le protocole de Pargon *et al.* [58]. Ce protocole consiste à découpler le rayonnement UV du reste du plasma par l'intermédiaire de hublots MgF_2 posés sur nos plaques de résine (Fig. IV.1). Ces hublots possèdent une fréquence de coupure de 120 nm et filtrent donc les UV du plasma dont la longueur d'onde est inférieure à 120 nm [57–59].

Dans un deuxième temps, nous avons étudié l'impact des traitements HBr sur des motifs de résine imprimés par lithographie 193 nm. Nous avons comparé les profils et la rugosité (LWR) des motifs de résine exposés au plasma HBr (ions, radicaux, photons) et exposés aux UV seuls du plasma (sous le hublot) à partir de caractérisations CD-AFM et CD-SEM.

Dans la section IV.2 de ce chapitre, nous avons évalué l'influence d'un traitement HBr sur la résistance à la gravure et la rugosité de films et de motifs de résine lors des étapes de gravure impliquées dans la réalisation d'une grille.

IV.1 Etude des résines 193 nm exposées au traitement HBr

Dans le cadre de cette étude, la résine utilisée est la résine commerciale IM5010 de Dow Electronics Materials dont la structure chimique, introduite au chapitre I, est rappelée sur la figure IV.2. Durant le traitement, des films de résine ainsi que des motifs de résine réalisés par la lithographie 193 nm ont été exposés au plasma HBr.

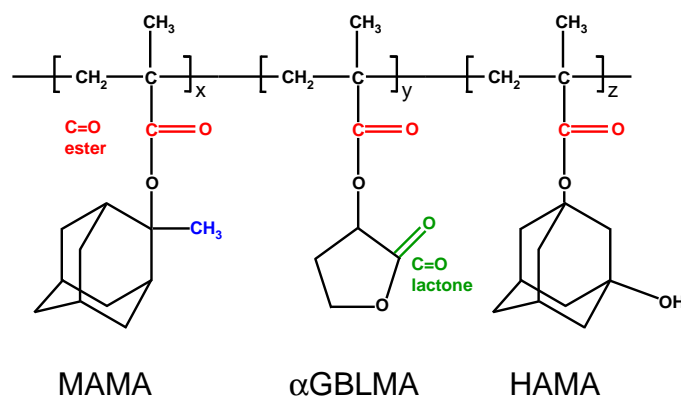


FIGURE IV.2 – Structure chimique d'une résine 193 nm constituée du groupement adamantane (MAMA), du groupement lactone (GBLMA) et du groupement polaire (HAMA).

Les hublots MgF_2 ont été posés sur les films et les motifs, ce qui nous a permis de comparer l'impact d'un traitement UV d'un traitement HBr sur les résines. Chacune de ces expériences a été menée sur la plateforme DPS AdvantEdge 300 mm du LTM. Les conditions plasma utilisées se font à forte puissance source et en l'absence de puissance RF bias : débit : 100 sccm HBr, puissance source : 1200 W, puissance bias : 0 W, pression : 5 mTorr.

IV.1.1 Impact du plasma HBr sur des films de résine couchés sur silicium

Les films de résine ont été couchés sur des substrats 300 mm de silicium grâce à la piste SOKUDO disponible au CEA-LETI. La vitesse de rotation utilisée est de 800 rpm pour obtenir une épaisseur de film de 130 nm. Un recuit à 100 °C pendant 60 s est effectué après le couchage afin d'évaporer le solvant.

IV.1.1.1 Emission optique du plasma HBr et absorption des UV par les résines

Nous avons vu au chapitre I que les plasmas émettent des photons du fait de la désexcitation radiative des espèces. Pour comprendre les interactions de ces photons avec la résine lors d'un plasma HBr, il est important de connaître le domaine des longueurs d'onde d'émission de celui-ci ainsi que le domaine d'absorption de la résine dans cette gamme spectrale. Pour réaliser de telles études, deux dispositifs expérimentaux décrits

sur les figures IV.3 (a) et (b) ont été mis en oeuvre par Marc Fouchier, ingénieur au LTM durant ma thèse. Une description plus détaillée de ces expériences peut être trouvée dans les références [120, 121].

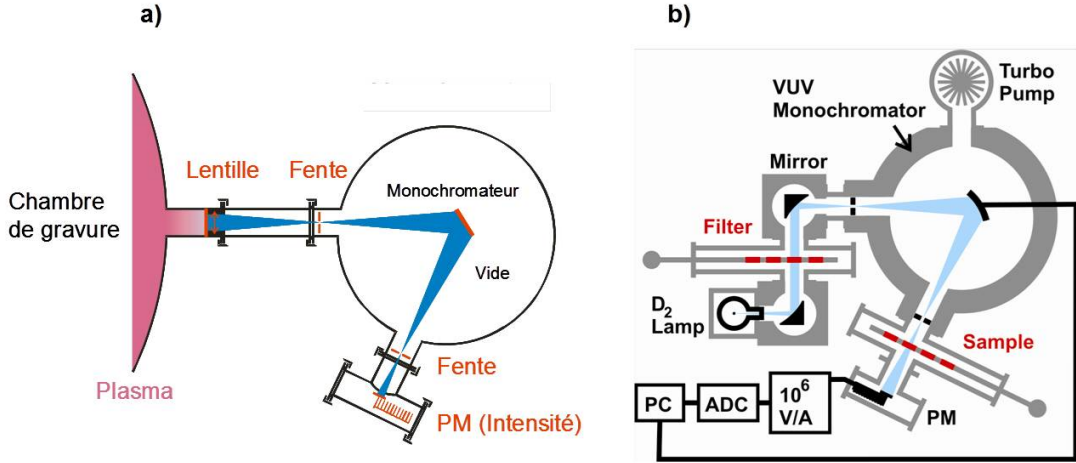


FIGURE IV.3 – Schéma du dispositif expérimental utilisé pour a) détecter l'émission optique du plasma et b) étudier l'absorption des résines dans la gamme UV.

Pour détecter l'émission optique du plasma HBr dans nos conditions de traitement, un spectromètre UV suivi d'un photomultiplicateur a été monté sur la chambre de gravure DPS (Fig. IV.3 (a)). Le spectre optique dans la gamme de longueur d'onde 120-240 nm du plasma HBr obtenu avec ce dispositif et représenté sur la figure IV.4, révèle une forte émission autour de 160 nm, principalement due au Brome atomique. Les photons de la raie α de Lyman de l'hydrogène à 121.6 nm sont également détectés, bien que l'intensité de celle-ci soit moins importante que celle du Brome à 160 nm. L'émission des UV entre 150 et 170 nm représente 75 % du flux total, alors que seulement 25 % du flux est produit par les photons entre 120-150 nm.

Pour étudier l'absorption des résines dans la gamme des UV profonds (< 200 nm), le montage de la figure IV.3 (b) a été réalisé. Il consiste à utiliser une lampe deutérium qui émet fortement dans la gamme 120-200 nm. La lumière émise par la lampe est ensuite focalisée dans le monochromateur par des miroirs, puis traverse l'échantillon. La lumière transmise par l'échantillon est ensuite détectée par un photomultiplicateur. Les échantillons utilisés dans cette étude sont des hublots de MgF_2 sur lesquels des films de résine IM5010 épais de 40 nm ont été couchés. Plusieurs acquisitions sont nécessaires pour obtenir l'absorption de la résine seule: une acquisition sans échantillon (I_0), une acquisition de référence avec un hublot de MgF_2 sans résine ($I_{\text{réf}}$) et une autre avec de la résine couchée sur le hublot ($I_{\text{éch}}$). Les transmissions de l'échantillon de référence sans résine ($T_{\text{réf}}$) et de l'échantillon avec la résine ($T_{\text{éch}}$), et de résine seule ($T_{\text{rés}}$) sont définies par

$$T_{\text{réf}} = \frac{I_{\text{réf}}}{I_0}, \quad T_{\text{éch}} = \frac{I_{\text{éch}}}{I_0}, \quad T_{\text{rés}} = \frac{T_{\text{éch}}}{T_{\text{réf}}} = \frac{I_{\text{éch}}}{I_{\text{réf}}} \quad (\text{IV.1})$$

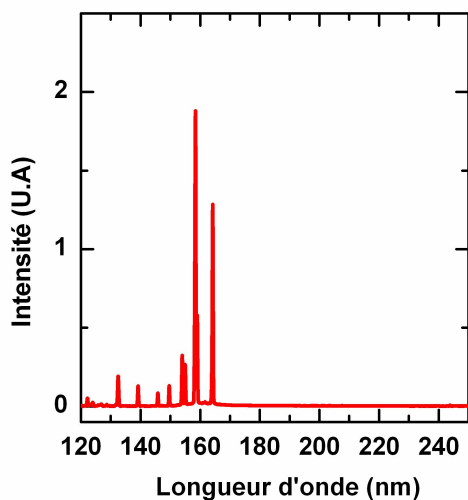


FIGURE IV.4 – Emission optique du plasma d'HBr.

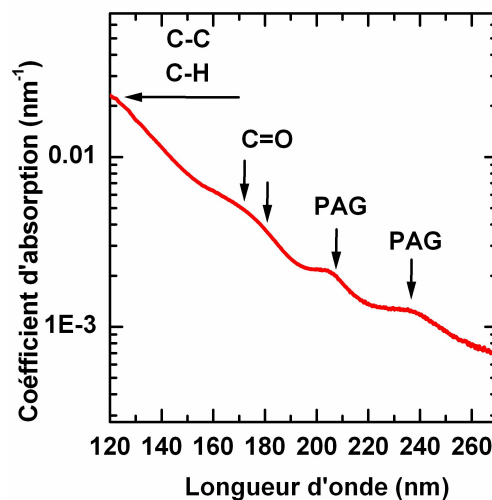


FIGURE IV.5 – Spectre d'absorption de la résine 193 nm

avec I_0 l'intensité d'émission de la lampe, $I_{\text{éch}}$, $I_{\text{réf}}$, les intensités transmises avec et sans résine. A partir de la mesure de $I_{\text{réf}}$ et $I_{\text{éch}}$, il est possible de remonter à la transmission de notre film de résine ($T_{\text{rés}}$) et au coefficient d'absorption (α) de la résine 193 nm obtenu à partir de la loi de Beer-Lambert :

$$\alpha(\lambda) = -\frac{1}{t} \times \log(T_{\text{rés}}) \quad (\text{IV.2})$$

où t , correspond à l'épaisseur du film de résine.

La variation du coefficient d'absorption (α) de la résine 193 nm en fonction de la longueur d'onde est illustrée dans la gamme 120-260 nm sur la figure IV.5. A partir de spectres d'absorption de polymères modèles et de la littérature, nous avons été en mesure d'identifier certaines bandes d'absorption. Le spectre présente une forte bande d'absorption en dessous de 170 nm liée aux transitions $\sigma\text{-}\sigma^*$ des liaisons C-C et C-H [120, 122]. Les pics situés vers 170-180 nm sont attribués aux transitions $\pi\text{-}\pi^*$ des liaisons C=O des groupements ester et lactone [120]. Enfin, il est possible d'identifier la contribution du PAG. En effet, les spectres d'absorption sur des modèles de triphénylsulfonium perfluoro -1-butanesulfonate (PAG utilisé dans la résine 193 nm commerciale, chapitre I, figure I.14) [120], ont révélé des pics vers 200 nm et 245 nm.

La profondeur de pénétration (δ) de la lumière est définie comme la distance pour laquelle 10 % de la lumière incidente est transmise ($T_{\text{rés}} = 0.1$) soit $\delta(\alpha) = 1/\alpha(\lambda)$. La profondeur de pénétration de la résine extraite du spectre d'absorption est représentée sur la figure IV.6. On constate que les photons de longueurs d'onde de 157 nm et 120 nm émis par le plasma d'HBr peuvent pénétrer dans la résine sur une profondeur de 135 nm et 35 nm respectivement. Ceci signifie que la lumière du plasma HBr peut modifier l'intégralité de nos films de résine ainsi que nos motifs de résine épais de 130 nm.

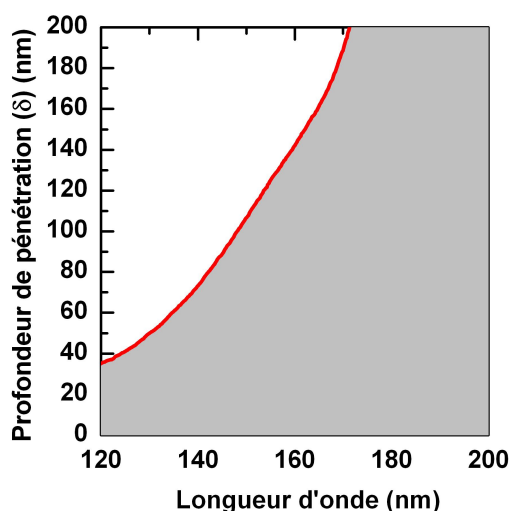


FIGURE IV.6 – Profondeur de pénétration du rayonnement UV dans la résine. La partie blanche montre les zones où les photons ne pénètrent pas.

IV.1.1.2 Propriétés physico-chimiques des résines traitées

1 Modification en volume par spectroscopie infrarouge (FTIR)

Des analyses infrarouges ont été réalisées sur des films de résines exposées aux traitements HBr et UV pendant différentes durées de 10 s à 200 s. La figure IV.7 (a) montre l'évolution au cours du temps de la gamme spectrale $1600\text{--}1900\text{ cm}^{-1}$ d'une résine exposée aux traitements HBr et UV. Cette bande est attribuée aux modes d'élongation (stretching) des liaisons carbonyles présentes dans les fonctions esters et lactones [57, 58].

On remarque que pour la résine exposée aux UV du plasma HBr, une grande partie du spectre d'absorbance est identique à celui obtenu avec le plasma tout entier, sauf pour les pics situés à 1590 cm^{-1} et 1635 cm^{-1} sur lesquels nous reviendrons par la suite. Ce résultat suggère que les photons sont principalement responsables des modifications chimiques. Il a déjà été observé [58, 123, 124], que l'irradiation des résines 193 nm par les UV conduit préférentiellement à la diminution des groupements ester et lactone. En effet on peut remarquer que lors des traitements HBr et UV, les fonctions lactone et ester (Fig. IV.2) identifiées par les pics situés vers 1726 cm^{-1} (ester) et 1790 cm^{-1} (lactone) diminuent de manière significative par rapport à la résine non traitée. Ces groupements sont donc détachés de la chaîne du polymère et peuvent soit dégazer du film de résine ou rester libres dans la résine. L'apparition d'un pic vers 1766 cm^{-1} a été attribuée par de nombreux auteurs à la formation d'acides carboxyliques [58, 122] pouvant notamment se produire lors de l'ouverture du cycle de lactone. D'autres auteurs attribuent ce pic à la dégradation du groupement lactone à travers la formation d'aldéhydes [123].

D'après la figure IV.7 (b), on observe que les pics de la région C-O-C diminuent également de manière significative dès les premières secondes de traitement HBr et UV. La diminution de ces liaisons révèle que les groupements latéraux (groupements lactone, protecteur et polaire) sont détachés de la chaîne du polymère. Ces résultats sont cohérents avec de nombreuses études montrant une diminution des liaisons C=O et C-O-C [116, 124–130]. Weilmboeck *et al.* [130] ont montré que pour des longueurs d'onde

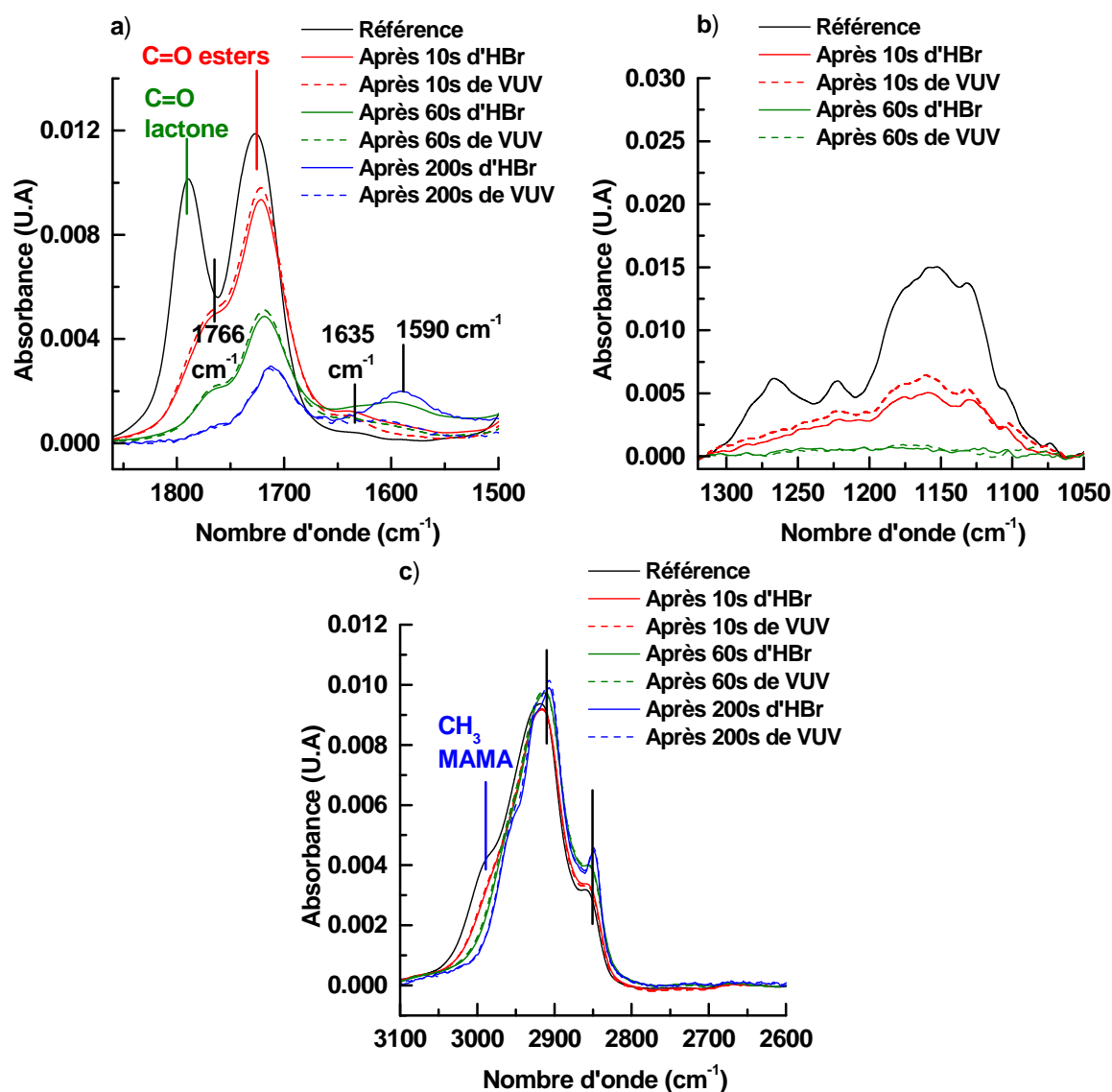


FIGURE IV.7 – Spectres FTIR de la résine 193 nm exposée aux traitements HBr et UV en fonction du temps pour a) la région entre 1900 cm^{-1} et 1550 cm^{-1} correspondant aux liaisons C=O et C=C, b) la région entre 1320 cm^{-1} et 1050 cm^{-1} correspondant aux liaisons C-O-C et c) la région entre 3000 cm^{-1} et 2800 cm^{-1} correspondant aux liaisons C-H.

supérieures à 300 nm, les photons conduisent à une légère perte des liaisons C-O-C alors qu'ils n'induisent aucun changement pour les liaisons C=O. Pour des longueurs d'onde plus faibles (> 120 nm), ils montrent que les deux régions (C=O et C-O-C) sont affectées malgré une perte plus importante des liaisons C-O-C. D'après la littérature [116] et nos analyses, il semble que les UV vont préférentiellement induire une coupure des liaisons C-O-C (au lieu d'une coupure des liaisons C=O), conduisant au détachement des groupements latéraux de la chaîne principale.

Une autre région intéressante illustrée sur la figure IV.7 (c) est la zone du spectre correspondant aux liaisons C-H située entre 3100 cm^{-1} et 2800 cm^{-1} . Cette région est

principalement attribuée aux groupements CH_2 et CH_3 de la chaîne principale et de l'adamantane [57]. On remarque sur cette figure la présence du pic à 2989 cm^{-1} correspondant au groupement méthyle attaché à l'adamantane (Fig. IV.2) [57]. L'intensité de ce pic diminue avec le temps de traitement HBr et UV tandis que les pics supplémentaires ne sont pas altérés. Cela suggère donc que le groupement protecteur (adamantane) est détaché du reste du polymère (déclin du pic à 2989 cm^{-1}) mais reste libre dans le film de résine. Pour des doses élevées ($\geq 60\text{ s}$), on observe par ailleurs une légère augmentation des pics à 2907 cm^{-1} et 2850 cm^{-1} attribués aux modes d'élongation des groupements CH_2 . Cette augmentation peut être liée à l'augmentation du nombre de liaisons C-C provoquée par la réticulation du polymère, comme nous allons le voir de manière plus détaillée dans les parties suivantes.

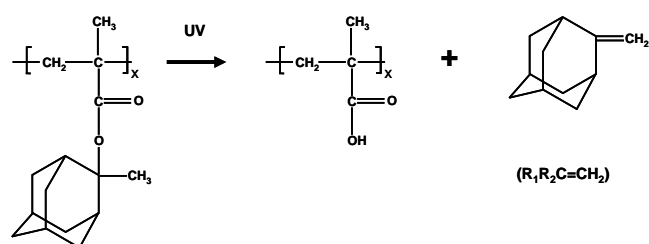
D'autre part, pour ces plus fortes doses d'expositions, deux nouveaux pics apparaissent dans la région des carbonyles vers 1590 cm^{-1} et 1635 cm^{-1} (Fig. IV.7 (a)), attribués aux doubles liaisons C=C, conjuguées et non conjuguées, selon les tables infrarouges [131]. Ces pics sont davantage prononcés dans le cas du traitement plasma HBr que dans celui du traitement UV, en particulier pour le pic vers 1590 cm^{-1} . Le pic à 1635 cm^{-1} est probablement relatif à la formation de méthylène d'adamantane due au détachement du groupement adamantane (Fig IV.8 (a)). Cela a été confirmé par des analyses MIR-FTIR (pour Multiple Internal Reflection - FTIR spectroscopy) [132] révélant un pic à 3073 cm^{-1} relatif aux liaisons CH dans les composés $\text{R}_1\text{R}_2\text{C}=\text{CH}_2$ (non présenté). La formation de ce groupement est identique au mécanisme de déprotection induit par le PAG (Chapitre I).

D'autres mécanismes mis en jeu lors de l'exposition du polymère de résine aux UV peuvent également conduire à la formation des doubles liaisons C=C non conjuguées, expliquant la présence de pics à 1635 cm^{-1} . Deux exemples de ces mécanismes, la scission des chaînes et l'abstraction d'hydrogène sont illustrés schématiquement sur la figure IV.8 (b). La scission de chaînes peut aussi conduire à la formation de doubles liaisons C=C conjuguées, justifiant la présence du pic à 1590 cm^{-1} (Fig. IV.8 (b)).

L'évolution des doubles liaisons C=C des pics situés à 1590 cm^{-1} et 1635 cm^{-1} en fonction du temps de traitement est reportée sur la figure IV.9. Une évolution rapide de ces pics est observée dans les premières secondes de plasma et tend à saturer pour des temps plus longs. Cette saturation peut être attribuée au phénomène de réticulation. En effet, des doubles liaisons C=C se forment durant les premières secondes de traitement mais leur formation est ralentie pour des temps plus longs par la recombinaison des radicaux, conduisant au couplage des chaînes de polymère par la formation de liaisons C-C. La réticulation survient lors de la combinaison de deux chaînes de polymère comme illustrée sur la figure IV.10 (a). La recombinaison de fragments de polymères (Fig. IV.10 (b)) ainsi que des mécanismes de ramification (Fig. IV.10 (c)) peuvent également induire la formation de liaisons simples C-C et limiter la création de doubles liaisons C=C [133].

La dégradation du polymère par les rayonnements UV peut être décrite comme un équilibre entre la réticulation (et ramification) et la scission des chaînes du polymère (création de doubles liaisons C=C) [133, 134]. Pour que la réticulation (ou la ramification) survienne, il est nécessaire que les chaînes aient une certaine mobilité ou que la densité de radicaux soit suffisante afin que ceux-ci puissent se rencontrer [133, 134]. Lorsque le degré

a) Mécanisme de déprotection



b) Mécanisme de scission de chaînes et abstraction d'hydrogène

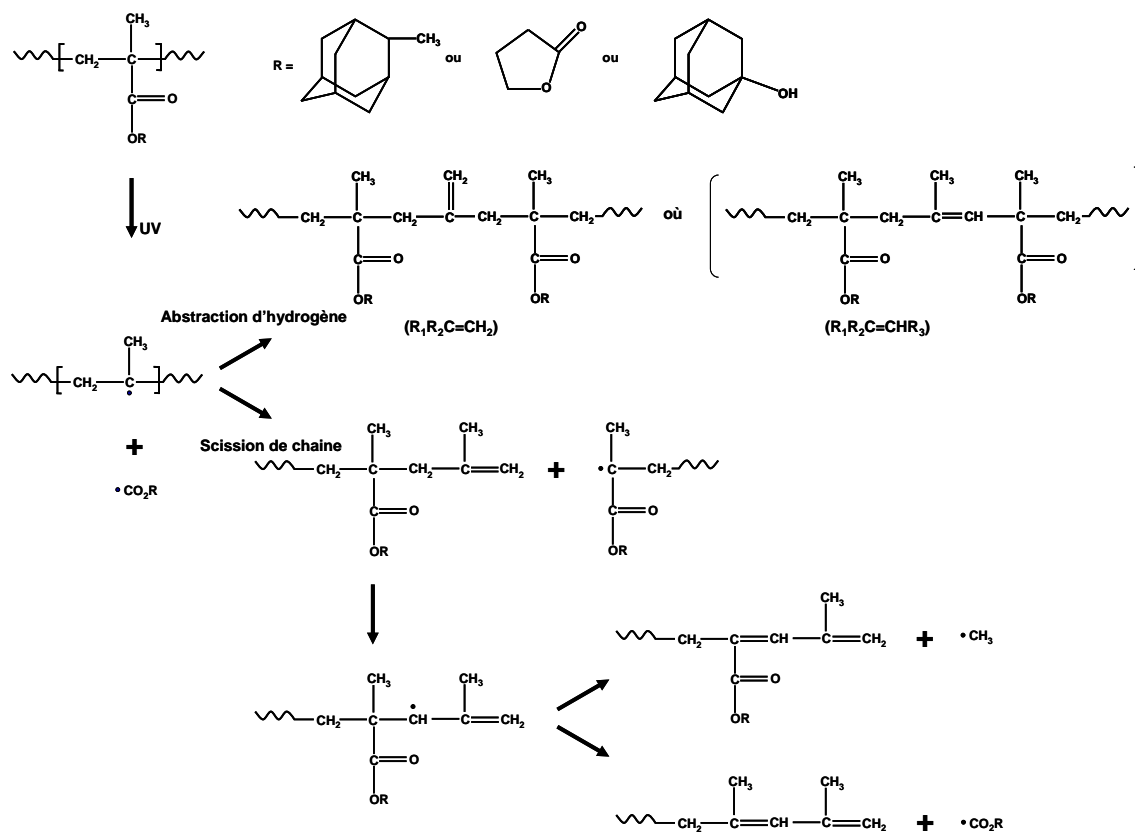


FIGURE IV.8 – Schéma de la formation de doubles liaisons C=C induite par les rayonnements UV du plasma.

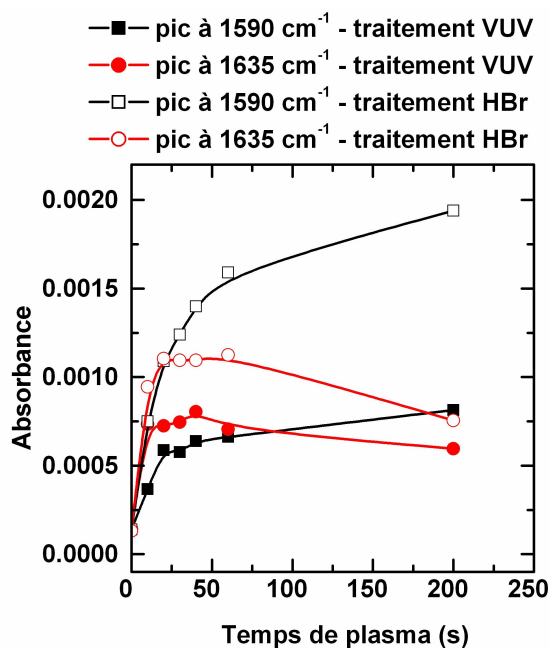


FIGURE IV.9 – Evolution des pics d'absorbance infrarouge des liaisons C=C, situés à 1590 cm^{-1} et 1635 cm^{-1} en fonction du temps d'exposition aux traitements HBr et UV.

de réticulation est élevé, les liaisons entre les chaînes forment un réseau tridimensionnel rendant la structure très résistante et insoluble dans les solvants organiques. A l'opposé, lorsque le phénomène de scission de chaînes domine, la mobilité accrue de celles-ci peut engendrer une baisse de la température de transition vitreuse (T_g) du polymère. Les mécanismes de réticulation et de scission de chaînes pour des polymères proches de nos résines tel que le PMMA ont été étudiés par de nombreux auteurs [135, 136]. Hall *et al.* ont par exemple montré que la solubilité du PMMA changeait en fonction du flux d'électrons et du flux des ions H^+ , He^+ et O^+ [135].

Ils ont montré que la solubilité du PMMA augmente avec le flux et diminue ensuite de manière progressive. Corelli *et al.* [137] ont observé que le PMMA exposé à un flux inférieur à $6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$ de H^+ (énergie comprise entre 50 et 150 keV), subissait des scissions de chaînes alors qu'il réticulait pour des flux plus importants ($> 6 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2}$). De plus, il a été montré que le PMMA pouvait se transformer d'une résine positive à une résine négative (résine réticulée) lorsque le flux ionique d'implantation augmentait [136, 138]. D'après ces études il est donc plausible de supposer que de tels phénomènes peuvent survenir lors de l'exposition de nos résines aux UV.

Dans les parties suivantes nous allons étudier de manière plus approfondie le phénomène de réticulation lorsque la résine est exposée aux traitements HBr et UV. La dégradation de la résine en volume par le plasma n'est pas le seul phénomène qui peut survenir. Il est en effet possible que la surface soit modifiée différemment du volume. D'après les figures IV.7 et IV.9, on peut observer que le pic à 1590 cm^{-1} est davantage prononcé lorsque la résine est exposée au plasma HBr que lorsque qu'elle est exposée au traitement UV, ce qui confirme que la formation de doubles liaisons C=C conjuguées est plus importante lorsque la résine est exposée à l'intégralité du plasma. Comme nous allons le voir dans la section suivante ce pic est principalement lié à la formation d'une couche de type carbone amorphe sur la surface de la résine.

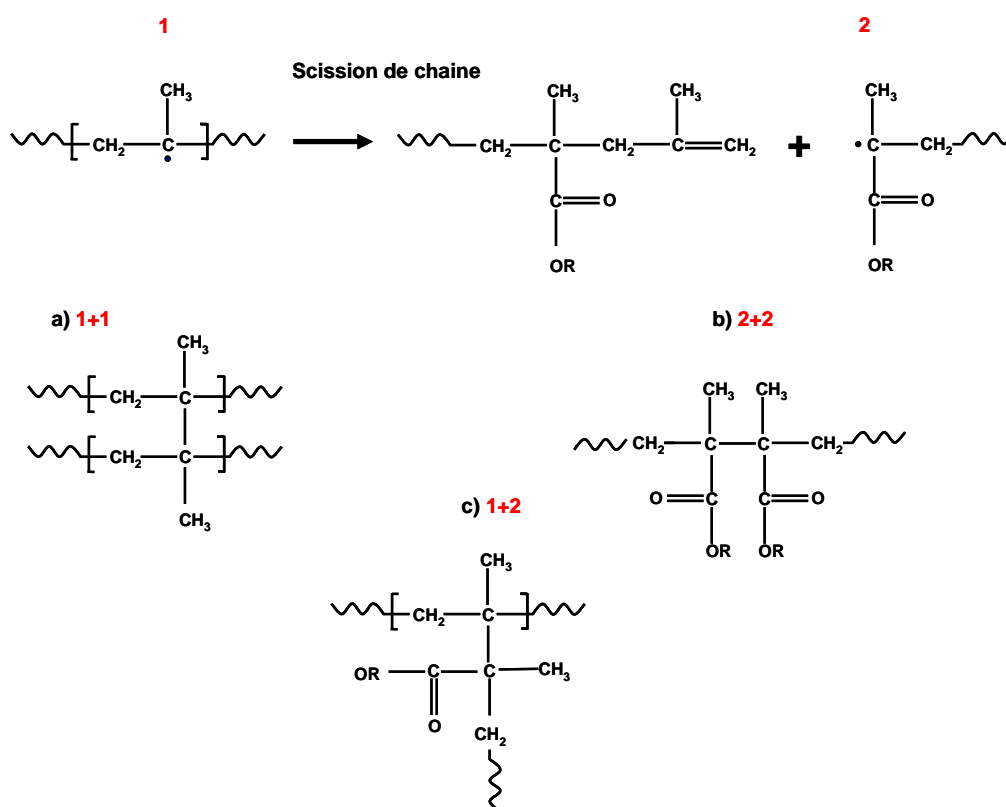


FIGURE IV.10 – Illustration schématique du phénomène de a) réticulation b) recombinaison de fragment de chaînes et c) ramification du polymère conduisant à la formation de liaisons C-C.

2 Spectroscopie Raman

Dans notre étude, la spectroscopie Raman est utilisée pour compléter les observations faites en FTIR, particulièrement lorsque nos polymères présentent des liaisons symétriques. Les spectres FTIR et Raman d'une résine de référence sont quasi similaires entre 1100 et 4000 cm^{-1} , exception faite des signaux liés aux modes d'élongation des liaisons C=O (1700-1800 cm^{-1}) et C-O-C (1100-1200 cm^{-1}), moins intenses en Raman qu'en FTIR en raison de la forte polarité de ces liaisons. Après exposition des résines au plasma HBr, deux nouveaux pics font leur apparition dans le spectre Raman [57, 58], situés à 1320 cm^{-1} et à 1605 cm^{-1} , comme illustré sur la figure. IV.11. Ces deux pics observés sur le spectre Raman sont très proches de ceux répertoriés dans la littérature [139] pour le carbone amorphe et le graphite "désordonné", à savoir un pic autour de 1350 cm^{-1} (pic D) et un pic vers 1580 cm^{-1} (pic G).

Le pic G est attribué au mode E_{2g} de vibration d'élongation des atomes de carbone sp^2 dans le plan tandis que le pic D est dû au mode "respiratoire" A_{1g} des six atomes de carbone sp^2 présents dans le composé aromatique (Fig. IV.12). Notons que ce dernier mode est silencieux dans le graphite parfait et ne devient actif qu'en présence de "désordre" [140, 141]. Les mécanismes conduisant à la formation de ces deux pics avec le plasma d'HBr sont encore mal compris, mais certains points ont déjà pu être éclaircis. D'une part,

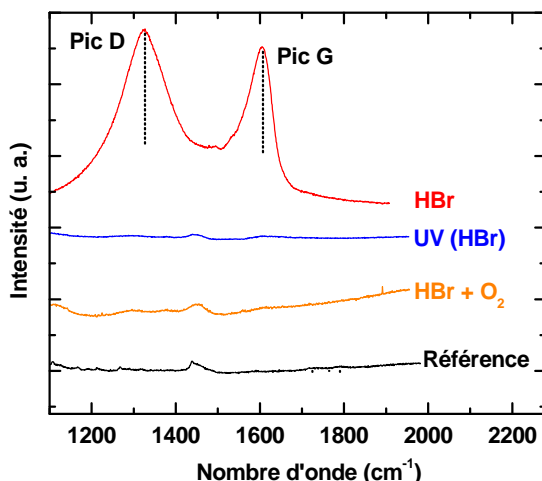


FIGURE IV.11 – Spectre Raman (Région 1100-1700 cm^{-1}) des résines soumises au plasma HBr, aux UV et au plasma HBr suivi d'un plasma de O_2 .

la formation des atomes de carbone sp^2 ne peut être uniquement liée au rayonnement UV. On peut en effet observer sur la figure IV.11 que lorsque la résine est uniquement exposée aux UV du plasma HBr, le spectre ne présente pas de pics G et D [58]. D'autre part, nous avons mis en évidence que les atomes de carbone sp^2 n'étaient présents qu'en surface de la résine. Pour cela nous avons appliqué un plasma O_2 sur la résine traitée par HBr afin de retirer uniquement les 10 premiers nanomètres de la surface de la résine.

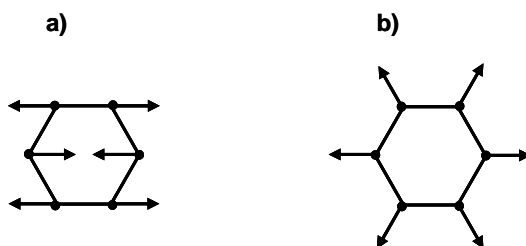


FIGURE IV.12 – Modes vibrationnels a) G et b) D des atomes de carbone

D'après la figure IV.11, on remarque que lorsque la couche de surface de la résine exposée au plasma HBr est retirée par le plasma d' O_2 , les pics G et D disparaissent du spectre Raman. Cette expérience confirme que les atomes de carbones sp^2 sont présents uniquement en surface. Il est donc fort probable que le pic à 1590 cm^{-1} observé sur le spectre FTIR d'une résine exposée à un plasma d'HBr (Fig. IV.7) soit la signature d'une couche carbone amorphe présente en surface. Dans la littérature, cette signature graphite a été observée lorsque des polymères sont exposés à des flux très énergétiques d'électrons ou d'ions. Cho *et al.* [142] ont par exemple montré que lorsque le PMMA est irradié par un faisceau d'électrons de 60 keV avec un flux de l'ordre de 10^{17} cm^{-2} , les pics D et G (situés à 1360 cm^{-1} et 1580 cm^{-1}) sont présents. Ils attribuent la présence de ces pics au carbone amorphe hydrogéné (a-C:H pour "hydrogenated amorphous carbon") comprenant des clusters de graphites. Ils montrent également que la surface du polymère est transformée davantage par rapport au volume. Les résultats obtenus par Koval [143] montrent par ailleurs que l'exposition du PMMA à des ions d'argon (d'énergie 250 eV et de flux 10^{17} cm^{-2}) engendre la formation d'une couche de type graphite : ils estiment son épaisseur à 10 Å . La couche graphite reste localisée à l'extrême surface là où les ions et/ou les

électrons transmettent le maximum d'énergie et permettent ainsi de briser des liaisons covalentes et de transformer la surface en carbone amorphe. Dans les conditions du plasma HBr que nous utilisons, l'énergie et le flux des ions sont respectivement de l'ordre de l'eV et de 10^{15} cm^{-2} , ce qui est bien inférieur aux énergies employées par d'autres auteurs pour former une couche graphite sur du PMMA [142, 143]. Il est donc fort probable que les mécanismes de formation de la couche graphite après plasma d'HBr soient différents dans notre cas et que le bombardement ionique joue un faible rôle.

Des expériences récentes de Microscope Electronique à Transmission (TEM) sur des motifs de résine exposée au plasma HBr, menées dans le cadre de la thèse de Mélisa Brihoum au LTM, ont montré la présence d'un fin dépôt carboné de 3 nm au fond des structures. D'après ces résultats, il semblerait que la couche de carbone amorphe soit formée à partir de dépôt d'espèces "carbonées" provenant de la phase gazeuse. En effet, lors de l'exposition des résines à un traitement plasma HBr, des produits carbonés issus de la dégradation de la résine par la lumière du plasma ("photoetching") sont dégazés. Des analyses de spectrométrie de masse lors d'expériences de photoetching sur des résines 193 nm [126, 128, 129] ont montré que les produits de "gravure" détectés sont relativement volatils (CO , CO_2 , CH_4) et ne présentent pas d'atomes de carbone hybridé sp^2 . On peut donc supposer qu'une fois dans la phase gazeuse, ces espèces volatiles peuvent être dissociées et former des produits moins volatils pouvant se déposer sur les surfaces. La présence de dépôts carbonés sur des surfaces au potentiel plasma (parois du réacteur ou plaquette de silicium) lors de la gravure d'une résine n'est pas surprenant et a déjà été mise en évidence lors de procédés de gravure dits d'érosion de cote résine ("resist trimming") [45]. En revanche, la signature "carbone amorphe" ou "graphite" de ce dépôt est plus surprenante. Une question reste ainsi en suspens : est ce que cette couche se dépose directement sous forme de graphite ou alors se transforme-t-elle en "graphite" pendant le dépôt ?

On peut également se demander quel est le rôle joué par l'hydrogène, le brome radicalaire et le bombardement ionique dans l'organisation de ces produits pour la formation d'une couche de type graphite. Comme nous le verrons au chapitre V, un plasma d' H_2 pur ne conduit pas à la formation de cette couche graphite. De plus, il est connu que l'hydrogène tend plutôt à limiter la formation de carbone sp^2 par substitution. Nous supposons que le brome radicalaire peut jouer un rôle dans la formation de cette couche graphite. Néanmoins, l'apport énergétique des ions peut également contribuer à l'organisation du polymère dans une structure type graphite.

3 Expérience de dissolution

Afin de mieux comprendre les mécanismes de réticulation et de "graphitisation", des expériences de dissolution ont été effectuées sur des résines exposées aux traitements HBr et UV. Cela consiste à "tremper" les échantillons dans un solvant organique tel que l'acétone. Ce dernier est connu pour être un solvant efficace de polymères à base de méthacrylate, comme notre résine 193 nm [130]. Or, lorsque le polymère présente un poids moléculaire plus important, (par exemple lorsqu'il est réticulé ou présente la signature graphite), il ne se dissout plus dans l'acétone [143, 144].

En utilisant ce solvant, nous avons constaté que pour des temps d'exposition inférieurs ou égaux à 60 s au traitement UV, la résine se dissout dans l'acétone. En revanche, pour des temps plus longs, elle devient insoluble. On peut donc émettre l'hypothèse que pour des doses d'exposition élevées, supérieures ou égales à 60 s, la résine est réticulée.

D'autres expériences de dissolution ont également montré que les résines 193 nm peuvent réticuler sous l'action des rayonnements UV. Kesters *et al.* [144] ont révélé que la résine 193 nm devient insoluble dans le NMP (N-méthyl-2-pyrrolidone) lorsqu'elle est soumise à des rayonnements UV de longueur d'onde de 172 nm (densité de puissance de 5 mW/cm²). Ils ont également observé que pour des faibles doses d'exposition (< 1200 mJ/cm²) à une longueur d'onde plus élevée (283 nm), la solubilité de la résine augmente par rapport à celle de référence, alors quelle diminue pour des doses plus fortes. Ils expliquent l'augmentation de la solubilité de la résine par les mécanismes de scission de chaînes et sa diminution par des mécanismes de réticulation. Pour des photons plus énergétiques (longueur d'onde de 172 nm), les mécanismes de réticulation dominent, rendant ainsi la résine insoluble dès l'exposition à une faible dose (≈ 300 mJ/cm²).

Réticulation			
Temps d'exposition	Traitement UV	Traitement HBr	Traitement HBr +O ₂
10s	non	oui	non
30s	non	oui	non
60s	oui	oui	oui
100s	oui	oui	oui

TABLEAU IV.1 – Résumé des expériences de dissolution avec de l'acétone

Leurs résultats sont en accord avec les nôtres, montrant une insolubilité de la résine dans le solvant pour des temps longs (forte dose) d'exposition au rayonnement UV. En revanche dans notre expérience, la résine exposée au plasma HBr est insoluble dans l'acétone, quel que soit le temps d'exposition. Cela n'est pas surprenant puisque la couche de type graphite se formant sur la surface, protège le reste du film. Lorsque cette couche surfacique est retirée à l'aide du plasma d'O₂, nous avons vérifié que la résine retrouvait sa solubilité dans le solvant pour des temps inférieurs à 60 s. Ce résultat vient donc appuyer le fait que la nature de la surface de la résine exposée au traitement HBr est différente du reste du film. Le volume de la résine traitée par le plasma d'HBr semble donc similaire à celui de la résine exposée uniquement aux UV mais la couche surfacique réduit la perméabilité du matériau et empêche la dissolution de la résine.

4 Ellipsométrie spectroscopique

Pour compléter ces études, des analyses ellipsométriques ont été effectuées sur nos résines après différents temps de traitement HBr et UV. Les résultats expérimentaux ont été ajustés à partir d'un modèle de dispersion disponible sur le logiciel de l'équipement : le "double new amorphous" [57, 58, 65]. Le modèle de dispersion nous donne un indice de réfraction de la résine de référence de $n = 1.52$ et un indice d'extinction du milieu

$k = 0$ pour une longueur d'onde de 633 nm [58]. Ces indices sont très proches de ceux du PMMA. L'épaisseur de résine traitée par les UV a été ajustée par un modèle de dispersion monocouche. En revanche, suivant les analyses précédemment menées, un modèle bicouche a été utilisé pour la résine traitée par plasma d'HBr : une couche inférieure pour laquelle les paramètres de la loi de dispersion sont fixés à partir des valeurs obtenues avec la résine exposée aux UV et une couche supérieure pour laquelle les paramètres de la loi sont proches de ceux obtenus pour du carbone amorphe [57, 58].

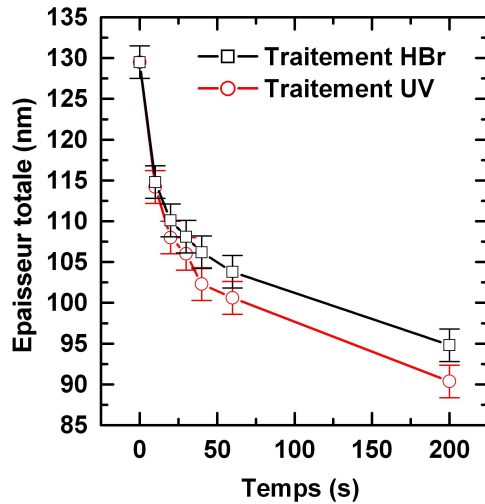


FIGURE IV.13 – Evolution de l'épaisseur de la résine en fonction du temps du traitement HBr et UV.

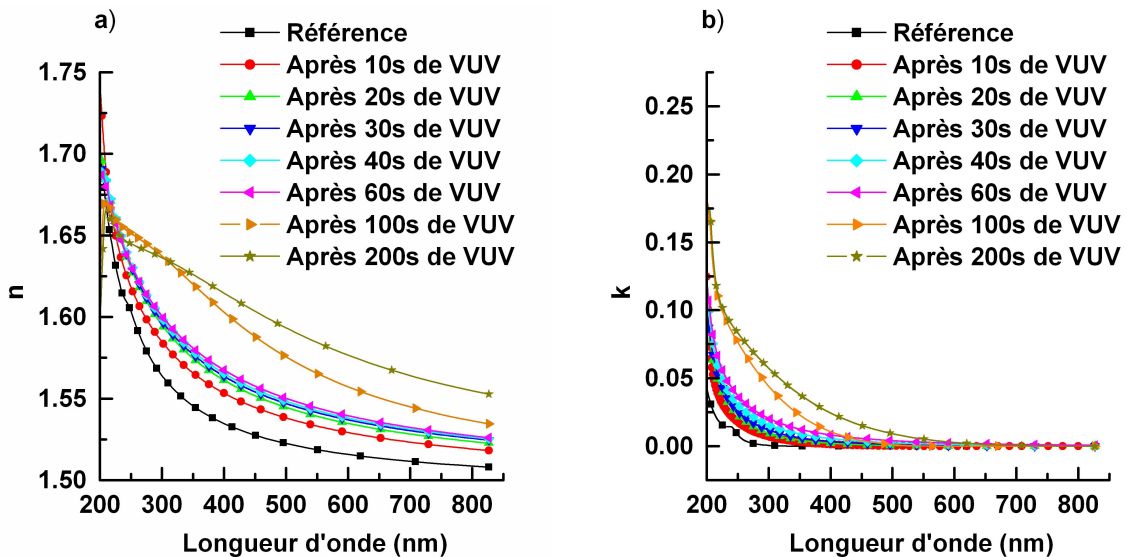


FIGURE IV.14 – Courbes de dispersion des résines exposées au traitement UV pour différents temps de plasma.

L'évolution de l'épaisseur des deux résines en fonction du temps, représentée sur la figure IV.13, révèle que les deux traitements conduisent à une perte d'épaisseur similaire, bien que cette perte soit légèrement moins importante dans le cas du plasma HBr. Ces résultats montrent que la perte d'épaisseur est principalement due aux réactions entre les

UV du plasma et la résine photosensible. D'après les spectres FTIR, l'émission du plasma conduit à un clivage des liaisons C-O-C et C=O, permettant ensuite le dégazage de produits volatils tels que CO, CO₂ et CH₄ qui engendre une compaction du film. La perte d'épaisseur est donc plutôt reliée à une densification du film de résine provenant d'une modification en volume de la résine qu'à un phénomène de gravure. La légère différence entre les deux traitements peut s'expliquer par la formation de la couche dense avec le plasma HBr. En effet, une telle couche peut réduire l'évacuation des produits volatils et donc limiter la perte d'épaisseur du film de résine et sa compaction. Ceci est mis en évidence par les analyses chromatographiques de la section suivante.

L'évolution des courbes de dispersion (indices n et k) des résines exposées aux UV est représentée sur la figure IV.14. On observe que les indices optiques augmentent légèrement entre 10 s et 60 s. Au delà de 60 s, une forte augmentation des indices n et k est observée. En accord avec les expériences de dissolution, il est possible que cette augmentation des indices, soit liée au phénomène de réticulation du polymère de résine.

5 Chromatographie en phase gazeuse

Les analyses de chromatographie ont été effectuées en collaboration entre le LTM et le LETI. Cette technique nous a permis d'approfondir la compréhension des conséquences de l'exposition des résines au plasma d'HBr. Dans un premier temps, les échantillons à analyser (films de résine sur silicium dans notre cas) sont introduits dans une chambre de désorption chauffée à différentes températures. Les espèces dégazées de l'échantillon sont récoltées dans un tube pour analyse (Fig. IV.15).

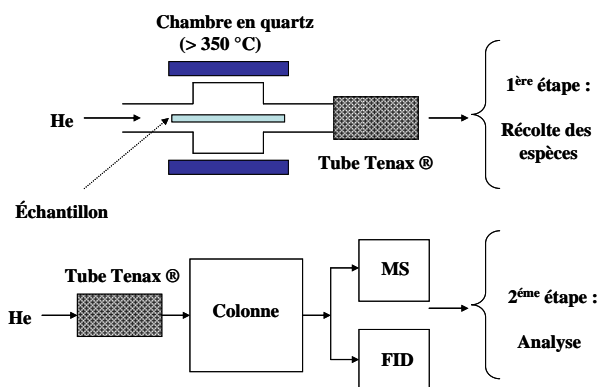


FIGURE IV.15 – Schéma du dispositif expérimental des analyses chromatographiques

Elles sont ensuite thermiquement désorbées et envoyées dans la colonne chromatographique, véhiculées par un gaz porteur. Selon leurs affinités avec la phase stationnaire, les espèces mettent plus ou moins de temps à sortir de la colonne. Enfin, en sortie, ces espèces sont divisées entre un spectromètre de masse (MS) pour identification et un détecteur à ionisation de flamme (FID) pour une quantification précise [145, 146]. Dans cette étude, la résine utilisée est le polymère modèle de la figure IV.2 dont la structure est identique au polymère de la résine commerciale. Le polymère modèle est bien représentatif de notre résine commerciale puisqu'il présente la même formulation chimique. La seule différence est qu'il est exempt de photogénérateur d'acide (PAG, cf. chapitre I)

et d'éventuels additifs présents dans la résine commerciale. Notons que la formulation de cette résine a été préparée avec les solvants PGMEA (Poly Propylène Glycol Methyl Ether Acetate) et cyclohexanone [145]. Afin que les espèces puissent dégazer, les films de résine sont chauffés jusqu'à une température de 100 °C (avec une rampe en température de 4 °C/min) et maintenus à cette température pendant 10 min. Dans cette étude, les échantillons de résine traités par HBr et UV ont été exposés à 30 s de traitement.

La figure IV.16 illustre le chromatogramme de la résine non traitée. Ce graphique représente le pourcentage des espèces dégazées en fonction du temps de rétention. L'identification des pics en fonction du temps de rétention est effectuée grâce à des tables fournies par le logiciel de la technique. Les seuls pics que l'on peut observer apparaissent à 12.45 et 14.88 min et correspondent tous deux au solvant c'est-à-dire au PGMEA et au cyclohexanone (Tableau IV.2).

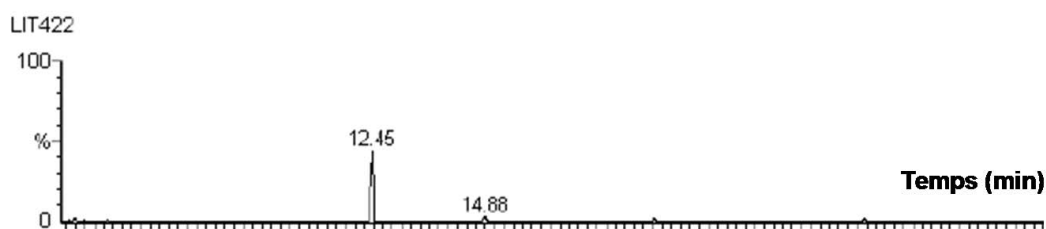


FIGURE IV.16 – Chromatogramme d'une résine de référence (polymère modèle).

Ceci révèle que les groupements protecteur et lactone ne peuvent pas se détacher de la chaîne du polymère lorsque la résine est chauffée jusqu'à une température de 100 °C.

La résine exposée au plasma HBr a été analysée selon le même protocole que celui précédemment décrit. Le chromatogramme (Fig. IV.17 (a)) de cet échantillon est similaire à celui correspondant à la résine de référence : le dégazage détecté provient essentiellement du solvant. Pour la résine exposée au traitement UV (Fig. IV.17), on remarque que le taux de désorption des espèces est beaucoup plus important. D'après les tables de chromatographie, les pics à 23.1 et 24.2 min correspondraient au groupement protecteur adamantane tandis que le pic à 26.7 min serait relatif au groupement polaire (Tableau IV.2). Ces deux groupements sont donc détachés de la chaîne principale par l'action des UV et restent en partie libre dans le film avant d'être désorbés lors du chauffage. Le fait que ces espèces ne soient pas détectées lors du dégazage de la résine traitée avec le plasma HBr, peut s'expliquer par la présence de la couche de type graphite. En effet, une telle couche surfacique peut piéger les espèces et donc en empêcher la désorption. De ce fait, on observe que lorsque cette couche surfacique est retirée par l'application du plasma d'O₂, les groupements sont alors libérés du film et le chromatogramme obtenu ressemble à celui de la résine traitée par les UV (Fig. IV.17 (c)).

Ces résultats renforcent l'hypothèse selon laquelle la signature graphite observée au Raman est uniquement surfacique. Des expériences similaires, effectuées avec de la résine comprenant du PAG [146], ont montré des résultats identiques, à ceci près que le taux






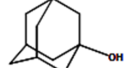
Composé	Structure chimique	Temps de rétention (min)	Origine
PGMEA		12.8	Solvant
Cyclohexanone		14.5	Solvant
Butyrolactone		15.7	Groupe lactone
Méthylène adamantane		23.4	Groupe protecteur
Méthyle adamantane		24.5	Groupe protecteur
Hydroxyde adamantane		26.7	Groupe polaire

TABLEAU IV.2 – Structure chimique relative au temps de rétention obtenus à l'aide des expériences de chromatographie.

de dégazage de la résine sans PAG est moins élevé que celui de la résine avec PAG. Cela n'est pas surprenant puisque dans ce dernier cas, pendant l'exposition au plasma le PAG peut réagir avec les photons et libérer un acide H^+ . Lors de l'étape de chauffage, le détachement du groupement adamantane de la chaîne peut donc être accentué (similaire au mécanisme de déprotection).

D'après la figure IV.17, on peut remarquer qu'aucun pic ne correspond au temps de rétention de 15.7 min du groupement lactone (Tableau IV.2). Comme nous l'avons vu, les analyses FTIR révèlent que les UV induisent une diminution significative de la fonction lactone dès les dix premières secondes de plasma (Fig. IV.17). Lors du traitement UV, on peut supposer que cette fonction est clivée de la chaîne principale et dégaze du film, soit sous forme de lactone entière ou sous forme de fragments volatiles. Par exemple, une ouverture du cycle de lactone induite par les UV conduirait à une décomposition de ce cycle en fragments plus volatils comme le CO et le CO_2 . Ainsi, la plupart des fonctions lactones ne sont plus présentes après le traitement UV puisqu'elles sont décomposées en molécules plus petites et sont évacuées du film. En revanche les fonctions adamantanes sont seulement détachées de la chaîne principale mais restent libres dans le film de résine et ne sont dégazées que si le film est chauffé au-delà de 100 °C.

6 Température de transition vitreuse

La température de transition vitreuse (T_g) de nos résines a été déterminée grâce à la technique de DMA (Chapitre II). La figure IV.18 montre l'évolution de la T_g en fonction du temps de traitement HBr et UV. La T_g chute de manière significative de 170 °C à 120-130 °C, dès les premières secondes puis se stabilise pour des temps supérieurs à 30 s quel que soit le traitement.

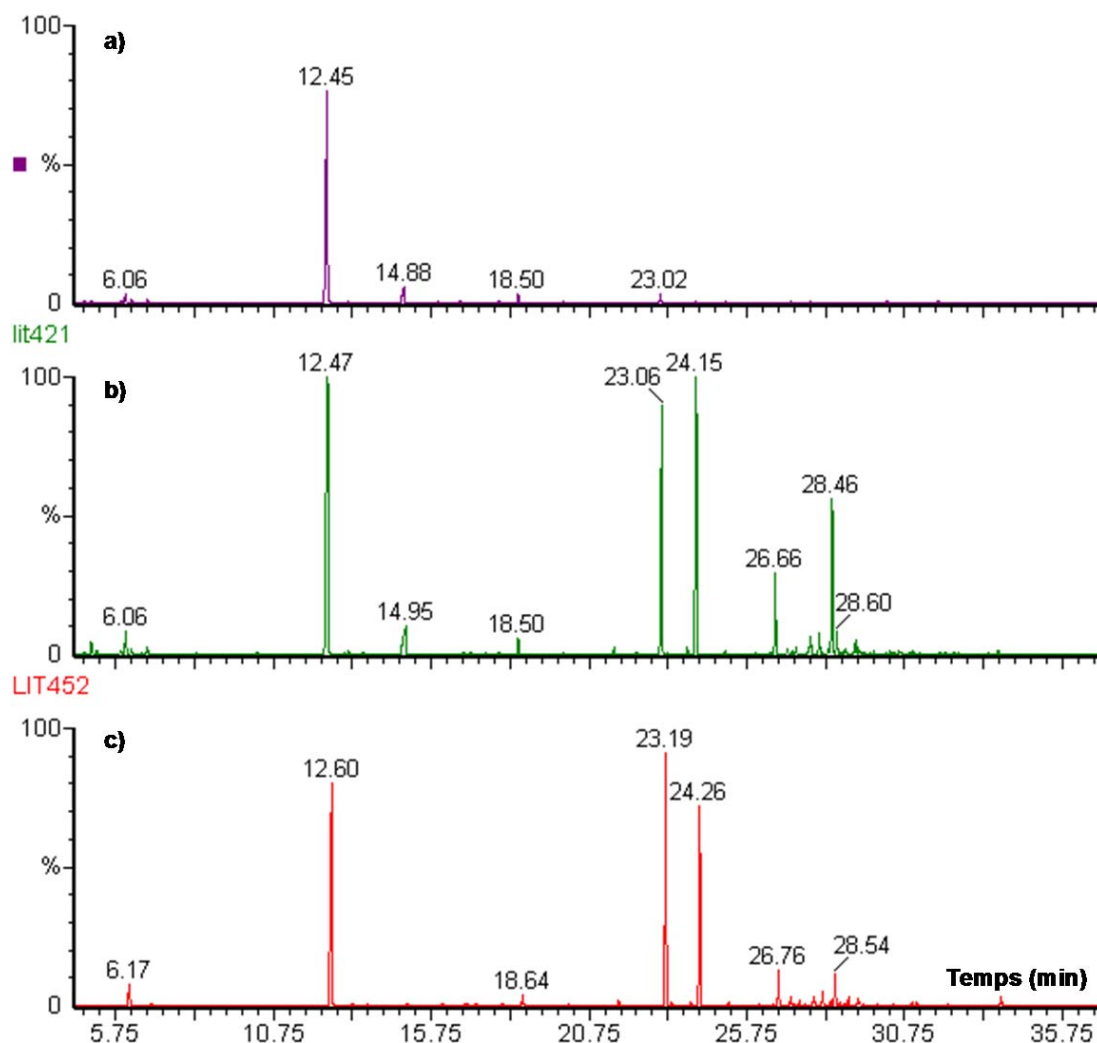


FIGURE IV.17 – Chromatogrammes des résines (polymères modèles) exposées a) au plasma HBr, b) au traitement UV et c) au plasma HBr suivi d'un plasma de O₂.

Ces analyses montrent que les modifications chimiques, induites par les traitements UV et HBr, conduisent à une évolution similaire de la T_g , malgré la présence de la couche de type graphite. La chute de la T_g peut être attribuée à plusieurs mécanismes survenant en même temps comme le clivage des groupements latéraux ou la scission de la chaîne principale. En effet ces phénomènes engendrent une diminution de la masse molaire du polymère ce qui induit une diminution de la T_g . De plus, cette chute peut aussi être liée à la présence des groupements libres confinés dans le film de résine. La présence de ces groupements libres (comme l'adamantane) peut en effet agir comme des plastifiants expliquant ainsi la diminution de la T_g [130, 147].

Néanmoins on peut également remarquer qu'aucune différence de T_g n'est observée entre 30 s et 100 s de traitement. Or, d'après les expériences de dissolution nous avons

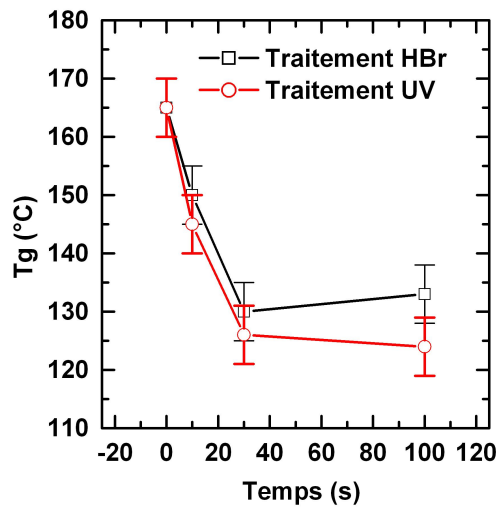


FIGURE IV.18 – Evolution de la T_g des résines exposées au traitement HBr et UV en fonction du temps de plasma.

émis l'hypothèse que la résine peut potentiellement réticuler au delà de 60 s. Dans ces conditions on devrait s'attendre à une augmentation de la T_g puisque la masse molaire augmente, ce qui n'est pas le cas ici [148]. En effet la T_g est égale à 126 °C à 30 s de traitement UV et 124 °C à 100 s de traitement. Il est donc difficile d'après ces analyses de mettre en évidence les phénomènes de réticulation de la résine.

7 Rugosité de surface

Nous avons vu que la surface de la résine exposée au traitement plasma HBr diffère de celle traitée par les UV par la présence d'une couche de type graphite. Nous avons voulu étudier de quelle manière la rugosité de surface évolue lors de l'application de tels traitements. A l'aide de l'AFM, nous avons mesuré la rugosité RMS de la surface de la résine pour chaque temps d'exposition aux traitements HBr et UV. D'après la figure IV.19, on peut observer que la rugosité de la résine exposée aux UV du plasma n'évolue pas et reste lisse, semblable à la résine de référence. En revanche, pour la résine traitée par HBr, la rugosité RMS augmente dès les premières secondes de plasma, avant de se stabiliser après 60 s.

Ces résultats sont cohérents avec d'autres études montrant que l'exposition de la résine 193 nm aux UV ne dégrade pas la rugosité, tandis que l'exposition simultanée aux rayonnements UV et au bombardement ionique conduit à une augmentation de la rugosité de surface [116, 125, 127, 149]. Certains auteurs proposent une explication de cette augmentation de rugosité, basée sur la différence de propriétés mécaniques entre la couche superficielle et le volume du film de résine [116, 127, 150–152]. Bruce *et al.* [150, 151] ont en effet suggéré qu'un mécanisme de "plissement" explique l'accroissement, à l'échelle nanométrique, de la rugosité de la surface de polymères exposés à des plasmas. L'amorce d'un tel "plissement" nécessite une contrainte compressive supérieure à une valeur critique σ_c , déterminée par les propriétés mécaniques des deux couches. En faisant l'hypothèse que

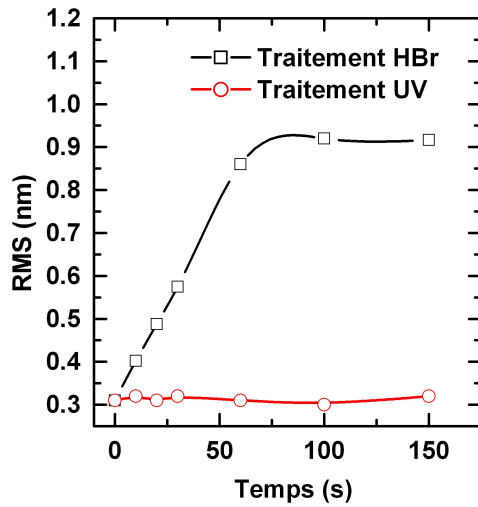


FIGURE IV.19 – Evolution de l'état de surface des résines exposées aux traitements HBr et UV.

les deux couches sont élastiques, alors σ_c est donné par :

$$\sigma_c = \frac{E_f}{4(1 - \nu_f^2)} \left[\frac{3E_s(1 - \nu_f^2)}{E_f(1 - \nu_s^2)} \right]^{2/3} \quad (\text{IV.3})$$

où E et ν sont le module d'élasticité et le coefficient de Poisson, et les indices f et s correspondent à la couche "dure" et le volume "souple", respectivement.

Nest *et al.* [125, 127] ont montré que lorsque la résine est simultanément exposée à des rayonnements UV et des ions d' Ar^+ , la rugosité de surface est davantage dégradée que lorsqu'elle est uniquement exposée au bombardement ionique. Ils observent également que lorsque l'intensité de rayonnement UV augmente (tout en gardant le flux et l'énergie ionique constants) la rugosité de surface se détériore. Finalement, ils mettent en évidence que la combinaison du bombardement ionique, de l'exposition UV, et de la température du substrat a une influence importante sur l'augmentation de la rugosité RMS de la résine. Ils expliquent cette augmentation par la différence de nature entre la couche surfacique et la couche sous-jacente. La surface est en effet modifiée par les ions, devenant rigide sous l'action de ceux-ci. La couche sous-jacente est quant-à-elle modifiée par les UV qui induisent une diminution de sa T_g et de son module de Young, conduisant à une augmentation de la mobilité des chaînes de polymères. Cela se traduit par une relaxation des contraintes emmagasinées dans la couche surfacique 2D, induisant l'accroissement de la rugosité.

Chung *et al.* [116, 153] ont étudié l'action simultanée des ions (Ar^+), des rayonnements UV et des électrons sur la rugosité de résine. Ils montrent que pour un flux électronique faible ($< 4 \text{ mC/cm}^2$), la rugosité augmente en fonction du flux. Ils expliquent que dans ces conditions de faible flux électronique, l'action des UV et des ions conduit préférentiellement aux mécanismes de scission de chaîne plutôt qu'aux mécanismes de réticulation, engendrant une baisse de la T_g et du module de Young. Ils observent en revanche que pour des flux d'électrons plus importants ($> 4 \text{ mC/cm}^2$), la rugosité diminue. Ils émettent l'hypothèse que dans ce cas, le mécanisme de réticulation est prédominant, ce qui

augmente le module de Young du polymère en volume et empêche la relaxation des contraintes mécaniques de la couche surfacique.

Basée sur cette théorie, l'évolution de la rugosité de surface de la résine exposée au plasma HBr (Fig. IV.19) peut être partiellement comprise. Lorsque la résine est exposée au plasma d'HBr, un dépôt de carbone amorphe rigide se forme sur la résine volumique modifiée par les UV. D'après les analyses de dissolution, nous avons vu que pour des temps inférieurs à 60 s, la résine soumise aux UV subit essentiellement des scissions de chaînes et n'est pas réticulée (ou faiblement). Ainsi, pour des faibles doses (faible flux), la différence de propriétés mécaniques entre la couche volumique souple et la couche surfacique rigide "plisse" la surface et fait croître la rugosité. Pour des temps plus longs la résine réticule, les chaînes deviennent moins mobiles et le module de Young de la résine volumique augmente, ce qui n'entraîne pas de rugosité supplémentaire comme on peut le voir pour des temps supérieurs à 60 s (Fig. IV.19).

IV.1.1.3 Synthèse

Nous avons vu que les résines exposées aux traitements HBr et UV subissent des modifications en volume et en surface. Les modifications chimiques en volume sont identiques pour les deux traitements et sont entièrement dues aux émissions UV du plasma HBr. Les rayonnements UV engendrent un clivage des groupements latéraux et induisent des scissions de chaîne du polymère pour des temps courts d'exposition (inférieurs à 60 s). Ces mécanismes sont principalement responsables de la chute de la T_g du polymère comme l'indiquent les analyses DMA. Pour des temps d'exposition supérieurs à 60 s, la résine devient insoluble dans le solvant organique, ce qui suggère que le polymère est réticulé. Les mêmes mécanismes affectent le volume de la résine, que celle-ci ait été traitée par HBr ou par UV. La principale différence entre les deux traitements est la présence d'une couche de type carbone amorphe (ou de type graphite) sur la surface de la résine exposée au traitement HBr. Cette couche engendre une différence de propriétés mécaniques avec le volume plus souple de la résine et conduit à une détérioration de la rugosité de surface. Nous savons maintenant que cette couche est formée à partir d'espèces carbonées provenant de la phase gazeuse. Dans la partie suivante nous allons étudier l'impact de ces deux traitements sur le LWR et les profils de motifs de résine.

IV.1.2 Impact du plasma d'HBr sur des motifs de résine

Les substrats utilisés dans cette étude sont des motifs de résine IM5010 isolés de 75 nm de large et 120 nm de haut imprimés grâce à la lithographie 193 nm. Les motifs ont ensuite été exposés aux traitements HBr et UV.

IV.1.2.1 Profils

La figure IV.20 présente les images SEM d'une ligne de résine de référence et de celles exposées à chacun des traitements pendant 200 secondes dans les conditions précédemment décrites.

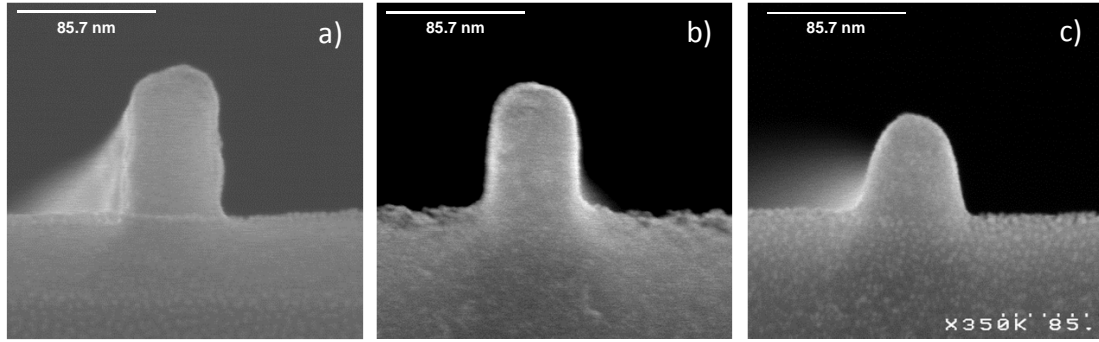


FIGURE IV.20 – Profils d’une résine 193 nm a) après l’étape de lithographie, b) après 200 s de traitement plasma HBr et c) après 200 s de traitement UV.

Les résines après lithographie et traitement HBr présentent un profil de type “carré”, alors que celles exposées aux UV ont un profil “arrondi”.

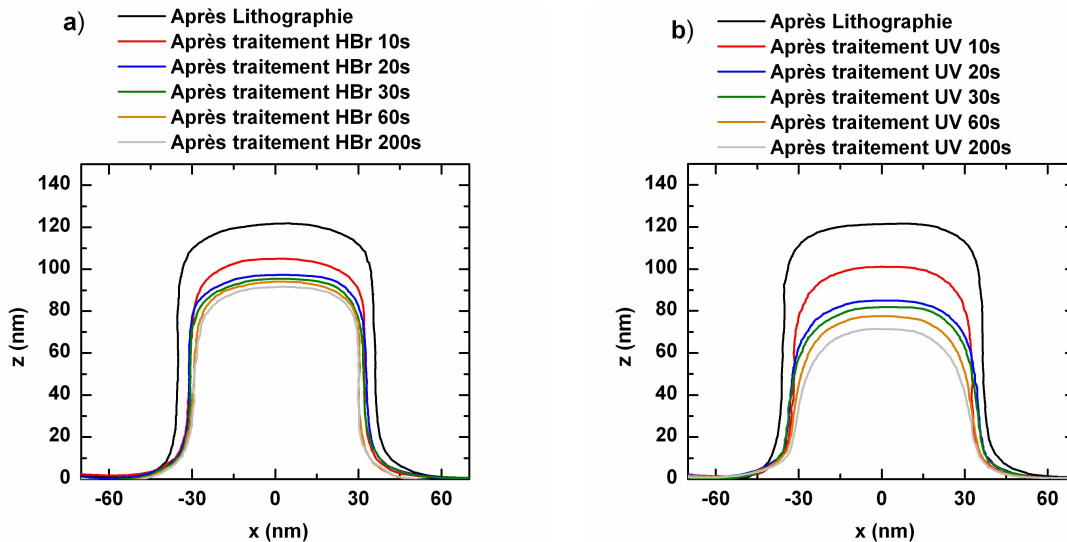


FIGURE IV.21 – Evolution du motif de résine reconstruit au CD-AFM, en fonction du temps avec a) le traitement plasma HBr et b) le traitement UV.

Les figures IV.21 montrent l’évolution de ces différents profils de résine obtenus avec le CD-AFM en fonction du temps de traitement HBr (Fig. IV.21 (a)) ou UV (Fig. IV.21 (b)). On observe que le profil de la résine exposée au traitement UV est plus “arrondi” que celui de la résine exposée au traitement HBr, quel que soit le temps d’exposition au plasma, confirmant les observations SEM. Un tel comportement pourrait s’expliquer par la présence de la couche carbone amorphe autour du motif de résine exposé au plasma HBr.

Afin de valider cette dernière hypothèse, nous avons effectué des expériences de dissolution sur les motifs de résine exposés à des traitements HBr et UV. Nous avons vu dans les sections précédentes que l’acétone dissout le film de résine exposé à de faibles doses d’UV (temps estimé à 60 s) alors qu’un film exposé au plasma HBr ne se dissout pour

aucun temps de traitement. Conformément aux résultats obtenus sur les films de résine dans la section IV.1.1, nous observons que pour des temps d'exposition inférieurs à 60 s aux rayonnements UV, les motifs de résine sont complètement dissouts dans l'acétone. Pour des doses d'UV supérieures, le motif de résine ne se dissout plus (Fig. IV.22).

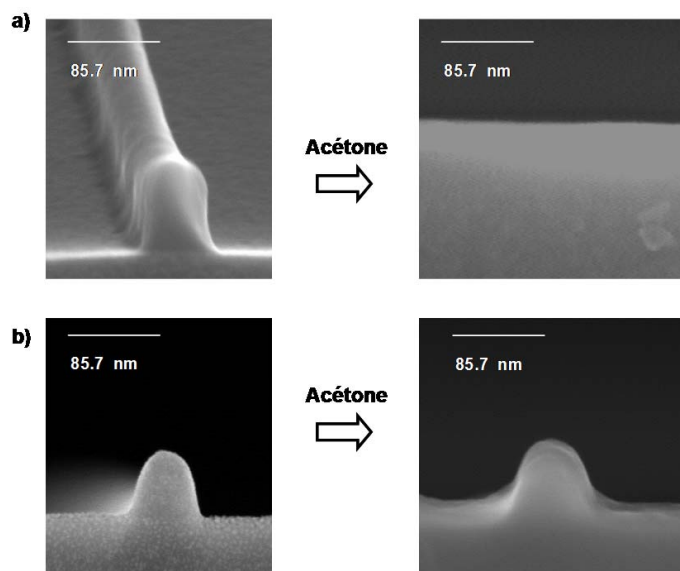


FIGURE IV.22 – Expériences de dissolution utilisant de l'acétone en tant que solvant pour des résines traitées par a) 60 s et b) 200 s de traitement UV.

Lorsque le motif est exposé au plasma d'HBr, le motif ne se dissout pas (Fig. IV.23 (a)). Cette insolubilité a été constatée quel que soit le temps d'exposition. Nous avons ensuite appliqué le plasma O_2 sur le motif de résine exposé au traitement HBr dans les conditions préalablement décrites afin de retirer la couche surfacique. On remarque sur la figure. IV.23 (b) que 30 nm du sommet et 10 nm de chaque flanc ont été gravés après application du plasma O_2 et que la résine est devenue soluble dans l'acétone. Les résidus présents proviennent de la gravure du BARC (Bottom Anti Reflective Coating, polymère organique utilisé en tant que couche antiréfléctive [57]) par le plasma d' O_2 .

Ces résultats confortent donc l'hypothèse selon laquelle une couche dense se forme tout autour du motif de résine. Cette couche limite la désorption des espèces et maintient le profil "carré". En revanche, au cours de ces études, nous n'avons pas réussi à déterminer si les flancs des résines présentaient ou non la signature graphite. En effet, bien qu'il ait été montré qu'une couche se dépose à partir de la phase gazeuse, sa nature pourrait être différente au sommet des motifs et sur les flancs. Une différence peut notamment apparaître lorsque le bombardement ionique joue un rôle dans la formation de la couche graphite, les ions directionnels n'interagissant qu'avec le sommet de la résine.

Nous pouvons cependant expliquer la raison pour laquelle les profils des résines traitées par les UV sont davantage arrondis que ceux des résines exposées au plasma entier. L'arrondissement du motif de résine est dû au fluage de celle-ci, lui-même lié au mé-

canisme de détachement des groupements latéraux et de scission de chaîne. Dans le cas du traitement HBr, en revanche, la couche dense qui se forme autour du motif de résine empêche le fluage de celle-ci, expliquant que les motifs restent " carrés " .

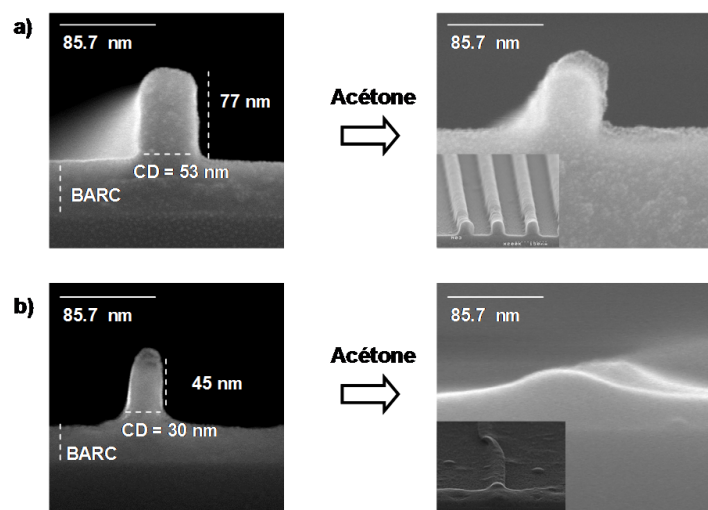


FIGURE IV.23 – Expériences de dissolution utilisant de l'acétone en tant que solvant pour des résines traitées par 30 s de plasma d'HBr a) avant et b) après application du plasma O₂.

IV.1.2.2 LWR

Nous avons également étudié l'évolution du LWR en fonction du temps d'exposition au plasma à l'aide du CD-AFM et du CD-SEM.

Dans le cas du CD-AFM, les rugosités ont été déterminées à partir de 5 mesures que nous avons moyennées tout au long de la hauteur des motifs de résine (Chapitre III). Les 5 mesures ont été réalisées sur le même segment (Annexe A) avec une pointe CDR120, l'utilisation d'une pointe plus fine étant impossible du fait des problèmes de contamination. De plus, le bruit de mesure n'a pas été corrigé, c'est pourquoi les valeurs de LWR doivent être interprétées avec précaution.

Dans le cas du CD-SEM, nous avons appliqué le protocole décrit dans les parties III.3.2 et III.4.2.1 du chapitre III, en utilisant 200 images afin d'extraire le bruit de mesure. Nous avons choisi de travailler à 4 frames d'intégration pour des motifs de résine de référence afin de limiter l'impact du faisceau d'électrons et à 16 frames d'intégration pour des résines exposées aux traitements (Chapitre III).

La figure IV.24 (a) montre l'évolution du LWR déterminé à partir du CD-AFM. On observe que pour les deux traitements (HBr et UV) le LWR diminue de manière significative durant les 10 premières secondes d'exposition au plasma et tend à se stabiliser après 60 s. De plus, l'amélioration du LWR est plus importante dans le cas du traitement UV que dans le cas du traitement HBr. Il faut cependant souligner que les valeurs

de LWR obtenues à l'aide du CD-AFM ne représentent pas les valeurs réelles mais les valeurs mesurées ($3\sigma_{0,seg}$). Sur la figure IV.24 (b), on peut observer l'évolution du LWR réel ($3\sigma_{0,r\acute{e}el}$) des résines exposées aux traitements HBr et UV obtenu à l'aide du CD-SEM (méthode d'ajustement des PSD). Comme dans le cas des mesures CD-AFM, le LWR subit une diminution significative dès les premières secondes d'exposition, et ce, quel que soit le traitement. La tendance globale est donc similaire à celle obtenue sur la figure IV.24 (a). Cependant, contrairement au CD-AFM, les valeurs obtenues pour la résine exposée au traitement HBr et pour celle exposée au traitement UV sont proches pour des temps courts d'exposition. Par exemple, à 60 s d'exposition, la différence de LWR (liée à la différence de traitement) est de l'ordre de 1 nm lorsque celui-ci est mesuré au CD-AFM alors qu'elle est de 0.3 nm au CD-SEM. Cette variation peut être expliquée par le fait que le bruit de mesure n'a pas été extrait dans le cas des mesures CD-AFM. Cependant dans le cas des mesures CD-SEM, il ne faut pas négliger l'impact, sur la résine, du faisceau d'électrons qui a tendance à réduire le LWR. En particulier, dans le cas des résines ayant été exposées aux UV pendant des temps courts, celles-ci étant peu modifiées, l'impact des électrons est d'autant plus important.

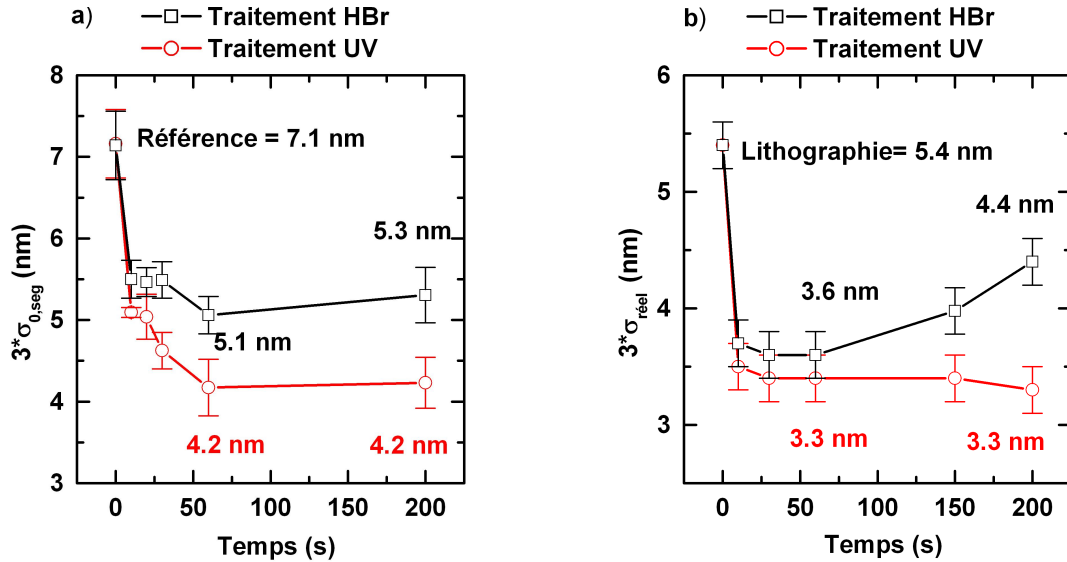


FIGURE IV.24 – Evolution du LWR de la résine en fonction du temps de plasma d'HBr avec a) le CD-AFM et b) le CD-SEM.

Les valeurs de ξ et de α sont représentées sur la figure IV.25. Notons que pour l'extraction de la valeur réelle du LWR, l'erreur χ (Annexe B) obtenue à partir des PSD théoriques et expérimentales est quasi identique pour chaque durée d'exposition au plasma (de l'ordre de 0.07). Cela renforce donc la précision des valeurs de LWR ainsi que les valeurs de ξ et de α obtenues à l'aide de l'ajustement des PSD. La diminution du LWR durant les premières secondes de plasma que nous observons sur la figure IV.24 (b) est attribuée au clivage des groupements latéraux ainsi qu'à la scission des chaînes de polymère induits par les UV du plasma. Dans ces conditions, les chaînes du polymère deviennent plus mobiles (baisse de la T_g) et tendent à se réorganiser de façon à diminuer l'énergie de surface, ce qui a donc des conséquences directes sur le lissage des flancs des résines. On remarque en outre sur la figure IV.24 (b) que pour la résine exposée au traite-

ment UV, le LWR n'évolue pas en dessous d'une valeur de 3.3 nm. Cette stabilisation est liée à la réticulation du polymère pour des temps d'exposition aux UV supérieurs à 60 s, mise en évidence par les expériences de dissolution décrites précédemment (Fig. IV.22). Ce phénomène de réticulation va donc "figer" la résine et stopper la réorganisation de surface induite par les UV. On observe d'autre part que dans le cas du traitement UV, la longueur de corrélation ainsi que l'exposant de rugosité augmentent en fonction du temps et se stabilisent à partir de 60 s (Fig. IV.25 (a)), ce qui montre que les hautes fréquences spatiales de rugosité sont davantage lissées que les basses fréquences pendant les temps courts d'exposition. En effet, nous avons pu voir dans le chapitre III, que lorsque ξ et α augmentent, le profil de rugosité devient plus étiré, et en parallèle les hautes fréquences spatiales diminuent.

En ce qui concerne la résine traitée par le plasma HBr, (Fig. IV.24 (b)), le LWR décroît rapidement durant les 10 premières secondes de traitement, du fait de l'action des UV du plasma. On constate que pour les temps d'exposition courts, la différence de LWR entre la résine exposée au traitement HBr et celle soumise à l'action des UV, est faible et reste dans l'incertitude de mesure. En revanche cet écart, est accentué au fur et à mesure que le temps d'exposition augmente. Bien que dans le cas du plasma HBr, la diminution du LWR soit attribuée aux UV, les mécanismes de lissage sont en compétition avec des phénomènes de dégradation de la rugosité, ce qui au final conduit à des rugosités plus élevées que lors du traitement UV (surtout pour les temps d'exposition longs). Ces phénomènes de dégradation de rugosité peuvent être expliqués de différentes manières. La couche dense formée sur les surfaces du motif de résine pourrait être contrainte. Lors de sa relaxation, des déformations se produisent générant de la rugosité sur les flancs. Une autre possibilité peut être mise en avant. Si la couche ne conduit pas directement à une augmentation de la rugosité, elle peut cependant empêcher la diminution du LWR induite par les UV. En effet, lorsque la couche dure se forme autour du motif, la mobilité des chaînes est limitée.

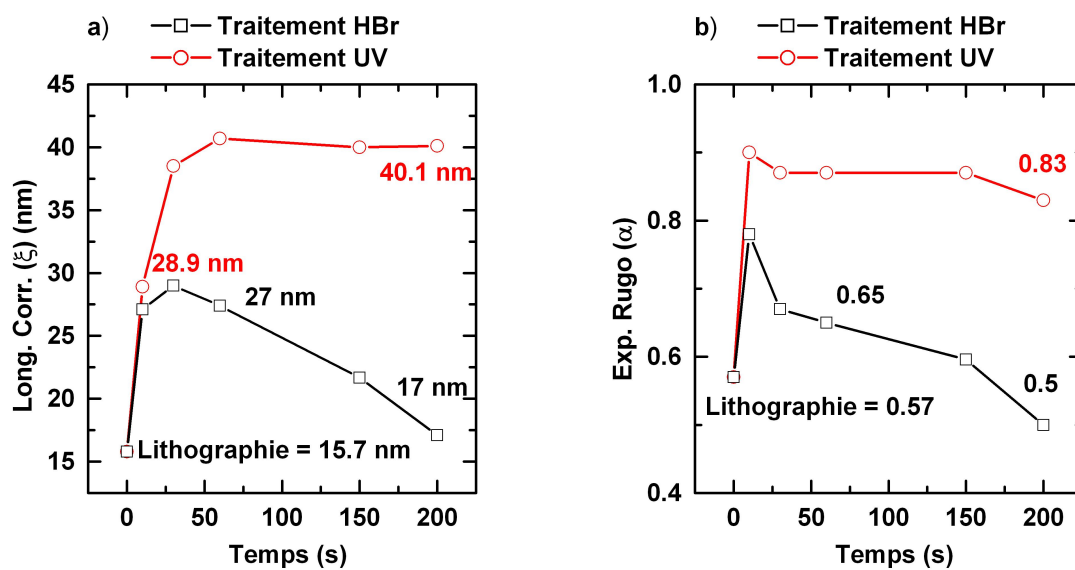


FIGURE IV.25 – Evolution de a) la longueur de corrélation (ξ) et b) l'exposant de rugosité (α), obtenus à l'aide du CD-SEM.

Enfin on peut aussi attribuer l'augmentation de la rugosité au bombardement ionique de faible énergie intervenant pendant le traitement HBr. Nous avons en effet pu voir dans la partie IV.1.1.2.7 que la surface de la résine devient plus rugueuse lors de l'exposition au plasma. On peut supposer que la rugosité de surface générée au sommet des motifs de résine joue le rôle de "micro-masque". Cette rugosité au sommet va se transférer sur les flancs de la résine par l'action du bombardement ionique et dégrader le LWR. Un élément intéressant sur la figure IV.24 (b), difficile à distinguer avec le CD-AFM, est l'augmentation du LWR pour des temps élevés du traitement HBr. En effet, on peut voir que le LWR réel augmente de 3.6 nm pour 60 s de traitement à 4.4 nm pour 200 s. Cette augmentation du LWR se répercute sur la longueur de corrélation et l'exposant de rugosité. En effet, d'après la figure IV.25, la diminution des valeurs ξ et α pour des temps longs de HBr suggère que des hautes fréquences spatiales apparaissent lors du traitement. Le phénomène décrit ci-dessus (transfert de la rugosité du sommet de la résine sur les flancs), peut être accentué à mesure que le temps du procédé augmente et ainsi dégrader le LWR de la résine.

IV.1.2.3 Synthèse

Ces études nous ont fourni plusieurs informations intéressantes. Les profils de résine exposés aux UV du plasma HBr sont arrondis pendant le traitement, dû au "fluage" de la résine. En effet pour des faibles doses d'exposition, les photons provoquent un clivage des groupements latéraux qui est suivi par des mécanismes de scission de chaîne. Le groupement lactone est principalement retiré du film alors que l'adamantane reste libre dans le volume de la résine. Ces modifications, induisent une réorganisation des chaînes de polymère et par conséquent favorisent le lissage des flancs et le "fluage" des motifs de résine. Au delà d'une certaine dose d'exposition aux UV, les phénomènes de scission de chaînes laissent place aux mécanismes de réticulation. Cette transition réduit la mobilité des chaînes, et empêche une amélioration plus importante du LWR. C'est ainsi que le LWR diminue très rapidement jusqu'à une valeur de 3.3 nm et se stabilise ensuite pour des doses plus élevées.

Dans le cas des résines exposées à l'intégralité du plasma HBr, les profils sont "carrés" puisqu'une couche dure se forme sur les sommets et flancs du motif de résine, ce qui empêche l'effondrement des motifs et maintient les profils. L'amélioration du LWR obtenue après le traitement HBr est reliée aux mécanismes de scission de chaînes et du clivage des groupements latéraux uniquement grâce à l'action des UV du plasma. Sa dégradation (par rapport au traitement UV), en revanche, découle de la formation de la couche dense qui limite le "fluage", induit des contraintes, ce qui, au final, génère de la rugosité.

Un traitement HBr conduit certes à une diminution de la rugosité de flancs des résines mais l'amélioration n'est pas optimale. Dans la section suivante, nous allons étudier dans quelle mesure les rugosités minimisées par les traitements HBr et UV sont transférées dans l'empilement de grille lors des étapes de gravure suivantes et si un traitement peut effectivement améliorer la rugosité finale du silicium de grille.

IV.2 Etude du transfert de rugosité lors de la gravure des résines exposées aux plasmas d'HBr

La composition élémentaire du polymère d'une résine est le facteur déterminant la résistance de celle-ci lors de son exposition au plasma. Dans le cas de la résine 193 nm, celle-ci se trouve fortement dégradée lors de la gravure, à la fois du fait de l'absence de cycles benzéniques dans son architecture, mais aussi en raison de la présence d'une forte quantité d'atomes d'oxygène.

D'autre part, l'objectif de la microélectronique étant de réduire le CD des résines, l'épaisseur du masque de résine est limitée. En effet, lorsque son épaisseur est trop importante, les motifs de résine ont tendance à s'effondrer. Afin que la résine remplisse correctement son rôle de masque, il est nécessaire que la vitesse de gravure de celle-ci soit inférieure à la vitesse de gravure de la couche à graver.

Enfin, la dégradation des résines peut avoir des conséquences néfastes sur le LWR. La résistance médiocre des résines 193 nm vis-à-vis de la gravure engendre en effet une détérioration des motifs de résine conduisant à une augmentation du LWR.

Pour toutes ces raisons, il est donc impératif de compenser le manque de résistance à la gravure en modifiant la structure chimique de la résine après l'étape de lithographie. Pour ce faire, le traitement HBr peut s'avérer efficace. Comme expliqué dans les paragraphes précédents, il réduit la quantité d'oxygène, induit la formation de liaisons C=C en volume et provoque la formation d'une couche riche en carbone sur les surfaces des motifs de résine. Ces modifications volumiques et surfaciques peuvent alors limiter la détérioration des motifs de résine pendant la gravure et favoriser le maintien du contrôle dimensionnel.

Dans cette section, nous allons étudier l'impact des traitements HBr et UV sur la résistance à la gravure d'une résine 193 nm et le transfert de rugosité lors de l'élaboration d'une grille en polysilicium. La stratégie de masquage la plus couramment utilisée pour les noeuds 45-32 nm est l'empilement dit "tricouches" constitué d'un motif de résine, d'une couche "antiréfléctive" et d'une couche de carbone. Dans notre cas, le "Si-ARC" fait office de couche antiréfléctive : il s'agit d'un matériau de type SiOCH contenant 28 % de silicium, 52 % d'oxygène et 20 % de carbone. Il est déposé sur un polymère carboné appelé "Spin On Carbon" (SOC).

Les motifs de résine étudiés sont des lignes isolées de 75 nm de large et de 120 nm de haut, formées sur un empilement de couches Si-ARC (35 nm)/carbone (SOC) (200 nm)-/silicium. Dans la partie IV.2.1, nous allons focaliser les recherches sur l'étape de gravure nous semblant la plus critique : l'ouverture de la couche Si-ARC. La deuxième partie (section IV.2.2), est consacrée au transfert de rugosité lors des autres étapes de gravure impliquées dans la réalisation d'une grille, à savoir la gravure de la couche de SOC et de silicium.

IV.2.1 Résistance à la gravure et rugosité des résines traitées par traitement plasma HBr et UV pendant l'étape de gravure Si-ARC

Les films et les motifs des résines ont été exposés à 30 s de traitements HBr et UV (utilisation du hublot MgF_2) dans les conditions préalablement décrites. Les résines ont ensuite été soumises au plasma "fluorocarboné" de gravure Si-ARC dans les conditions suivantes : Débit : 200 sccm Ar, 80 sccm CF_4 , 50 sccm CHF_3 , puissance source : 200 W, puissance bias : 250 W, pression : 7 mTorr.

Ces conditions plasma ont été adaptées à partir d'un procédé utilisé par STMicroelectronics et font appel à des gaz peu "polymérisants" tels que le CF_4 et le CHF_3 , ainsi qu'à une très forte énergie de bombardement. Il a cependant déjà été montré que les plasmas de type CH_xF_y peuvent déposer une couche "fluorocarbonée" sur les surfaces des résines [30, 154].

La couche Si-ARC que nous utilisons sous les motifs de résine est de type SiOCH . Elle se grave donc facilement à partir d'une chimie "fluorocarbonée", le silicium étant très réactif au fluor et le carbone pouvant produire des espèces volatiles de type CO. La résine, bien que beaucoup moins réactive au fluor, peut tout de même être légèrement gravée en formant des produits volatils de type HF ou CF_4 . En revanche, elle est très sensible au bombardement ionique de forte énergie (250 W) employé dans cette chimie, et risque donc d'être dégradée.

IV.2.1.1 Etudes sur des films de résines

1 Résistance à la gravure

Le renforcement de la résine à la gravure après le traitement HBr a déjà été mis en évidence [57]. Cependant jusqu'ici aucune étude détaillée n'a comparé l'influence des traitements HBr et UV sur les vitesses de gravure et sur l'évolution de la rugosité de surface des résines.

Des films de résine de référence et exposés aux traitements HBr et UV ont été soumis au plasma de gravure du Si-ARC pour différents temps allant de 10 à 60 s. Les épaisseurs de films de résine avant et après gravure ont été mesurées par ellipsométrie, permettant ainsi d'estimer leur vitesse de gravure. Comme dans le cas des résines exposées au traitement plasma, nous avons utilisé le modèle de dispersion de "double amorphous carbon".

La figure IV.26 montre l'évolution de ces vitesses de gravure en fonction du temps d'exposition au plasma de gravure Si-ARC. La vitesse de gravure de la résine de référence décroît en fonction du temps de plasma jusqu'à atteindre une saturation à 70 nm/min. En revanche, on constate que les vitesses de gravure des résines traitées sont constantes quel que soit le temps de gravure. Il apparaît clairement que les résines traitées sont vraisemblablement plus résistantes que la résine de référence. On remarque également que la résine traitée par HBr semble se graver légèrement moins vite que celle exposée uniquement aux UV. Néanmoins, cette différence reste dans l'incertitude de mesure. Les

différences de comportement entre les résines de référence et celles traitées par HBr et UV peuvent se comprendre à partir des analyses FTIR (Fig. IV.27 (a)). Sur ce spectre, on observe que les fonctions lactones d'une résine n'ayant subi aucun traitement, diminuent lors du procédé de gravure, traduisant des modifications chimiques en volume. Ces modifications sont semblables à celles induites par le traitement UV (section IV.1.1.2), même si dans le cas présent la diminution des lactones est moins importante. En effet, la puissance source est dans ce cas 6 fois inférieure par rapport au traitement HBr et les espèces du plasma de gravure Si-ARC émettent moins dans la gamme 120-200 nm par rapport au Br. Le flux de photons reçu est donc certainement plus faible.

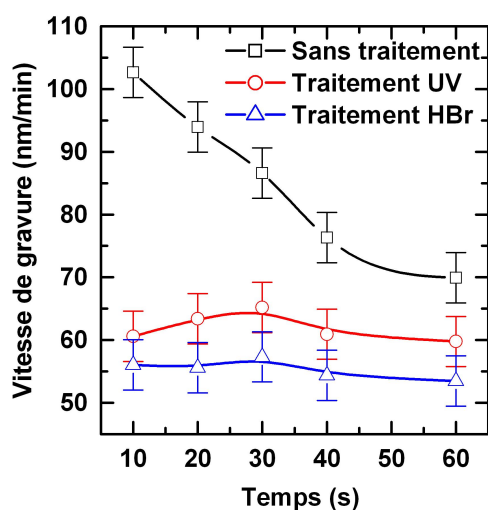


FIGURE IV.26 – Evolution de la vitesse de gravure des résines de référence et exposées à 30 s de traitements HBr et UV pendant l'étape de gravure Ar/CHF₃/CF₄.

On peut vérifier sur le spectre FTIR (Figs. IV.27 (b) et (c)) que lorsque la résine est préalablement soumise aux traitements HBr et UV, le plasma de gravure n'induit aucune modification chimique en volume. De plus, dans le cas du plasma HBr, on observe la disparition du pic à 1590 cm⁻¹ dès 10 s de plasma de gravure Si-ARC, ce qui signifie que la couche surfacique est rapidement gravée.

En résumé, lorsqu'une résine de référence est exposée à un plasma de gravure Si-ARC, des mécanismes de "photoetching" induits par les UV du plasma entrent en jeu simultanément à la gravure physique et chimique de la résine, ce qui a pour conséquence de réduire les groupements oxygènes de la résine. Ainsi, grâce aux UV, la quantité d'oxygène du polymère diminue dès les premières secondes de gravure. Ceci a pour effet de renforcer la résine à la gravure sur des temps plus longs.

Ce résultat est attendu et conforme à ce qui est observé dans la littérature [155, 156]. Par exemple, Engelmann *et al.* [155] ont montré que la vitesse de gravure des résines exposées à un plasma C₄F₈/Ar diminue durant les 10-15 premières secondes d'exposition puis se stabilise. Ils observent par XPS (pour X-Ray Photoelectron Spectroscopy) que le ratio O/C de la résine diminue en fonction du temps de plasma et attribuent le renforcement de la résine à la gravure par la déplétion en oxygène de la surface de celle-ci.

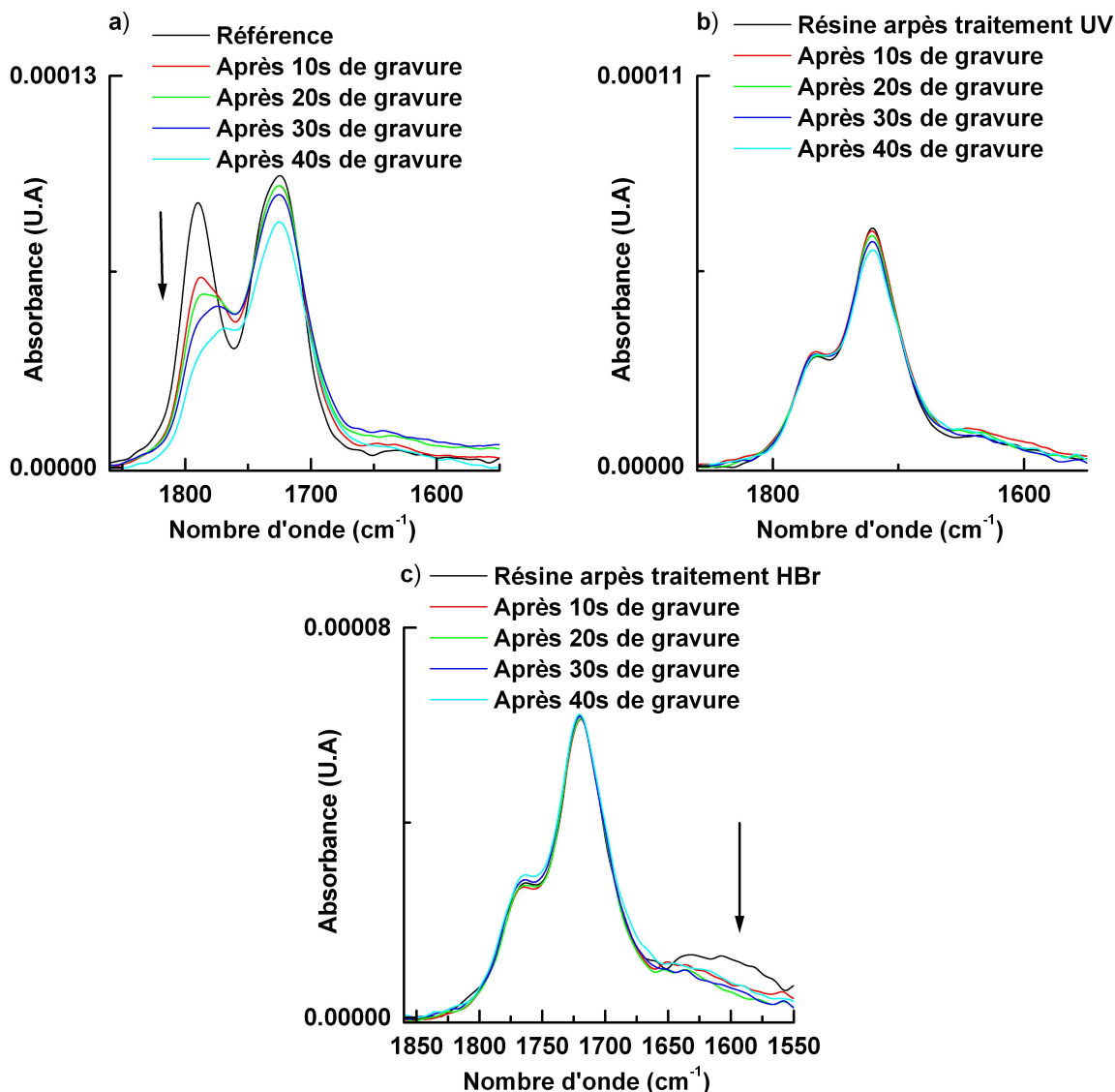


FIGURE IV.27 – Spectre FTIR des résines (liaisons C=O) soumises au plasma de gravure Si-ARC pour a) une résine de référence, b) une résine traitée par les UV (30 s) et c) une résine traitée par le plasma HBr (30 s).

Dans le cas des résines traitées, la faible dose d'UV reçue pendant la gravure n'est pas suffisante pour engendrer des modifications chimiques supplémentaires. Les mécanismes de "photoetching" n'interviennent pas : la gravure est principalement liée à la synergie ions/neutres du plasma. Ceci explique pourquoi les vitesses de gravure des résines traitées sont constantes quel que soit le temps de gravure. Le fait que les vitesses de gravure des deux résines traitées soient relativement proches, tend à suggérer que les UV du plasma HBr sont les principaux responsables du renforcement de la résine à la gravure. Ce renforcement est attribué à la perte des groupements esters et lactones, à la formation des liaisons C=C et à la réticulation de la résine. Dans le cas du plasma HBr, la couche de type graphite ne joue qu'un rôle mineur mais peut être bénéfique au renforcement lors de l'application d'une chimie de gravure Si-ARC fortement "fluorocarbonnée". En effet, dans de telles conditions, la présence de la couche graphite sur la surface de la résine favorise

la formation d'un dépôt de polymère de type "fluorocarbène".

2 Rugosité 2D

La figure IV.28 (a) montre l'évolution de la rugosité RMS en fonction du temps de plasma. Avant gravure, la rugosité de surface des résines de référence et exposées aux UV est faible, de l'ordre de 0.3 nm, alors que les résines traitées par HBr, présentent une rugosité plus élevée (0.9 nm). Quoi qu'il en soit, on observe que la rugosité de surface augmente de manière linéaire avec le temps de gravure. Les valeurs de rugosité RMS des résines traitées par HBr et UV sont identiques et restent toujours plus faibles que celle de la résine de référence (hormis le point à 10 s).

Sur la figure IV.28 (b), nous avons tracé la rugosité en fonction de l'épaisseur gravée pour les trois résines, calculée par ellipsométrie. Pour une épaisseur donnée, les trois résines présentent la même rugosité de surface. Ce résultat montre que la dégradation de la surface n'est pas liée à la nature chimique du polymère mais à l'épaisseur de polymère retirée. Or, la résine de référence se grave plus rapidement que les résines traitées, pour un temps de gravure donné, elle devient donc plus rugueuse.

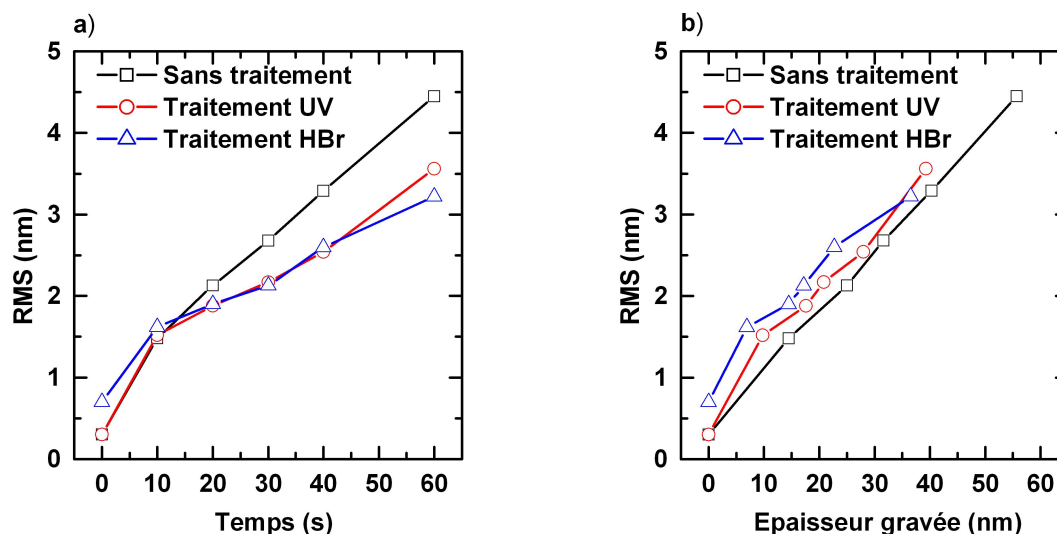


FIGURE IV.28 – Evolution de la rugosité RMS de surface pour des résines de référence et exposées à 30 s de traitements HBr et UV en fonction a) du temps et b) de l'épaisseur gravée avec le plasma Ar/CHF₃/CF₄.

D'autres auteurs ont également observé une augmentation de rugosité sur les surfaces de résines exposées aux plasmas "fluorocarbonés" [152, 157–160]. Ils expliquent cette évolution par la création d'une couche "fluorée" dense en surface de quelques nanomètres d'épaisseur. Les différences de propriétés mécaniques entre cette couche et le volume plus souple, conduisent à un "plissement" qui génère de la rugosité surfacique. La rugosité s'amplifie avec le temps de gravure du fait de phénomènes de "micromasquage" (transfert

de rugosité par le bombardement ionique).

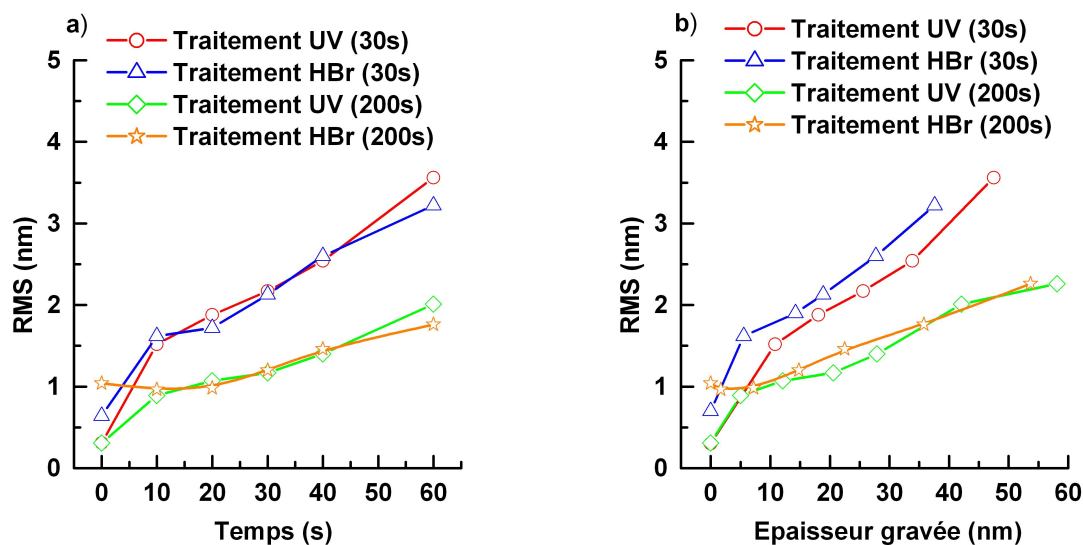


FIGURE IV.29 – Evolution de la rugosité RMS de surface pour des résines exposées à 30 s et 200 s de traitements HBr et UV en fonction a) du temps et b) de l'épaisseur gravée avec le plasma Ar/CHF₃/CF₄.

Jusqu'ici, l'impact du plasma de gravure Si-ARC a été étudié sur des films de résines exposées à 30 s de traitement HBr. Or, nous avons vu précédemment, que pour des temps d'exposition inférieurs à 60 s aux UV du plasma HBr, les mécanismes de scission de chaînes dominant dans le volume, ce qui a pour conséquence de réduire le module de Young de la résine. Pour des temps d'exposition plus longs les mécanismes de réticulation renforcent la résine, ce qui devrait augmenter le module de Young.

Selon la théorie des contraintes mécaniques, une résine dont le volume serait réticulé devrait présenter une rugosité surfacique moins importante, puisque la relaxation des contraintes de la couche dure serait limitée. Nous avons donc voulu vérifier cette hypothèse en gravant des résines préalablement soumises à 200 s de traitements HBr et UV, avec la chimie de gravure Si-ARC.

Les résultats présentés sur les figures IV.29 (a) et (b) montrent clairement que la rugosité des résines exposées à 200 s de traitements HBr et UV, est moins dégradée que celle des résines soumises à 30 s. Ceci confirme donc l'hypothèse selon laquelle une augmentation du module de Young du volume de résine limiterait la rugosité de surface lors de la gravure Si-ARC.

IV.2.1.2 Etudes sur des motifs de résine

1 Evolution des profils

Des expériences similaires ont été effectuées sur des motifs de résine en fonction du temps de plasma de gravure Ar/CHF₃/CF₄. Grâce au CD-AFM, les profils des résines

exposées au plasma ont été reconstruits. Ensuite, à partir de ces profils, nous avons calculé les pertes de CD et de hauteur en fonction du temps de gravure.

Les vitesses de gravure verticale sont présentées sur la figure. IV.30. Une tendance comparable à celle observée sur les films de résine est constatée : la résine de référence est moins résistante. Une diminution de la vitesse de gravure en fonction du temps est observée ce qui n'est pas le cas des deux autres (résines traitées), pour lesquelles les vitesses restent constantes. Enfin, la résine traitée par HBr semble montrer une meilleure résistance à la gravure que celle exposée aux UV, leurs vitesses de gravure respectives étant de l'ordre de 45 nm/min et de 60 nm/min (rappelons que cette différence était moins flagrante sur les films de résine de la figure. IV.26). Ce phénomène ne peut pas être expliqué par la présence de la couche graphite dont l'épaisseur ne dépasse guère 10 nm et qui est gravée durant les premières secondes (Fig. IV.27 (c)). Pour le moment, nous ne sommes donc pas en mesure d'expliquer cette différence. Les analyses volumiques réalisées dans la section IV.1.1.2 (DMA, FTIR, ellipsométrie) montrent d'ailleurs que les volumes des deux résines traitées sont similaires. Il est cependant possible que le traitement plasma HBr induise des modifications supplémentaires et non décelables par les techniques que nous avons utilisées. En effet, le traitement UV requiert l'utilisation d'un hublot MgF_2 , qui filtre les longueurs d'ondes inférieures à 120 nm et atténue de 50 % celles qui s'en approchent. Cela signifie donc que la résine traitée par les UV n'est pas soumise à la même gamme énergétique de photons que celle traitée par HBr. Or, d'après la figure. IV.6, les rayonnements dont les longueurs d'ondes sont inférieures à 120 nm sont absorbés par les 40 premiers nanomètres de résine. Ils peuvent alors induire des modifications importantes des résines sur cette profondeur qui correspond justement à l'épaisseur de film que nous avons gravée dans nos expériences. Pour le vérifier, il aurait fallu prolonger les temps de plasma Si-ARC et déterminer si les vitesses de gravure des résines traitées par HBr tendaient à converger vers celles des résines traitées par UV une fois les 40 premiers nanomètres de la couche de résine gravée.

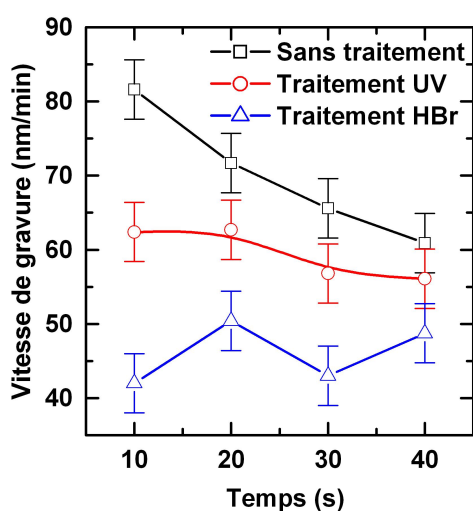


FIGURE IV.30 – Vitesses de gravure verticale des résines de référence et traitées par UV (30 s) et HBr (30 s) en fonction du temps de gravure.

En ce qui concerne l'évolution des CD (Fig. IV.31), on remarque que le comportement des résines de référence et de celles traitées par les UV est identique, mais diffère de

l'évolution de la résine exposée au plasma HBr qui semble ne pas être gravée latéralement. Alors que le sommet des motifs de résine est soumis à la synergie ions/neutres, les flancs sont essentiellement exposés aux radicaux et à un faible flux d'ions à incidence rasante. La gravure latérale est ainsi essentiellement due à l'attaque isotrope des espèces radicalaires. Les résultats de la figure IV.31 suggèrent que la couche présente sur les flancs de la résine traitée par le plasma HBr est chimiquement peu réactive et empêche l'érosion latérale de la résine et donc la perte de CD. Ces résultats confirment que le plasma HBr permet de conserver le contrôle dimensionnel, ce qui n'est pas le cas pour les résines de référence et traitées par les UV.

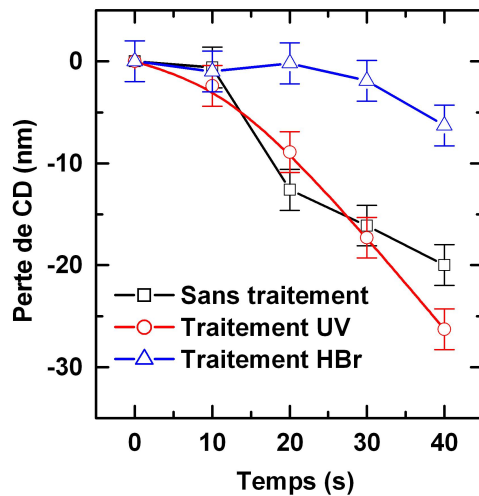


FIGURE IV.31 – Evolution des CD des résines de référence et traitées par les UV (30 s) et par HBr (30 s) en fonction du temps de gravure

2 Evolution du LWR

La figure IV.32 illustre des images SEM de résines de référence et traitées par HBr et UV après gravure (20 s) avec la chimie Si-ARC. On peut clairement y voir des "stries" probablement induites par le bombardement ionique. Néanmoins, le LWR est moins dégradé lorsque la résine est traitée par un traitement UV ou HBr. Il est d'autre part intéressant d'observer que la rugosité de la résine est supérieure en haut du motif qu'au pied de celui-ci.

Pour quantifier les observations SEM, nous avons utilisé le CD-AFM afin de mesurer le LWR le long de la hauteur des motifs. La figure IV.33 montre l'évolution du LWR ($3\sigma_{0,seg,k}$) d'une résine de référence avant et après gravure Si-ARC, le long de la hauteur du motif. On peut observer que le haut de la résine gravée est fortement endommagé pour des temps supérieurs à 10 s de gravure, confirmant les observations SEM de la figure IV.32. Néanmoins, pour 10 s de plasma, le LWR du bas de la résine est légèrement plus faible (≈ 1.3 nm) par rapport à celui de la résine de référence. Ce lissage est certainement induit par les rayonnements UV du plasma de gravure (mais nous n'en avons pas la confirmation). Pour 20 s de plasma, le haut du motif de résine est davantage dégradé que le bas. C'est le LWR de la partie plus lisse obtenu à 10 s de gravure (6 nm) qui se transfère alors dans la couche Si-ARC (5.8 nm). Pour 30 s de plasma de gravure Si-ARC, la dégradation de

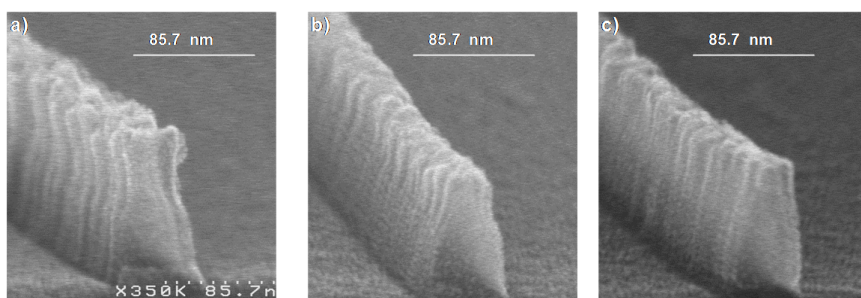


FIGURE IV.32 – Images SEM après gravure de la couche Si-ARC (temps de gravure de 20 s) des résines a) de référence, b) traitée par les UV, et c) traitée par le plasma HBr.

rugosité dans la résine est accentuée, et se propage dans le Si-ARC dont la rugosité passe de 5.8 nm à 7.1 nm.

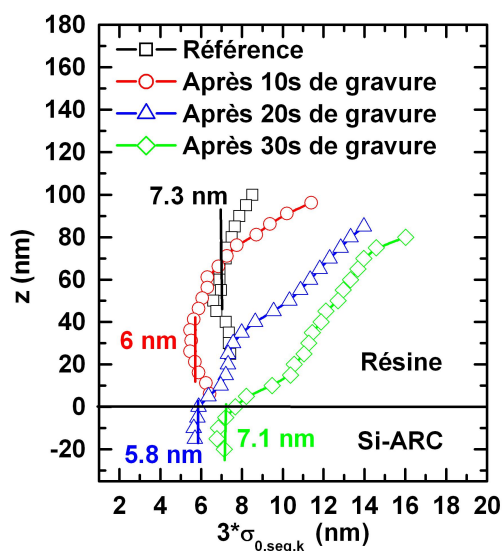


FIGURE IV.33 – LWR $3\sigma_{0,seg,k}$ donné à différentes hauteurs du motif d'une résine de référence et de résines exposées à 10 s, 20 s et 30 s de gravure Si-ARC.

En nous appuyant sur ces résultats, nous avons voulu déterminer le LWR dans deux zones distinctes de la hauteur du motif. La première se situe à 20 nm du bas du motif et la seconde à 20 nm du haut de celui-ci. De cette manière, nous avons pu séparer la rugosité de chacune des deux zones, afin d'en comparer les valeurs avec celles obtenues au CD-SEM. Notons qu'avec le CD-AFM, il n'est pas possible de mesurer les points extrêmes du bas et du haut des motifs.

Dans le cas de 10 s de gravure, la couche Si-ARC (35 nm) n'a été gravée que d'une dizaine de nanomètres. Ainsi, le LWR mesuré au bas du motif correspond à une zone située légèrement au dessus de l'interface résine/Si-ARC. En revanche, pour des temps de gravure supérieurs ou égaux à 20 s, la couche Si-ARC est entièrement gravée et la mesure de LWR du bas du motif est donc effectuée sur la couche de SiARC. Comme on peut le voir sur la figure IV.34, il est également possible de discerner au CD-SEM le pied du motif du haut de celui-ci. Nous avons déterminé séparément les LWR ($3\sigma_{réel}$) avec la méthode

PSD) "bas" et "haut". Le LWR "bas" correspond au LWR de la couche de Si-ARC tandis que le LWR "haut" semble correspondre au LWR du "haut" de la résine après gravure.

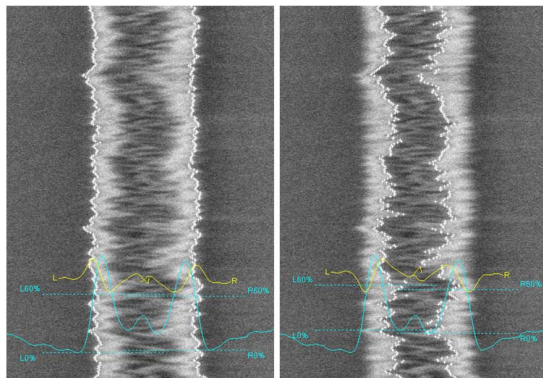


FIGURE IV.34 – Détermination du LWR au CD-SEM sur le pied du motif (gauche) et sur le haut du motif (droite).

Les figures. IV.35 (a) et (b) montrent les LWR du "haut" du motif de résine en fonction du temps de gravure respectivement déterminés par CD-AFM et CD-SEM. Les tendances sont similaires entre les deux mais les valeurs obtenues ne sont pas tout à fait comparables. En effet, rappelons que les mesures CD-AFM sont toujours effectuées au même emplacement (segment de 3 μm), alors que celles obtenues au CD-SEM sont distribuées tout au long de la ligne (chapitre III). De plus, les valeurs CD-SEM ont été corrigées (extraction du bruit de mesure), ce qui n'est pas le cas des valeurs CD-AFM.

Pour la résine de référence, la rugosité du "haut" de motif est fortement dégradée dès les premières secondes de plasma. Cette dégradation s'exacerbe avec le temps de gravure. Pour les résines traitées par HBr et par UV, les LWR sont relativement proches. La rugosité du "haut" est moins importante et se dégrade moins rapidement que celle d'une résine de référence. Les résultats obtenus pour le haut du motif de résine (Fig. IV.35) sont relativement similaires à ceux obtenus sur films de résine dans la section précédente (Figs. IV.28). Les mécanismes de dégradation de surface qui ont lieu sur des films peuvent être "similaires" sur les sommets des motifs.

Les LWR du "bas" du motif (Si-ARC) sont présentés sur les figures. IV.36 (a) et (b). Pour la résine de référence, on remarque, que le LWR du Si-ARC diminue légèrement jusqu'à 20 s puis augmente progressivement. En revanche, lorsque les résines sont préalablement traitées par HBr ou UV, la rugosité du Si-ARC reste quasiment inchangée jusqu'à 40 s, temps maximum de gravure utilisé.

Ces résultats semblent suggérer qu'au cours de la gravure, la dégradation de la rugosité se propage du sommet vers le bas de la résine. Pour les résines traitées, la dégradation du sommet du motif est plus lente et va ainsi moins progresser le long des flancs. Ainsi, la faible rugosité obtenue après traitement peut être transférée dans la couche Si-ARC. Un traitement présente donc un double avantage : il réduit le LWR de la résine et il augmente sa résistance à la gravure. Le renforcement de la résine à la gravure limite vraisemblablement la dégradation du LWR.

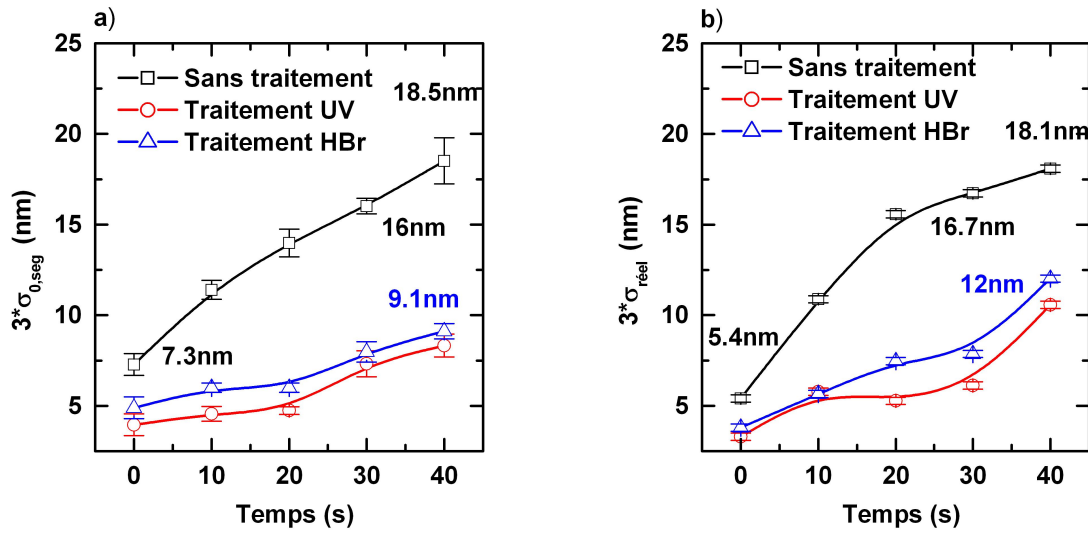


FIGURE IV.35 – LWR de la partie haute des motifs des résines de référence et exposées aux traitements UV et HBr, en fonction du temps de gravure Si-ARC a) déterminé au CD-AFM et b) déterminé au CD-SEM.

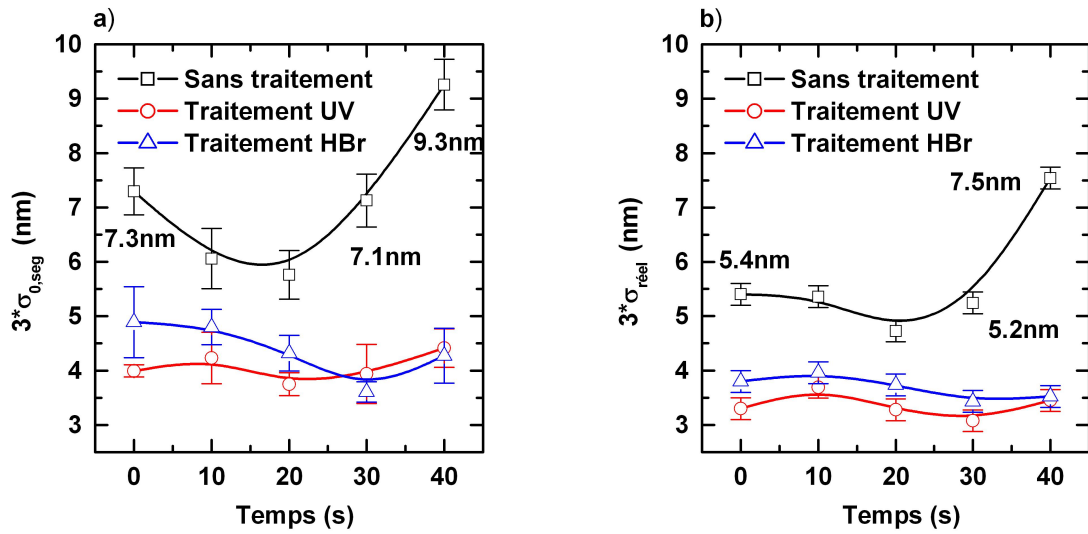


FIGURE IV.36 – LWR du Si-ARC en fonction du temps de gravure Si-ARC pour des résines de référence et préalablement exposées aux traitements UV et HBr a) déterminé au CD-AFM et b) déterminé au CD-SEM.

IV.2.2 Etude de la rugosité après chaque étape de gravure et transfert dans le silicium

Les empilements décrits dans la partie précédente ont été entièrement gravés jusqu'à la couche en silicium. La chimie de gravure du Si-ARC est la même que celle précédemment mentionnée et le temps de gravure est fixé à 20 s.

Le procédé de gravure du SOC utilise un plasma à base d'oxygène avec les conditions suivantes : Débit : 30 sccm O₂, 70 sccm HBr, puissance source : 500 W, puissance bias : 120 W, pression : 7 mTorr, Temps : 92 s.

Des chimies à base d'oxygène sont souvent utilisées pour graver les matériaux comprenant du carbone car elles créent des espèces volatiles de type CO. La couche Si-ARC, déjà ouverte, sert de masque pendant cette étape de gravure. La résine riche en carbone est également sensible à cette chimie et disparaît donc totalement durant la gravure du carbone. Mais son retrait n'influence en rien le contrôle dimensionnel. Le silicium, quant-à-lui, est gravé avec une chimie "fluorocarbonée" : Débit : 22 sccm SF₆, 50 sccm CHF₃, 90 sccm Ar, puissance source : 450 W, puissance bias : 75 W, pression : 5 mTorr, Temps : 35 s.

L'utilisation du SF₆ est justifiée par la forte réactivité du silicium avec le fluor. L'ajout du CHF₃ permet la passivation des flancs du silicium à partir d'espèces "fluorocarbonnées", ce qui renforce le caractère anisotrope de la gravure [30, 44, 45]. La couche de Si-ARC est complètement gravée durant cette étape. C'est principalement le SOC qui sert de masque de gravure. Finalement, après la gravure du silicium, le masque en carbone est retiré à l'aide d'un plasma d'O₂.

Dans cette étude, seul le CD-SEM a été utilisé pour les mesures de LWR, l'utilisation du CD-AFM étant impossible du fait de l'usure de la pointe. La figure IV.37 montre les valeurs de LWR obtenues après chaque étape de gravure pour une résine de référence et les résines traitées.

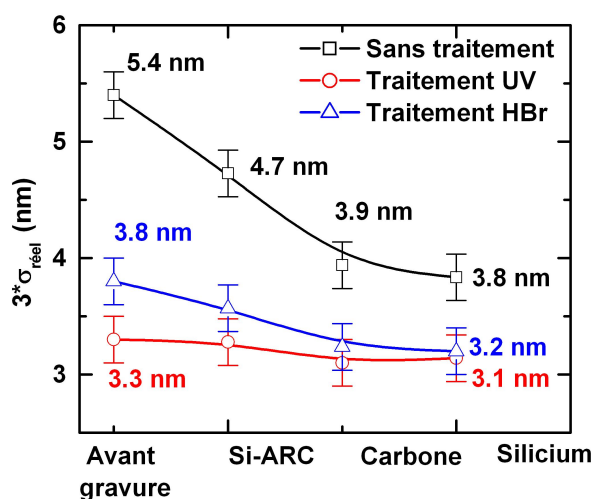


FIGURE IV.37 – Evolution du LWR des résines de référence et traitées par HBr et UV après chaque étape de gravure.

Comme nous avons pu le voir dans la partie précédente, pour la résine non traitée, une légère diminution du LWR (-0.7 nm) est observée après la gravure du Si-ARC. Cette baisse est bien réelle puisqu'elle a déjà été observée dans le cadre de la thèse d'Olivier

Luere [44]. Lors de la gravure du carbone, le LWR diminue encore légèrement pour atteindre la valeur de 3.9 nm. La rugosité du carbone va ensuite se transférer fidèlement dans la couche en silicium. Une amélioration totale de 1.6 nm est obtenue après la gravure finale.

Ces résultats montrent que le LWR est principalement diminué lors des étapes de gravure des masques durs. En accord avec ce qui avait été observé auparavant [44], la rugosité du masque de carbone se transfère fidèlement dans la couche de silicium. Ceci met en évidence l'importance de la stratégie de masquage dans la diminution de la rugosité du dispositif final.

Une légère baisse du LWR est également observée pour la résine traitée par HBr. Cette diminution est en revanche beaucoup moins évidente que celle observée avec la résine de référence. Le LWR des résines exposées au traitement UV, quant à lui, ne semble pas évoluer après les étapes de gravure. Finalement, dans le silicium, les valeurs de rugosité obtenues avec les deux traitements sont proches même si leurs valeurs initiales sont différentes.

Sur les figures IV.38 (a) et (b) nous avons représenté les valeurs de ξ et de α après chaque étape. On remarque que dans le cas de la résine de référence, ces deux valeurs augmentent (jusqu'au moment de la gravure du carbone). Au cours de nos études, nous avons toujours observé que la baisse de LWR est accompagnée par une augmentation de ξ et de α . Les hautes fréquences de LWR sont en effet davantage sensibles au plasma que les basses fréquences, d'où une diminution plus facile de leur amplitude (conduisant à une augmentation de ξ et de α). Après la gravure du carbone, l'exposant de rugosité n'évolue plus et la longueur de corrélation n'augmente que légèrement (Figs. IV.38).

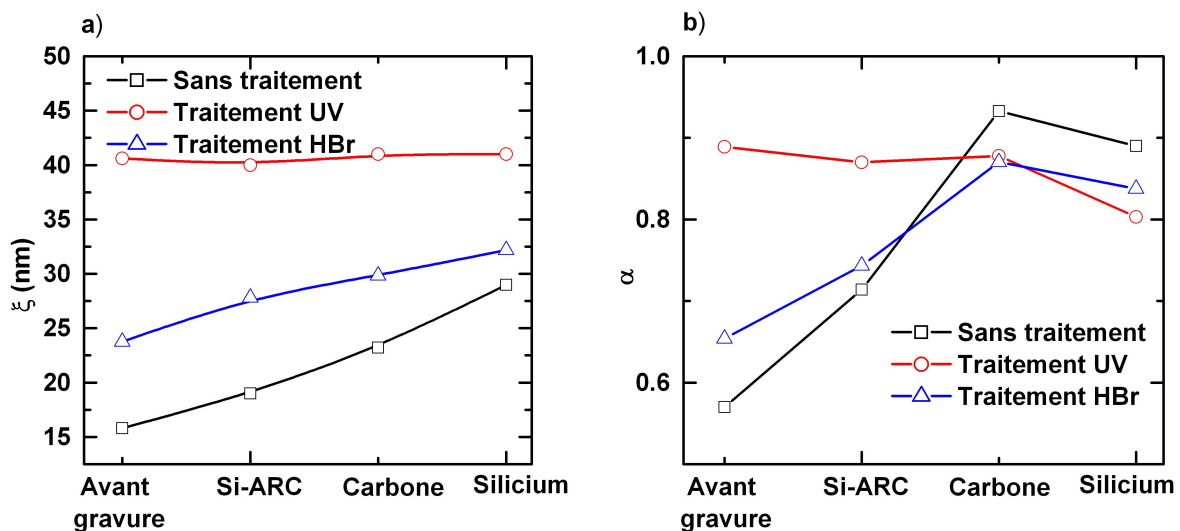


FIGURE IV.38 – Evolution a) de la longueur de corrélation (ξ) et b) de l'exposant de rugosité (α) après chaque étape de gravure pour des résines de référence et traitées par HBr et par UV.

Les résines traitées par plasma HBr présentent une tendance similaire à celle de la

résine de référence, à savoir une augmentation de ξ et de α . Bien que le LWR n'évolue pas de manière significative à chaque étape, l'aspect de la rugosité semble quant à lui évoluer au cours de la gravure.

Pour le traitement UV, les valeurs de ξ et de α restent inchangées, ce qui peut s'expliquer par le fait que l'aspect de la rugosité est toujours identique pendant les différents procédés de gravure. Il semblerait que dans le cas de la résine de référence et de la résine traitée par HBr, les hautes fréquences de rugosité, encore présentes dans la résine, ne sont pas transférées pendant les étapes de gravure. Cela permet ainsi une réduction de la rugosité à chaque étape, plus prononcée que dans le cas du traitement VUV.

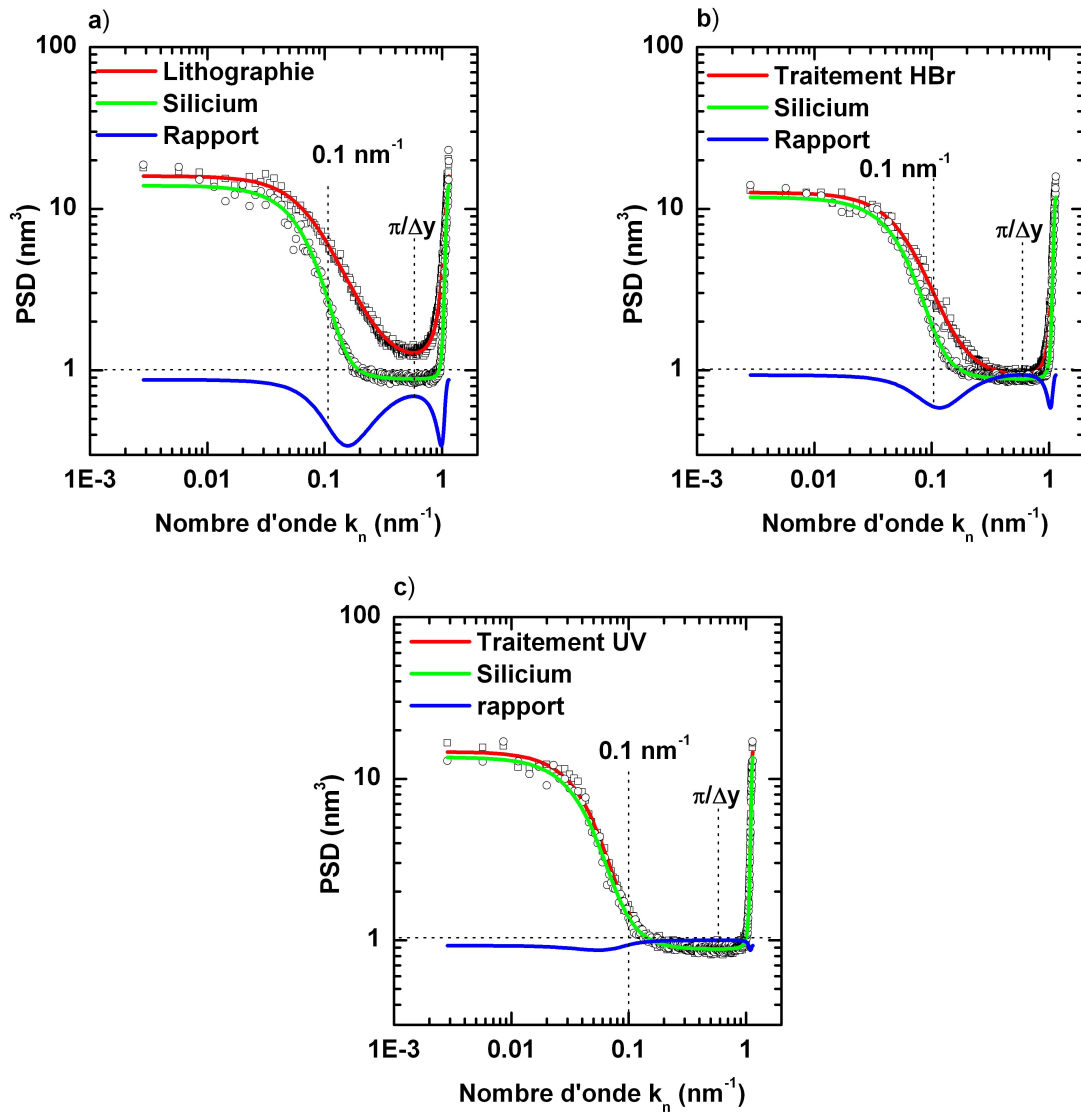


FIGURE IV.39 – PSD expérimentales et théoriques obtenues avant et après gravure dans le cas des résines a) de référence et b) traitées par HBr et c) traitées par UV.

Pour une meilleure illustration des fréquences spatiales de LWR, nous avons représenté les PSD avant et après gravure (Figs. IV.39). Il faut noter qu'après chaque étape, le bruit

de mesure ($3\sigma_{\text{bruit}}$) peut être différent (Chapitre III), et puisque les PSD expérimentales contiennent du bruit, elles ne peuvent pas être comparées entre elles. Ainsi, nous avons retiré le bruit de chacune des PSD, et nous avons recalé les spectres à un $3\sigma_{\text{bruit}}$ constant, égal à 3 nm. De cette manière, les PSD sont comparables entre elles puisqu'elles présentent un bruit similaire. Désormais, nous représenterons toutes les PSD de cette manière dans le chapitre V.

On observe clairement que les hautes fréquences sont davantage réduites dans le cas de la résine de référence et celle exposée au plasma HBr. La courbe bleue représente le rapport des PSD après et avant gravure. Pour ces résines, le domaine des k_n (Chapitre III, équation III.12) supérieur à 0.1 nm^{-1} diminue ("hautes fréquences spatiales" correspondant aux longueurs inférieures à 63 nm). On observe des minimums vers 0.15 nm^{-1} et 0.1 nm^{-1} respectivement pour la résine de référence et celle exposée à l'HBr. Ceci illustre bien que dans ces deux cas, les hautes fréquences diminuent davantage que les moyennes et basses fréquences.

En ce qui concerne la résine exposée aux UV, les deux PSD avant et après gravure se superposent. En effet, le traitement UV a déjà préalablement lissé toutes les hautes fréquences spatiales. La gravure n'a donc aucun (ou peu) d'effet sur cette résine.

Pour terminer ce travail, nous avons étudié le transfert des résines exposées à un temps d'ouverture Si-ARC plus long (typiquement 30 s). Les résultats sont comparés avec ceux obtenus à 20 s de gravure (Fig. IV.40). Pour les deux résines traitées, aucun changement significatif n'est remarqué, ce qui est en accord avec les résultats de la figure. IV.36. Cette dernière montrait en effet que le temps de gravure Si-ARC n'influence pas la partie basse des motifs des résines préalablement traitées par HBr et UV.

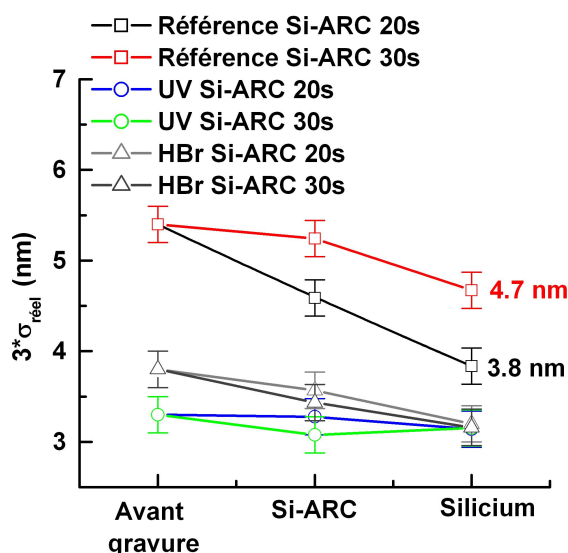


FIGURE IV.40 – Evolution du transfert du LWR dans le silicium avec des temps de gravure Si-ARC de 20 s et 30 s.

La résine de référence est en revanche plus sensible à ce plasma de gravure. Pour un temps d'exposition plus long, elle est davantage dégradée, ce qui se répercute dans les couches sous-jacentes. On observe en effet, un LWR de 4.7 nm dans le silicium à 30 s de

plasma Si-ARC au lieu de 3.8 nm à 20 s.

D'après ces résultats, on peut affirmer que le LWR dans la couche finale est liée à la dégradation de la résine durant les étapes de gravure. Si la dégradation du sommet de la résine atteint le bas de la résine avant la fin de la gravure de Si-ARC, alors la rugosité est transférée dans les couches sous-jacentes. Les LWR obtenus dans la couche finale dépendent des valeurs de rugosité initiale : plus la résine est lisse, plus le LWR de la couche finale est faible. De plus, si cette rugosité initiale présente des hautes fréquences spatiales, la gravure va la réduire davantage.

IV.3 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons étudié en détail l'impact des deux traitements HBr et UV sur les résines 193 nm.

Premièrement nous nous sommes focalisés sur les modifications physico-chimiques de la résine induites par ces deux traitements. Nous avons mis en évidence que le plasma HBr conduit à la formation d'une couche surfacique "dure". Elle est formée à partir d'espèces peu volatiles provenant de la phase gazeuse qui se déposent aussi bien sur le sommet du motif de résine que sur ses flancs. Sur le sommet des motifs, la nature de cette couche est de type carbone amorphe ou graphite désordonné.

Les modifications de la résine ne se limitent pas uniquement à la surface de celle-ci. Les photons UV émis par l'HBr pénètrent en profondeur dans le volume et entraînent un clivage des liaisons C-O-C. Les groupements latéraux sont détachés de la chaîne principale du polymère et peuvent soit dégazer (lactone) ou soit être libérés dans le film (adamantane). Les UV peuvent également induire des scissions de la chaîne principale du polymère. Ce mécanisme est vraisemblable pour des doses d'UV faibles, alors que pour des doses élevées, le polymère peut potentiellement réticuler. Nous avons mis en évidence ce phénomène par des expériences de dissolution.

La couche de type graphite est toujours néfaste pour la rugosité surfacique de la résine. L'augmentation de la rugosité de surface (sur des films de résine) est attribuée à la relaxation des contraintes de cette couche. Cependant, cette relaxation (et donc la rugosité de surface) dépend également du volume de la résine. En effet, lorsque le volume est réticulé, les contraintes ne se relaxent plus et la surface reste "lisse".

La résine traitée par HBr reste toujours plus rugueuse que celle exposée aux UV du plasma, à la fois sur des films et sur des motifs de résine à cause de la présence de cette couche sur les surfaces. En revanche, cette couche ne semble pas jouer un rôle majeur dans le renforcement de la résine à la gravure (gravure verticale) par rapport aux UV seuls. Le fait que ces derniers soient responsables d'une réduction significative des groupements oxygénés semble être la cause principale du renforcement à la gravure.

Dans la dernière partie, nous avons étudié le transfert de rugosité pendant la gravure. L'amélioration du LWR pendant les étapes de gravure se fait plutôt dans le domaine des

hautes fréquences spatiales de rugosité. Pour la résine de référence, qui présente des hautes fréquences ($k_n > 0.1 \text{ nm}^{-1}$), le LWR peut donc diminuer de manière significative durant ces étapes. Le comportement de la résine traitée par HBr est similaire mais la baisse du LWR est beaucoup moins prononcée. Lorsque la résine a été préalablement soumise à un traitement UV, le LWR se transfère dans tout le domaine fréquentiel. Ce traitement lisse tellement les "haute fréquences" spatiales de la résine qu'aucune amélioration de la rugosité ne peut se produire lors des étapes de gravure. Avant et après gravure, les PSD sont similaires et le LWR est dominé par les "moyennes et basses" fréquences spatiales.



Développement de nouveaux traitements pour minimiser le LWR

NOUS avons vu dans le chapitre précédent que le traitement plasma HBr s'avère efficace à la fois pour renforcer les résines vis-à-vis des étapes de gravure et également pour diminuer la rugosité de celle-ci. Malheureusement, la rugosité atteinte après traitement plasma HBr est de l'ordre de 4 nm, toujours supérieure aux exigences des nœuds technologiques sub-32 nm.

L'origine de la diminution du LWR a également été mise en évidence: celle-ci est liée à la réduction des hautes fréquences spatiales lors des traitements, ce qui induit une augmentation de ξ et α . Après gravure de la résine exposée au traitement HBr, le LWR diminue encore légèrement dans le domaine des hautes fréquences spatiales. Ainsi dans le silicium, le LWR de 3.1 nm est dominé par les basses fréquences. En vue de diminuer la rugosité, il est impératif de développer de nouvelles procédures réduisant davantage les basses fréquences de rugosité.

Ce chapitre est ainsi consacré à l'étude et au développement de nouveaux traitements visant à lisser les résines 193 nm. Dans la première partie nous allons comparer différents traitements plasma appliqués sur les résines 193 nm, à savoir les traitements HBr, argon, hélium et H₂. Nous étudierons les modifications des résines soumises à de tels traitements à l'aide des spectroscopies FTIR et Raman ainsi que les profils et les LWR grâce au CD-AFM et au CD-SEM. Dans la seconde partie, nous aborderons l'impact des traitements thermiques sur les modifications chimiques et la rugosité des résines soumises aux plasmas HBr, Ar et H₂. Finalement, le traitement le plus efficace sera comparé au plasma HBr en termes de réduction du LWR et du transfert de celui-ci dans la couche de silicium.

Similairement aux études menées dans le chapitre IV, la résine IM5010 a été utilisée. Les motifs de résine ont une épaisseur de 120 nm, une largeur de 75 nm et sont formés sur un empilement de couches Si-ARC (35 nm)/carbone (200 nm)/silicium. Afin de mener

une analyse exhaustive, nous avons évalué le LWR de lignes isolées ainsi que celui des lignes denses. Les lignes denses sont séparées de 75 nm et présentent une épaisseur et une largeur identique à celles des lignes isolées. Des hublots MgF_2 ont également été utilisés dans certaines expériences afin de dissocier l'effet du plasma dans son intégralité de celui des UV seuls.

V.1 Etude et développement de nouveaux traitements plasma

V.1.1 Choix des gaz

Nous avons vu dans le chapitre IV que la résine 193 nm absorbe fortement les longueurs d'onde inférieures à 200 nm, conduisant à d'importantes modifications chimiques du film. Nous avons donc choisi de tester d'autres chimies de plasma qui produisent un rayonnement intense dans la gamme de longueur d'onde sub-200 nm, et qui présentent une réactivité chimique faible avec notre résine pour éviter de modifier les hauteurs et les CD des motifs de manière trop importante.

Parmi les gaz disponibles sur notre réacteur, notre choix s'est porté sur les plasmas d'Ar, d' H_2 et d'He. D'après la NIST (National Institute of Standards and Technology) [161], l'argon atomique (Ar I) présente principalement des raies de résonance à 104.8 et 106.7 nm ; l'hélium (He I) n'émet aucun pic entre 100 nm et 200 nm et présente deux pics à 53.7 et 58.4 nm. La molécule H_2 quant-à-elle produit de nombreux pics entre 90 nm et 160 nm.

Les spectres donnés dans la figure V.1 correspondent aux émissions atomiques et moléculaires de l'Ar, l'He et de l' H_2 , et illustrent les longueurs d'ondes pouvant être émises par le plasma correspondant. Dans un plasma H_2 , l'atome d'hydrogène peut également contribuer à l'émission optique via la raie de résonance α de Lyman située à 121.5 nm, généralement très intense.

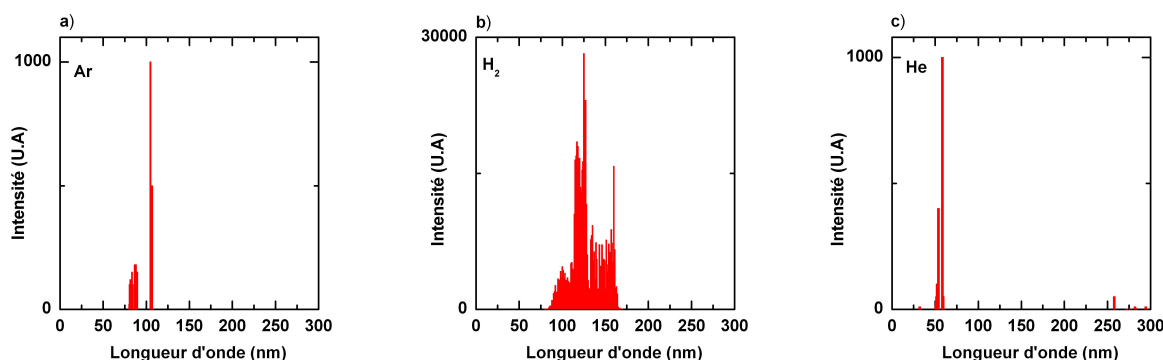


FIGURE V.1 – Raies d'émission atomique ou moléculaire a) d'argon, b) d' H_2 et c) d'hélium.

Afin de dissocier le rôle du plasma et des UV, nous avons utilisé le hublot MgF_2

qui, rappelons-le, coupe toutes les longueurs d'onde inférieures à 120 nm. A priori, aucune modification de la résine ne devrait donc être observée sous le hublot MgF_2 lors de l'exposition aux plasmas d'argon et d'hélium.

Les conditions utilisées dans cette étude sont les mêmes pour tous les plasmas : *débit : 100 sccm, puissance source : 1200 W, puissance bias : 0 W, pression : 5 mTorr.*

Dans le cas des plasmas HBr, Ar, et He, nous avons utilisé la plateforme 300 mm AdvantEdge du LTM. Le gaz H_2 n'étant pas disponible sur cette plateforme, nous avons utilisé la plateforme 300 mm LAM EL23S07 de STMicroelectronics pour appliquer ce dernier traitement.

V.1.2 Impact des traitements sur LWR et profils

V.1.2.1 Profils

A l'aide du CD-AFM, nous avons reconstruit les profils des résines exposées aux traitements Ar, He et H_2 . Dans le cas de l'argon, différents temps de plasma, allant de 30 s à 200 s, ont été testés. La figure V.2 (a) montre l'évolution des différents profils de résine en fonction du temps de traitement Ar avec et sans utilisation de hublot MgF_2 . On remarque que le profil de la résine exposée aux UV du plasma est davantage arrondi que celui soumis à l'intégralité du plasma. Bien que ce comportement soit similaire à celui observé sur le profil des résines exposées au plasma HBr (Chapitre IV), il n'en est pas moins surprenant. En effet, comme nous l'avons précédemment mentionné, aucune modification ne devrait être observée sur la résine exposée aux UV du plasma, les photons émis par l'Ar étant alors coupés par le hublot MgF_2 . Ce comportement inattendu peut s'expliquer par la présence d'impuretés émettant à une longueur d'onde supérieure à 120 nm [162]. Lors du traitement Ar, des produits "carbonés", issus de l'interaction plasma/résine, sont en effet dégazés du film de résine et sont ensuite rejetés dans la phase gazeuse. Nous avons montré à l'aide des mesures d'émission optique [163] que ces produits émettent de manière non négligeable dans la gamme 120-200 nm. Il semblerait donc que les modifications de profils observées sous les hublots de MgF_2 soient dues à l'émission optique des produits carbonés issue de la "gravure" de la résine, rejetés dans le plasma.

Sur la figure V.2 (a) on remarque, en revanche, que lorsque la résine est exposée à l'intégralité du plasma Ar, les profils restent "carrés". On peut supposer qu'une couche dense se forme autour des motifs de résine, empêchant la désorption des espèces et le "fluage" du motif comme dans le cas du plasma HBr.

La figure V.2 (b) présente les profils des résines exposées à 30 s et 60 s au plasma He. Contrairement au cas précédent, on remarque que lorsque la résine est exposée au plasma dans son intégralité les profils sont similaires aux profils des résines placées sous le hublot MgF_2 . Cela laisse supposer que dans ce cas, aucune couche dense ne se dépose sur les surfaces. Puisque l'hélium n'émet des photons qu'à 53.7 et 58.4 nm, les modifications sous le hublot sont certainement elles aussi dues à une émission de produits volatils et non à l'émission du plasma lui-même.

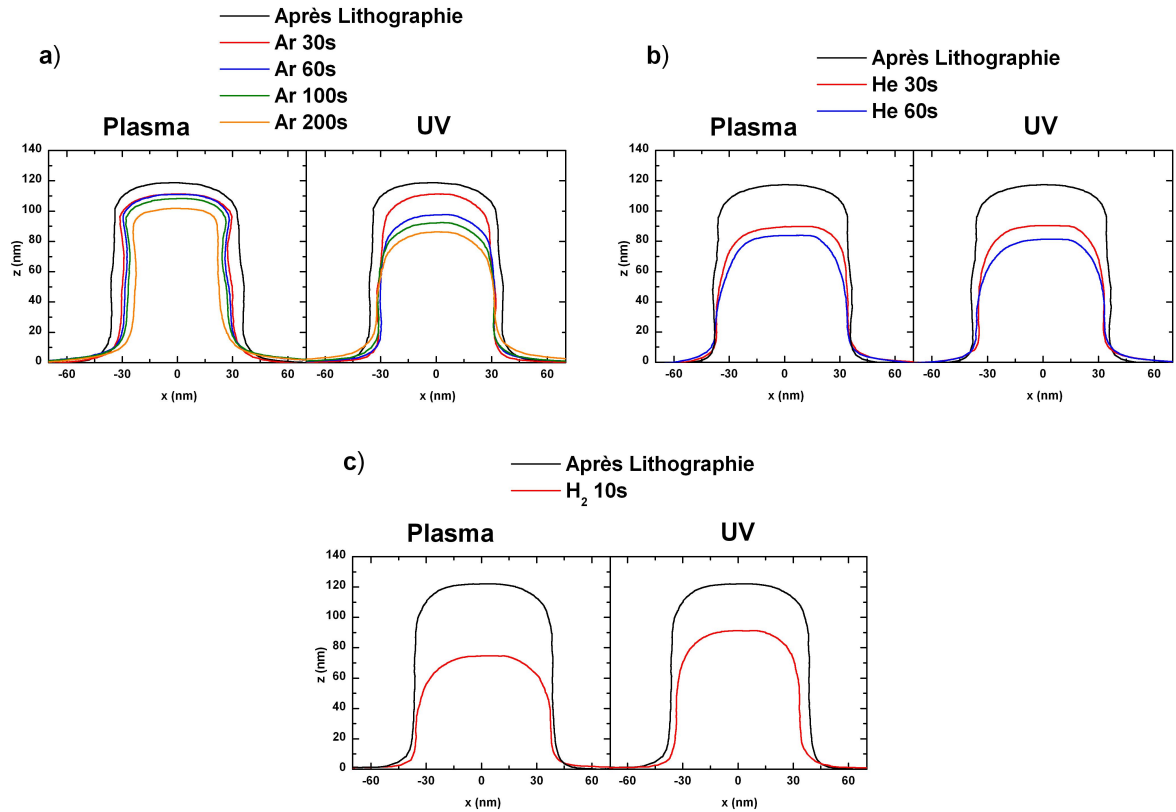


FIGURE V.2 – Evolution des profils des motifs de résines reconstruits au CD-AFM, avec les traitements plasma a) Ar, b) He et c) H_2 avec et sans utilisation de hublots MgF_2 .

Il est connu que l'absorption des liaisons σ de C-C et C-H des polymères organiques augmente fortement avec la diminution de la longueur d'onde, en dessous de 160 nm [120, 164]. Par exemple, le coefficient d'absorption du polyéthylène est trois fois plus important à 80 nm qu'à 120 nm [164]. Néanmoins, en dessous de 80 nm, le coefficient d'absorption commence à s'atténuer : la résine absorbe faiblement les longueurs d'onde de 50-60 nm. Ainsi, les modifications de résine induites lors du traitement He ne peuvent pas être entièrement liées à l'émission optique de l'hélium.

La figure V.2(c) montre quant à elle le profil de résines exposées à 10 s de plasma H_2 . La résine soumise à l'intégralité du plasma est très arrondie. Son profil est cependant différent de celui exposé aux UV seuls. En effet il est davantage érodé en hauteur et moins sur les côtés. Dans ce cas également, les UV émis en dessous de 120 nm par le plasma H_2 sont coupés par le hublot. Cette coupure peut partiellement expliquer la différence des profils des résines traitées par le plasma et par les UV. Mais l'hypothèse la plus plausible est que le plasma H_2 grave la résine. En effet, contrairement à l'He ou l'Ar qui sont des gaz chimiquement inertes, l'hydrogène radicalaire est réactif vis-à-vis des chaînes du polymère (formation de CH_4 , H_2O ..)

V.1.2.2 LWR

A l'aide du CD-SEM et en utilisant la méthode d'ajustement des PSD décrite dans le chapitre III, nous avons évalué le LWR des résines. Ainsi, les résines ont été soumises à 30 s de plasma pour les traitements Ar, HBr et He et à 10 s dans le cas du traitement H₂ (pour limiter la gravure des motifs). Nous avons en effet constaté une diminution non négligeable de l'épaisseur de résine dès 10 s de plasma H₂ (Fig. V.2(c)). Un temps de plasma plus long conduirait donc à une perte trop importante de l'épaisseur du masque de résine, ce qui pourrait engendrer des difficultés lors de la gravure. Les figures. V.3 (a) et (b) illustrent le LWR (réel), des lignes isolées et denses de résines soumises aux plasmas HBr, Ar, He et H₂. Pour la résine de référence, le LWR obtenu sur les lignes denses est supérieur à celui obtenu sur les lignes isolées (7.6 nm contre 5.4 nm). Dans le chapitre I, nous avons vu que la qualité de l'image aérienne de l'outil lithographique est un paramètre influant sur la rugosité de bord de ligne de la résine [34, 36, 165]. Ainsi une différence d'image aérienne des lignes denses et isolées peut expliquer l'écart de rugosité de l'ordre de 2 nm entre les deux types de lignes [34, 36, 165].

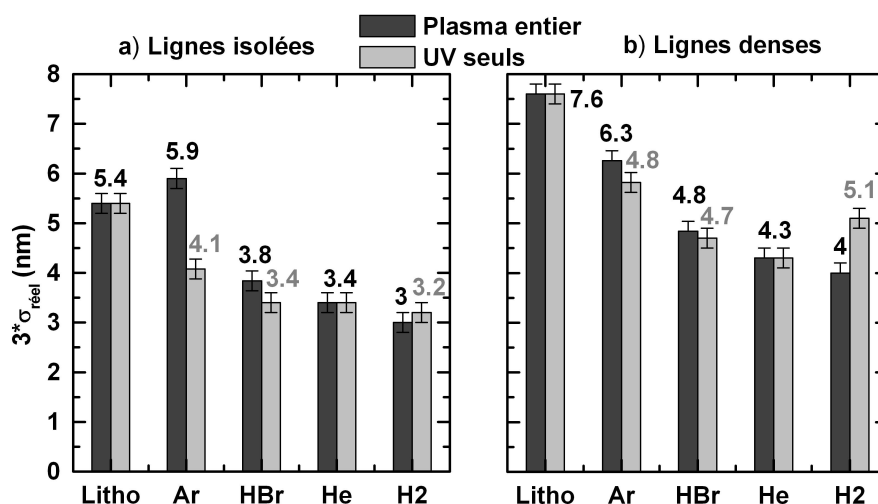


FIGURE V.3 – LWR des résines soumises aux plasmas Ar, HBr, He et H₂ avec et sans utilisation du hublot MgF₂ pour des lignes a) isolées et b) denses.

On remarque que pour les lignes isolées (Fig. V.3 (a)), le plasma d'Ar dégrade de manière significative le LWR, par rapport aux UV seuls. Ce phénomène est beaucoup moins prononcé dans le cas des lignes denses (Fig. V.3 (b)). On peut supposer que le redépôt provenant de la phase gazeuse est moins important dans le cas des lignes denses puisque celles-ci peuvent être protégées par un phénomène "d'écrantage". La couche est donc plus épaisse dans le cas des lignes isolées, engendrant une nette détérioration du LWR (du fait des différences de propriétés mécaniques entre le volume de la résine et sa surface).

Concernant le plasma HBr, la différence de LWR entre la résine exposée au plasma et celle soumise aux UV seuls est faible. Rappelons cependant que pour des temps d'exposition plus long (> 100 s), l'écart de LWR entre les deux types de résine devient

plus prononcé (Chapitre IV, Fig. IV.24). Ces résultats montrent que lors des traitements Ar et HBr, la réduction du LWR attribuée aux UV de ces plasmas, est partiellement perturbée par la formation d'une couche rigide.

Les plasmas He, et H₂ conduisent également à une diminution significative du LWR. Dans le cas de l'He, les valeurs de LWR obtenues avec le plasma entier et les UV seuls sont identiques. L'émission des produits volatils engendrés par le plasma He semble donc être la cause de la réduction du LWR. Le traitement H₂ est quant à lui particulièrement intéressant puisque, contrairement aux cas précédents, le plasma total minimise davantage le LWR que les UV seuls. Deux processus peuvent expliquer cela: l'émission optique du plasma en dessous de 120 nm (coupée par le hublot) ou la gravure chimique de l'hydrogène. De plus, on remarque que le plasma H₂ est celui qui réduit le plus le LWR de la résine (le LWR est respectivement égal à 3 nm et 4 nm dans les lignes isolées et denses,).

En résumé on peut classer les traitements plasmas selon deux catégories :

- Les plasmas d'Ar et d'HBr où $LWR_{\text{plasma}} > LWR_{\text{UV}}$, car ils génèrent des redépôts sur les surfaces de la résine.
- Les plasmas d'He et d'H₂ où $LWR_{\text{plasma}} \leq LWR_{\text{UV}}$, car ils ne génèrent pas de redépôt.

Les résultats de LWR sont cohérents avec les profils des résines de la figure V.2. Lorsque les plasmas génèrent une couche autour du motif de résine, le profil reste carré, mais la réduction du LWR est faible (on remarque même une augmentation de LWR sur les lignes isolées avec le plasma Ar). Dans le cas inverse, la résine n'est plus protégée par la couche dense, le motif s'"arrondit" et la rugosité diminue davantage.

Paramètres de rugosité	Lignes	Lithographie	Ar	HBr	He	H ₂
ξ [nm]	isolées	16	17.4	30	44	42
ξ [nm]	denses	16.5	17	30	46	40
α	isolées	0.6	0.56	0.7	0.9	0.9
α	denses	0.6	0.6	0.65	0.9	0.95

TABLEAU V.1 – Longueur de corrélation et exposant de rugosité des résines soumises aux différents traitements plasma.

Les valeurs des longueurs de corrélation (ξ) et de l'exposant de rugosité (α) sont résumées dans le tableau V.1. On remarque que ces valeurs sont identiques pour les lignes isolées et denses quel que soit le traitement utilisé. Ainsi la diminution des fréquences spatiales de LWR est identique pour les deux types de lignes. On observe la tendance suivante :

$$\begin{aligned}\xi_{\text{Litho}} &\approx \xi_{\text{Ar}} < \xi_{\text{HBr}} < \xi_{\text{He}} \approx \xi_{\text{H}_2} \\ \alpha_{\text{Litho}} &\approx \alpha_{\text{Ar}} < \alpha_{\text{HBr}} < \alpha_{\text{He}} \approx \alpha_{\text{H}_2}\end{aligned}$$

Cela suggère que les hautes fréquences de rugosité sont davantage lissées avec les plasmas He et H₂ qu'avec les plasmas HBr et Ar. Soit la présence du redépôt empêche la

diminution des hautes fréquences de LWR (induite par les UV), soit il provoque de la rugosité haute fréquence par le fait de sa déposition sur une couche plus "souple" (relaxation des contraintes mécaniques). Des études récentes menées au laboratoire ont montré en effet que le redépôt n'est pas rugueux en tant que tel. C'est bien la différence des propriétés mécaniques entre la couche dure (redépôt) et le volume (modifié par les UV) qui génère de la rugosité de bord de ligne (Chapitre IV, section IV.1.1.2.7).

La figure V.4 montre les PSD expérimentales et théoriques (Chapitre III) des résines de référence et traitées par les plasmas HBr et H₂. On observe clairement que les hautes et les moyennes fréquences sont réduites de manière plus importante avec le plasma H₂ qu'avec le plasma HBr. Pour la résine de référence, le domaine des k_n supérieurs à 0.1 nm^{-1} (*i. e.* longueurs $< 63 \text{ nm}$) contient 35 % de la rugosité totale. Cette gamme ne représente plus que 14 % de la rugosité après traitement HBr, et seulement 2 % après traitement H₂. Ainsi, après traitement H₂ le LWR est surtout dominé par les basses fréquences spatiales (*i. e.* longueurs $< 63 \text{ nm}$).

Finalement d'après ces études, il est possible d'affirmer que le plasma H₂ est plus efficace que le plasma HBr en terme de réduction du LWR. Dans la partie suivante nous allons étudier les modifications physico-chimiques des résines exposées à ces différents plasmas.

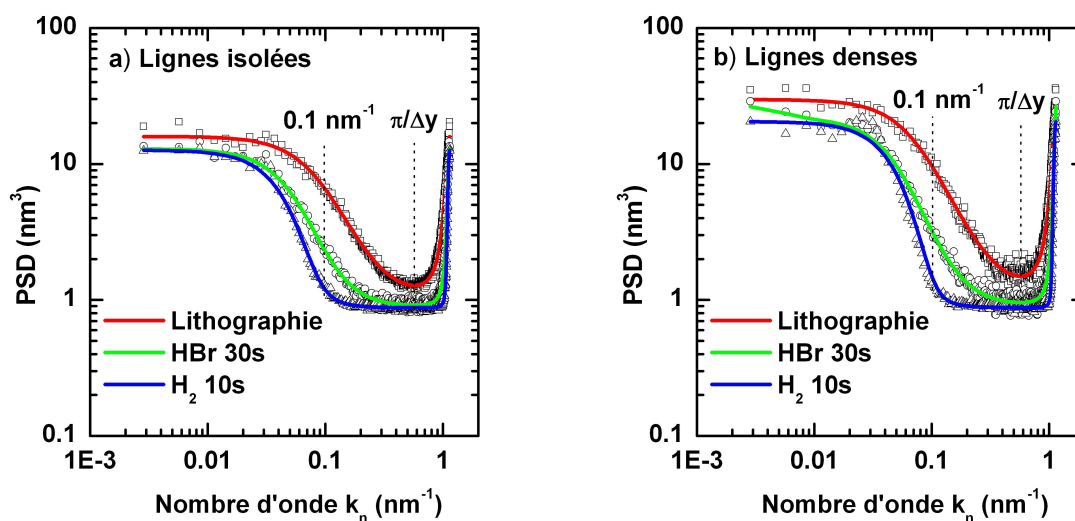


FIGURE V.4 – PSD expérimentales et théoriques obtenues après étape de lithographie, et après traitement HBr et H₂, dans le cas a) des lignes isolées et b) des lignes denses.

V.1.3 Analyses Raman

Dans le chapitre IV de ce manuscrit, nous avons pu mettre en évidence le rôle majeur des UV du plasma HBr dans les modifications chimiques des résines. Pour des doses faibles, les UV sont responsables du détachement des groupements esters et lactones. De

plus, ils induisent des mécanismes de scission de chaînes. Cela rend possible la diminution de la T_g du polymère, le lissage des flancs et l'arrondissement des motifs de résine. Nous avons également mis en évidence que lors du plasma HBr, une couche dense se forme autour du motif de résine ce qui explique pourquoi le profil de la résine reste "carré" après exposition au plasma. Les analyses Raman ont montré qu'au sommet de la résine, cette couche dense est de type graphite.

Durant cette thèse nous avons également effectué des analyses FTIR sur des résines exposées aux plasmas Ar, He et H_2 en fonction du temps d'exposition (non présentées ici). Nous avons pu observer une perte significative des groupements esters et lactones comme dans le cas du plasma HBr (Chapitre IV, Fig. IV.7). Pourtant, les spectres FTIR des résines soumises à ces plasmas ne présentent aucun pic à 1590 cm^{-1} (contrairement à celle soumise au plasma HBr). La présence de ce pic, rappelons-le, met en évidence la signature des doubles liaisons $C=C$ conjuguées. Dans le chapitre IV, il a été mis en évidence, que dans le cas du plasma d'HBr, la composition de la surface de la résine est proche du carbone amorphe ou du graphite désordonné (Chapitre IV, Fig. IV.11).

Les spectres Raman de la figure V.5 montrent clairement que les pics G et D n'apparaissent pas sur les résines exposées à 30 s de plasmas d'Ar, d'He et d' H_2 (ceci est également valable quel que soit le temps d'exposition). Cette expérience confirme donc que la signature graphite en surface de la résine est véritablement spécifique au plasma HBr. Toutefois, de nombreuses études ont montré que lors de l'exposition des résines 193 nm à un plasma d'Ar, la rugosité de surface augmente [125, 127, 128]. Cette dégradation de rugosité a été attribuée dans la littérature par la présence d'une couche surfacique riche en carbone. Il n'est donc pas exclu que le plasma d'Ar engendre la formation d'une couche dense superficielle. Celle-ci est néanmoins d'une nature différente de celle créée avec le traitement HBr.

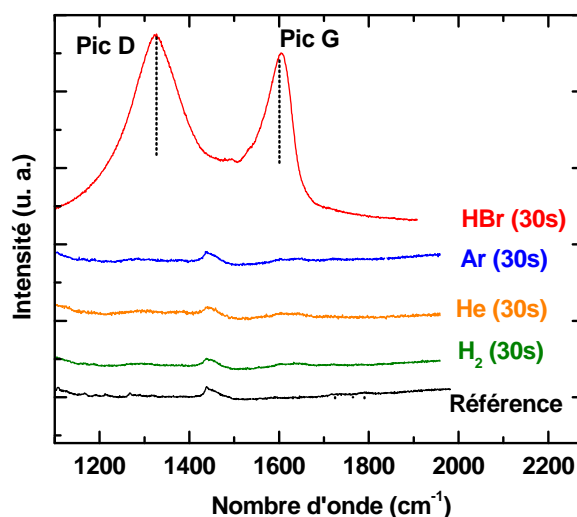


FIGURE V.5 – Spectre Raman (Région $1100\text{-}1700\text{ cm}^{-1}$) des résines soumises aux plasmas HBr, Ar, He et H_2 .

Quelle que soit la nature de ces couches, il semble que dans les deux cas (HBr et Ar),

elles sont suffisamment rigides pour maintenir les profils "carrés" et empêcher le "fluage" des résines. Par contre, avec les plasmas He et H₂, puisque les profils des résines sont arrondis (Figs. V.2 (b) et (c)), il est délicat de conclure sur l'apparition d'une couche dure sur les surfaces.

V.1.4 Synthèse

Nous avons vu l'efficacité des traitements plasma pour minimiser le LWR. Le traitement H₂ semble être le plus prometteur puisqu'il est celui qui réduit le plus la rugosité. Il ne semble pas générer de couche superficielle sur les motifs et l'action des UV et la gravure chimique de l'hydrogène lissent considérablement les hautes et les moyennes fréquences spatiales. Avec ce plasma la réduction du LWR est identique dans les lignes denses et isolées, (de l'ordre de 45 %) qui présentent pourtant des rugosités initiales différentes (Fig. V.6). Cela suggère que le LWR après l'étape de lithographie est un paramètre clé, à réduire avant même le traitement plasma. Si cette rugosité initiale est au départ très faible (de 3.5 nm par exemple), on peut s'attendre à ce que le traitement H₂ réduise le LWR en dessous de 2 nm.

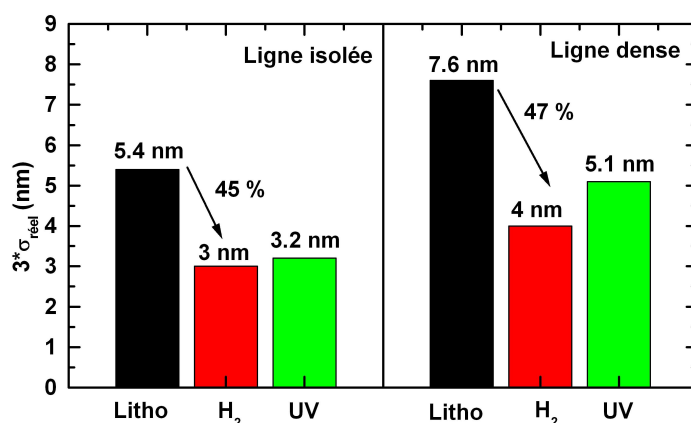


FIGURE V.6 – LWR obtenus après lithographie et plasma H₂ (10 s) sur des lignes isolées et denses.

Bien que le plasma H₂ lisse considérablement la résine, il n'agit que principalement sur les "hautes" et les "moyennes" fréquences de rugosité. Ainsi, après traitement, la résine est essentiellement composée de "basses" fréquences. En conséquence, d'autres stratégies doivent être envisagées pour pouvoir les réduire.

Durant cette étude nous avons remarqué que lors de l'utilisation du plasma H₂ dans les mêmes conditions sur deux réacteurs distincts, les LWR peuvent varier. La plateforme LAM EL23S07 que nous avons utilisée pour effectuer nos traitements H₂, est constituée de deux chambres de gravure ICP identiques (Chapitre II). Avant chaque gravure (ou traitement plasma), les parois des deux chambres sont recouvertes par un dépôt SiOCl. Leur unique différence est leur application. L'une est en effet dédiée à la gravure des masques

durs (Si-ARC, SOC, etc.) et la seconde à la gravure de la grille (polysilicium/métal/high-k).

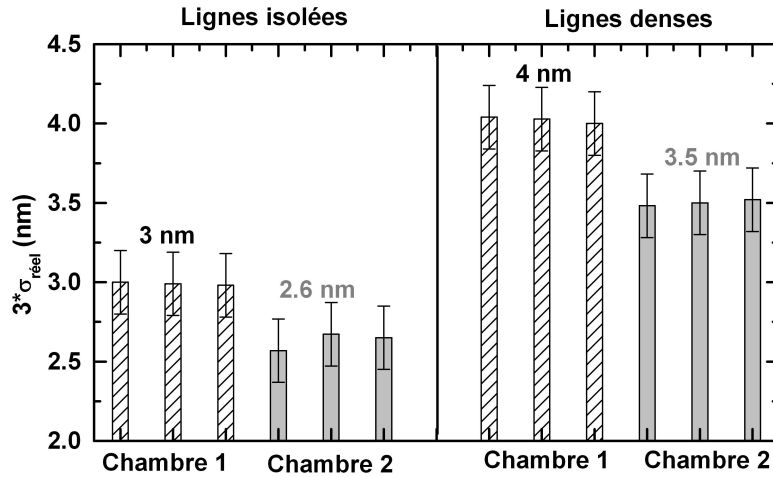


FIGURE V.7 – Expériences de reproductibilités montrant que les LWR obtenus après plasma H_2 (10 s) entre les deux chambres de la plateforme LAM EL23S07 sont différents mais que la différence est reproductible.

Dans la chambre 1, les valeurs de LWR après traitement sont égales à 3 nm et 4 nm (respectivement dans les lignes isolées et denses). Dans la chambre 2, les valeurs de rugosité obtenues sont plus faibles (Fig. V.7), de l'ordre de 2.6 nm et 3.5 nm pour les lignes isolées et denses respectivement. Notons également que pour chaque chambre, les valeurs de LWR sont reproductibles : la différence de LWR est donc bien liée à la chambre utilisée. Bien qu'identiques, ces deux chambres ne reproduisent pas le "même" plasma dans des conditions identiques. Cela signifie qu'il est peut être possible d'optimiser le traitement H_2 en opérant dans d'autres conditions plasma afin de réduire le LWR.

V.2 Recuits thermiques

Une des stratégies visant à réduire le LWR est l'utilisation d'un recuit thermique. Par simulation, il a été montré par Cho *et al.* [166, 167] qu'un recuit de la résine légèrement au dessus de sa température de transition vitreuse (T_g), pouvait réduire le LWR. Ces auteurs ont reconstruit par simulation Monte Carlo des lignes de résine Extreme Ultra Violet (EUV) et étudié le fluage de la résine à l'aide des équations de Navier-Stokes. Ils prédisent qu'avec un recuit, il est possible de diminuer le LWR de $\approx 80\%$ (*i.e.* de passer d'un LWR de ≈ 6 nm à ≈ 1 nm). Cependant, cette réduction de LWR se fait au détriment d'une augmentation significative du CD du motif de la résine : en effet lorsque la résine "flue", son épaisseur diminue et son CD augmente.

A. V. Pret *et al.* [105] ont montré qu'un recuit d'une résine 193 nm à des températures allant jusqu'à 165 °C réduit le LWR de 11 %. Sans donner de précisions sur les valeurs

de la T_g et de la température de dégradation thermique (T_d) de la résine utilisée, ils observent cependant qu'un recuit au-delà de 165 °C engendre une détérioration des basses fréquences spatiales du LWR conduisant à une légère augmentation de la rugosité.

Dans cette partie, nous allons appliquer un traitement thermique sur la résine de référence (section V.2.1) et également sur celles exposées aux plasmas HBr, Ar et H₂ (section V.2.2). Nous étudierons leurs profils à l'aide du CD-AFM, ainsi que l'évolution de leurs CD et de leurs LWR à l'aide du CD-SEM. Nous tenterons d'expliquer les modifications physico-chimiques de la résine lors de l'application de tels traitements. Dans chacune des expériences, un recuit de 5 min a été réalisé sur une plaque chauffante dont la température peut varier de 25 °C à 300 °C.

V.2.1 Résine de référence

V.2.1.1 Profils/LWR

Nous avons vu dans le chapitre II que la T_g de nos résines se situe vers 160-165 °C et que leurs température de dégradation thermique (T_d) se situe plutôt vers 180 °C. Afin de couvrir ces deux températures caractéristiques, une gamme de températures allant de 120 °C à 200 °C a donc été appliquée pour le recuit thermique.

La figure V.8 (a) illustre les profils d'une résine obtenus à l'aide du CD-AFM. Pour des températures inférieures à 180 °C, le CD et l'épaisseur de la résine diminuent. Passé ce stade, augmenter davantage la température entraîne un effondrement du motif. Les CD normalisés des motifs de résine déterminés à l'aide du CD-SEM sont présentés sur la figure V.8 (b). Une tendance similaire à celle de la figure V.8 (a) est observée, à savoir une brusque augmentation de CD à partir de 200 °C. Par ailleurs, on remarque sur la figure V.8 (b) que l'évolution des CD est identique pour les lignes denses et les lignes isolées. Dans les deux cas, le CD diminue en fonction de la température jusqu'à 180 °C. Cette réduction peut être attribuée à la désorption des résidus de solvant présents dans la résine après l'étape de recuit subséquent au dépôt (Chapitre I). Les analyses de chromatographies (Fig. IV.17, Chapitre IV) ont en effet montré que des pics correspondants aux solvants (*i.e.* PGMEA et cyclohexanone) apparaissent sur le chromatogramme des films de résine de référence.

D'autre part, la forte augmentation du CD observée est vraisemblablement due au fluage de la résine. Ainsi la température à laquelle le "fluage" intervient semble être liée avec la température de dégradation thermique (T_d) de la résine.

La figure V.9 (a) présente le LWR réel normalisé de lignes isolées et denses obtenu à l'aide du CD-SEM. L'évolution du LWR avec la température est similaire pour les deux types de lignes. A première vue, la température à laquelle le LWR commence à diminuer est proche de la T_g (*i.e.* 160 °C). Juste avant la température de fluage (180 °C), une réduction de 28 % est obtenue sur les motifs de résines, soit un LWR de 3.8 nm sur les lignes isolées et 5.1 nm sur les lignes denses. Au delà de cette température, la mesure CD-SEM indique que le LWR continue à diminuer légèrement mais ceci ne présente aucun intérêt au vu du profil, particulièrement dégradé, obtenu à 200 °C.

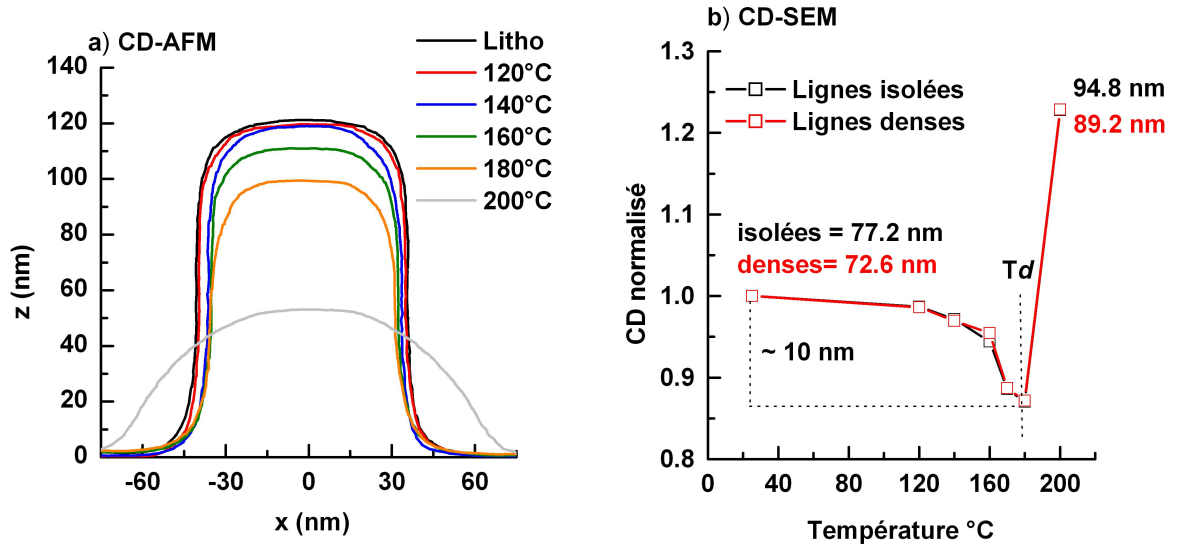


FIGURE V.8 – Evolution a) du profil du motif de résine reconstruit par CD-AFM et b) du CD des motifs denses et isolés de résine obtenus à l'aide du CD-SEM en fonction de la température de recuit.

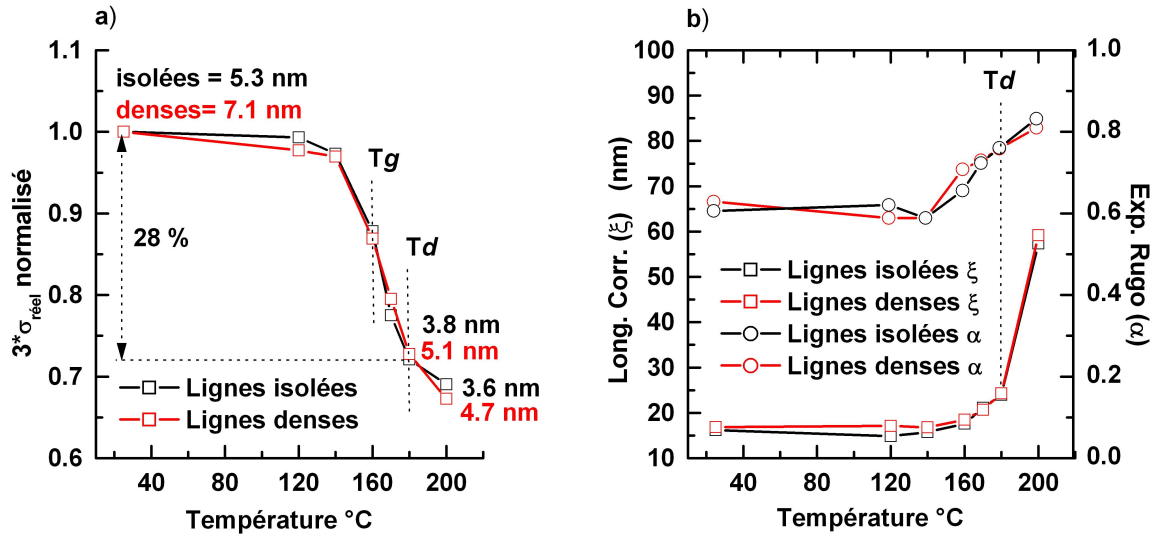


FIGURE V.9 – Evolution a) du LWR normalisé et b) de la longueur de corrélation (ξ) et de l'exposant de rugosité (α) de la résine en fonction de la température de recuit.

La figure V.9 (b) présente les valeurs de la longueur de corrélation et de l'exposant de rugosité pour les lignes isolées et denses après recuit aux différentes températures. La longueur de corrélation augmente légèrement jusqu'à une valeur de 24 nm à 180 °C et croît brusquement jusqu'à atteindre ≈ 60 nm après le "fluage". Il semblerait donc que l'aspect de la rugosité change de manière significative après cette étape : les hautes fréquences de

LWR sont lissées lors de l'effondrement du motif.

Il faut noter que dans le cas des mesures de LWR obtenues avec le CD-SEM, le bruit ($3\sigma_{\text{bruit}}$) est fortement dépendant de la géométrie du motif. Lorsqu'un profil s'arrondit, comme dans le cas d'un "fluage" (Fig. V.9 (a)), le bruit augmente de manière significative. Par exemple, nous avons remarqué que le $3\sigma_{\text{bruit}}$ de la résine de référence est égal à 2.7 nm (avec un $3\sigma_{\text{réel}}$ de 5.3 nm dans les lignes isolées), alors qu'il est de 5.2 nm pour la résine chauffée à 200 °C (avec un $3\sigma_{\text{réel}}$ de 3.6 nm dans les lignes isolées). Ainsi, dans ce dernier cas, le rapport signal sur bruit est très faible, égal à 70 %. Malgré cet inconvénient la méthode de PSD que nous avons développée semble pouvoir déterminer le LWR réel avec une bonne précision.

Durant ces expériences, nous avons également vérifié que les deux bords de lignes étaient totalement indépendants (*i. e.* $\sigma_{\text{LWR}} = \sqrt{2}\sigma_{\text{LER}}$), et cela quelle que soit la température (non présenté ici).

V.2.1.2 Modifications physico-chimiques

Des analyses FTIR ont été effectuées sur les films de résine après recuit. La figure V.10 (a) présente le spectre FTIR de la région des liaisons carbonyles. Lorsque la résine est chauffée au delà de 180 °C, on remarque une décroissance du pic situé à 1720 cm^{-1} attribué à la fonction ester liée à l'adamantane. Cette décroissance se fait au détriment de l'apparition de nouveaux pics situés vers 1734 cm^{-1} et 1700 cm^{-1} , attribués à la présence d'acides carboxyliques [58, 123, 124]. Par ailleurs, sur la figure V.10 (b) on remarque la diminution des pics à 1130 cm^{-1} et 1265 cm^{-1} correspondant aux modes d'élongation symétrique et antisymétrique des liaisons C-O-C qui relient le groupement adamantane à la chaîne principale. La figure V.10 (c) montre également que les groupements CH_2 et CH_3 (de la chaîne principale et de l'adamantane) diminuent drastiquement après recuit à 180 °C. Ces résultats mettent en évidence un seuil de température, au-delà duquel le groupement adamantane se détache de la chaîne principale.

Nous avons pu voir dans le chapitre précédent que lors de l'exposition d'une résine aux UV, l'adamantane se détache de la chaîne principale mais reste présent dans le film comme en témoignent les pics de la région C-H du spectre FTIR (Fig. IV.7 (c), Chapitre IV). Ici, ce n'est pas le cas. Les pics de la région C-H s'estompent au-delà du seuil de 180 °C prouvant que le groupement adamantane s'est détaché de la chaîne et qu'il a "quitté" le film de résine par la suite.

Ces modifications sont similaires à celles obtenues lors de la protection induite par le PAG durant l'étape de lithographie. Le groupement protecteur (adamantane) est remplacé par un acide carboxylique. Les pics correspondants aux liaisons des autres groupements, tels que la lactone, ne semblent par ailleurs pas être affectés par le recuit.

Les résultats de la figure V.11 plaident également en faveur de cette hypothèse. La figure V.11 (a) montre l'évolution de l'épaisseur du film de résine, mesurée par ellipsométrie, en fonction de la température de recuit. On observe une brusque chute de l'épaisseur au delà de 180 °C. En traçant l'épaisseur en fonction de l'intensité des pics de la région C-H

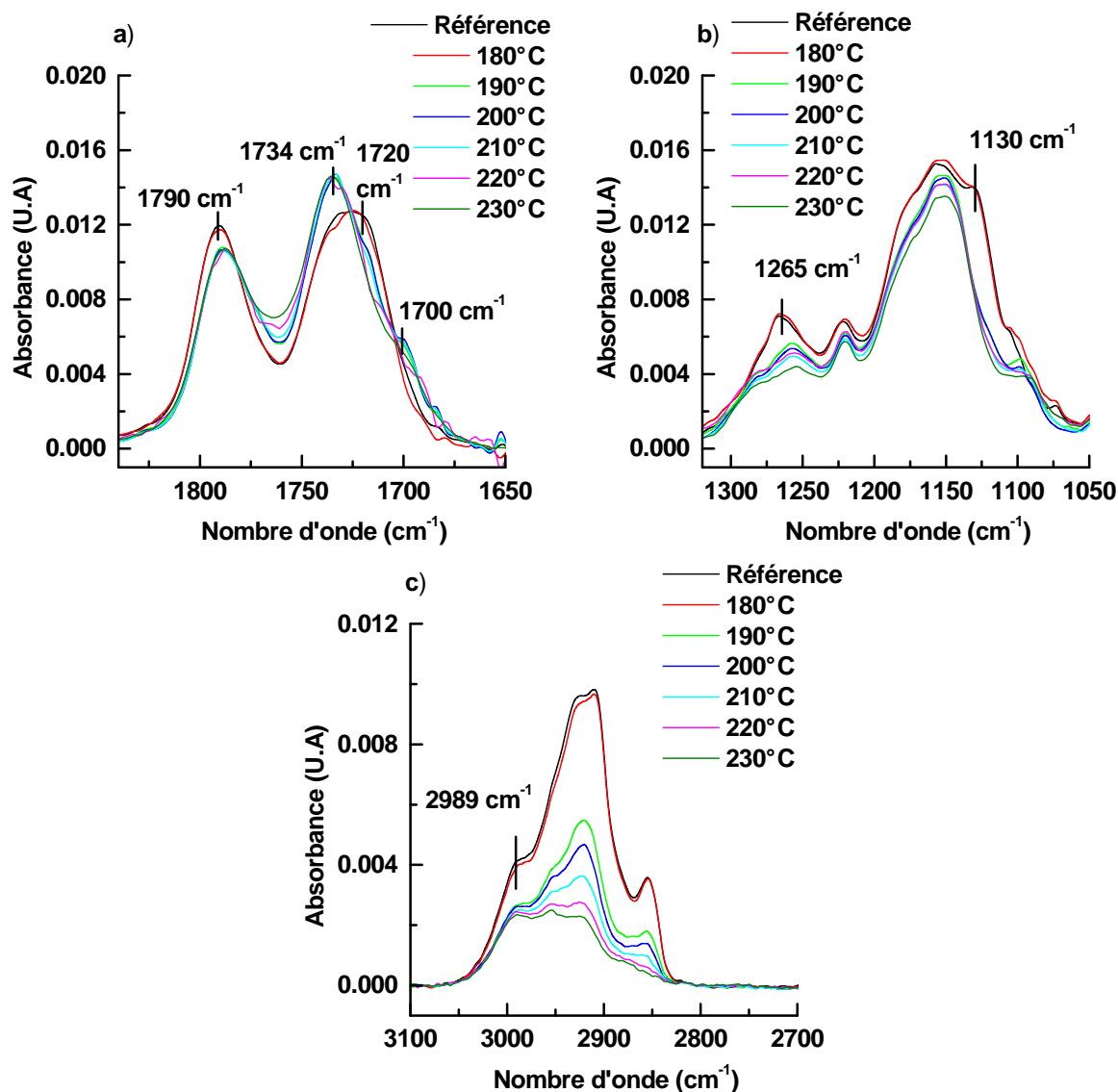


FIGURE V.10 – Spectres FTIR de la résine de référence exposée au traitement thermique pour a) la région entre 1900 cm^{-1} et 1650 cm^{-1} correspondant aux liaisons $\text{C}=\text{O}$ et $\text{C}=\text{C}$ b) la région entre 1320 cm^{-1} et 1050 cm^{-1} correspondant aux liaisons $\text{C}-\text{O}-\text{C}$ et c) la région entre 3000 cm^{-1} et 2800 cm^{-1} correspondant aux liaisons $\text{C}-\text{H}$.

(intégré entre 3050 cm^{-1} et 2830 cm^{-1}), on remarque une évolution linéaire (Fig. V.11 (b)). Ceci montre que la réduction de l'épaisseur du film est réellement due à la perte du groupe protecteur.

La déprotection de l'adamantane avec la température est un phénomène au cours duquel le PAG n'intervient pas. En effet, des expériences effectuées sur des résines exemptes de PAG ont révélé un comportement similaire, à savoir une sévère chute des pics de la région $\text{C}-\text{H}$ au delà de 180°C .

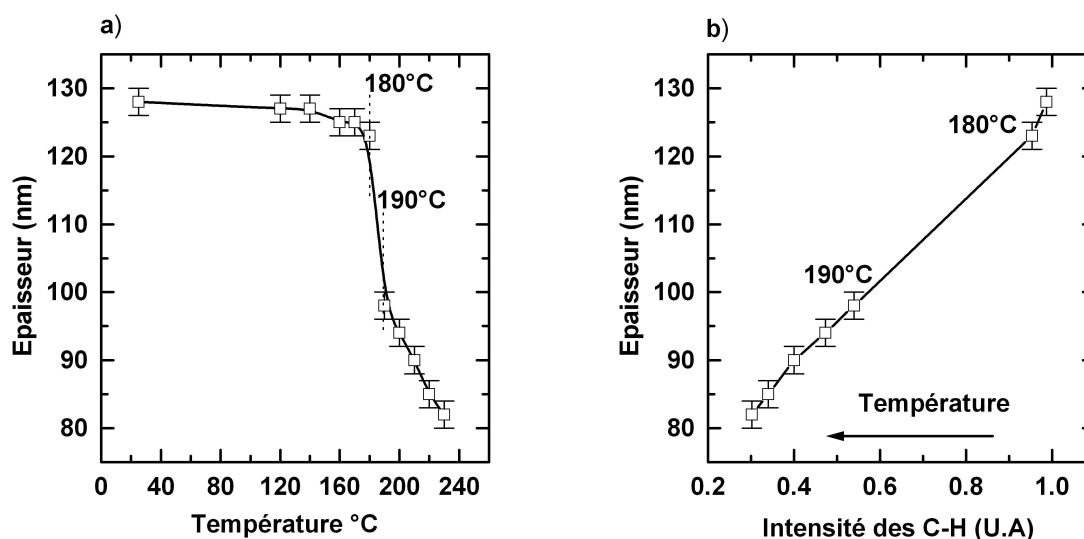


FIGURE V.11 – Evolution de l'épaisseur de la résine de référence a) en fonction de la température et b) en fonction de l'intensité intégrée des pics de la région C-H des spectres FTIR de la figure V.10 (c).

V.2.1.3 Synthèse

Contrairement à ce qu'on pouvait attendre, le fluage observé sur la figure V.8 (a) survient à une température proche de la T_d (180 °C), plutôt que de la T_g (160 °C) de la résine. Un recuit après lithographie peut être envisagé pour lisser la rugosité des motifs de résine. Le choix de la température de recuit dépendra de la résine utilisée et de ses températures caractéristiques : la température de transition vitreuse et surtout la température de déprotection thermique. Il convient de choisir une température de recuit au dessus de la T_g pour permettre la réorganisation des chaînes (afin de lisser la rugosité), mais en dessous de la T_d pour éviter l'effondrement du motif. Toutefois, si la résine présente une T_d inférieure à la T_g , le traitement thermique risque d'être compromis.

Finalement, si l'on compare les LWR obtenus après traitement thermique (Fig. V.9 (a)), on remarque que l'efficacité de celui-ci dans la diminution de la rugosité reste inférieure à l'efficacité du plasma d' H_2 (Fig. V.6). Dans les parties suivantes, nous allons étudier l'effet du recuit thermique après traitement plasma sur la rugosité des résines.

V.2.2 Résine après traitements HBr et VUV

V.2.2.1 Profils/LWR

La figure V.12 (a) montre l'évolution des profils du motif de résine préalablement exposé à 30 s de VUV en fonction de la température de recuit. Une légère perte de CD et de la hauteur est observée à partir de 120 °C. Notons qu'il est difficile de se prononcer sur les variations de CD au pied du motif. Cette zone ne peut en effet pas être mesurée avec exactitude par le CD-AFM du fait du rayon de courbure de la pointe AFM (15 nm).

L'évolution des CD des lignes isolées et denses mesurés au CD-SEM en fonction de

la température est illustrée sur la figure V.12 (b). Les deux types de motifs présentent la même évolution en fonction de la température et leur tendance est identique à celle observée par CD-AFM dans les lignes isolées. On observe cependant une légère diminution du CD à partir de 120 °C ainsi qu'une remontée à partir de 160 °C, davantage marquée dans les lignes denses.

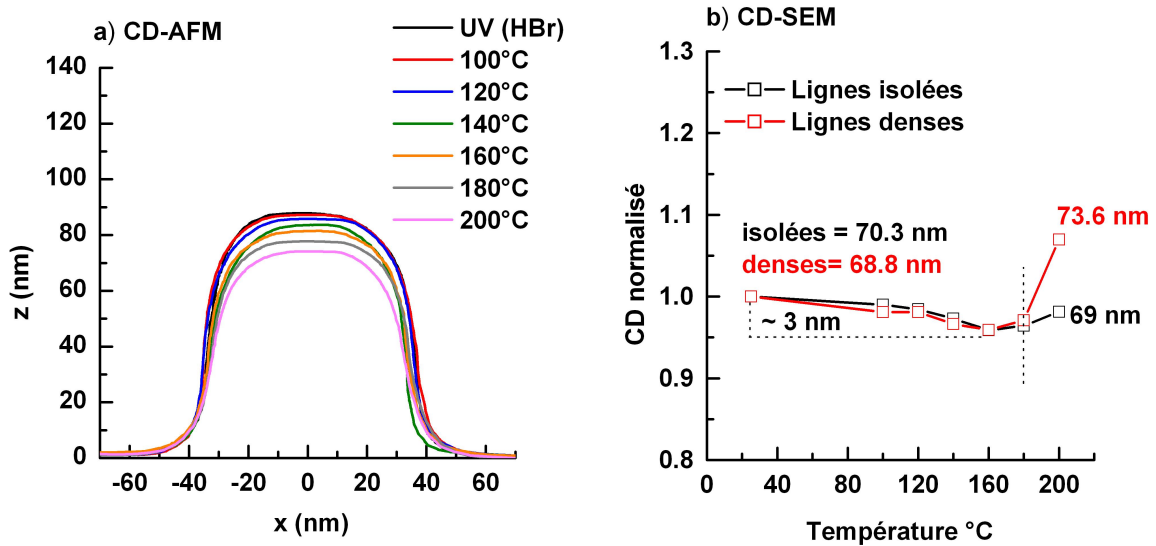


FIGURE V.12 – Evolution a) du motif de résine exposé aux UV du plasma HBr reconstruit à l'aide CD-AFM et b) du CD de la même résine obtenu à l'aide du CD-SEM en fonction de la température de recuit.

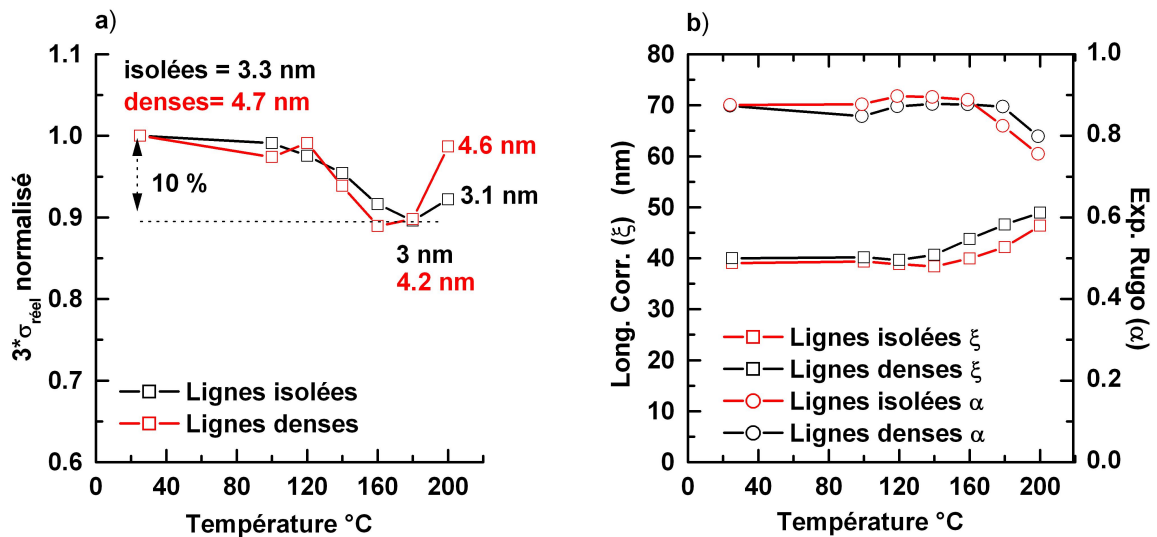


FIGURE V.13 – Evolution a) du LWR normalisé et b) de la longueur de corrélation (ξ) et de l'exposant de rugosité (α) du motif de résine exposée aux UV du plasma HBr, en fonction de la température de recuit.

Ici également les mesures de CD doivent être prises avec précaution. En effet, elles ne donnent qu'une estimation moyenne du CD du motif sur toute la hauteur. D'après les profils CD-AFM, nous constatons que le profil est plus arrondi à des températures élevées et présente une certaine pente. Cela pourrait induire une erreur sur les mesures de CD avec le CD-SEM. Quoi qu'il en soit, contrairement à la résine non traitée, aucun effondrement du motif n'est ici observé au delà de 180 °C, ce qui laisse penser que les rayonnements UV "renforcent" la résine.

Le LWR commence à diminuer légèrement à partir de 120 °C pour atteindre un minimum à 180 °C (Fig. V.13 (a)). Au delà, une augmentation du LWR est observée. La figure V.13 (b) montre une légère augmentation de ξ de 40 nm à 50 nm laissant supposer que la température rend le profil de rugosité plus "étiré". Finalement, un recuit après traitement VUV permet une légère amélioration de la rugosité de l'ordre de 10 %.

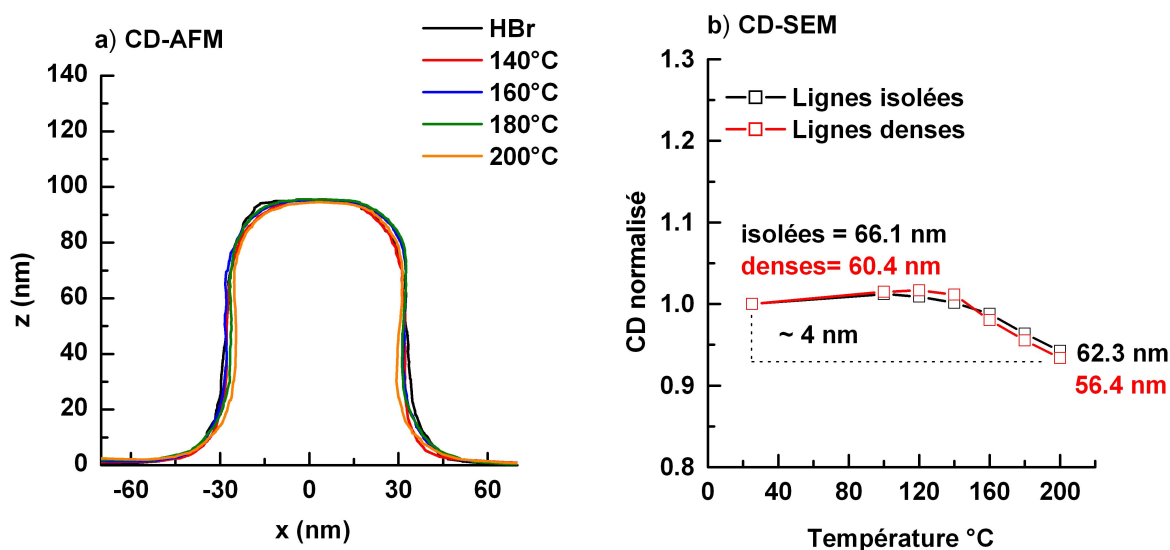


FIGURE V.14 – Evolution a) du motif de la résine exposée au plasma HBr reconstruit à l'aide CD-AFM et b) du CD de la même résine obtenus à l'aide du CD-SEM en fonction de la température de recuit

L'impact d'un traitement thermique sur les profils et la rugosité d'un motif de résine exposé à l'intégralité du plasma HBr est présenté sur les figures V.14 et V.15. Une légère diminution du CD est observée sur les profils CD-AFM mais les profils restent quasiment inchangés quelle que soit la température de recuit. Les mesures CD-SEM montrent également une faible réduction de CD à partir de 140 °C jusqu'à 200 °C, température pour laquelle une perte de 4 nm est observée. Toutefois, contrairement au cas de la résine exposée aux VUV, la hauteur du motif reste intacte lors du recuit (Fig. V.14 (a)). Cette différence peut s'expliquer par la présence de la couche dense présente sur les flancs et le sommet des motifs de résine. Cette couche, comme on l'a vu au chapitre IV, empêche les espèces de quitter le film de résine ou du moins en limite le dégazage. Grâce à la présence de cette couche, le profil de résine est maintenu "carré" pendant le recuit même à des températures élevées.

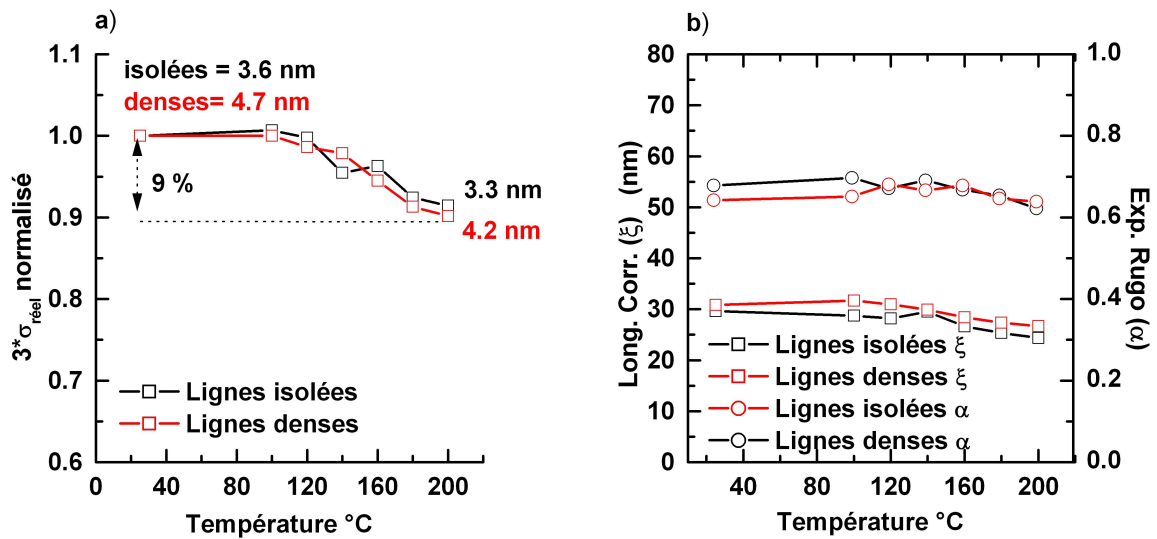


FIGURE V.15 – Evolution a) du LWR normalisée et b) de la longueur de corrélation (ξ) et de l'exposant de rugosité (α) de la résine exposée au plasma HBr, en fonction de la température de recuit.

Les figures. V.15 (a) et (b) montrent l'évolution du LWR, de ξ et de α . On observe la même diminution que dans le cas du traitement VUV : le LWR commence à diminuer à partir de 120 °C. A 200 °C, la baisse de LWR est de 9 % et les rugosités obtenues dans les lignes denses et isolées sont respectivement égales à 4.2 nm et 3.3 nm. Cette diminution ne semble pas affecter les fréquences spatiales du LWR puisque les valeurs de ξ et de α n'évoluent pas de manière significative et restent constantes vers 30 nm et 0.6 respectivement.

V.2.2.2 Modifications physico-chimiques

La figure V.16 présente la superposition des thermogrammes TGA des résines avant et après traitements HBr et UV. Après traitements (HBr et UV), le signal TGA est fortement modifié. En particulier, la perte de masse observée à 182 °C sur la résine de référence et correspondant à la T_d de celle-ci, est absente sur les thermogrammes des résines traitées. Dans ce cas, on remarque toutefois une perte de masse débutant à des températures plus basses (de l'ordre de 100 °C), et l'évolution de cette perte de masse en fonction de la température est beaucoup plus monotone que celle de la résine de référence. Le décalage des pics des résines traitées vers les basses températures s'explique par le fait que les UV ont préalablement clivé le groupement adamantane (Fig. V.16 (b)). Ce groupement étant libre dans le film, il est dégazé à une température plus faible, ce qui explique l'émergence du pic à 110 °C seulement. Les résines exposées aux UV ou à l'intégralité du plasma présentent une perte de masse similaire avec la température.

Des analyses FTIR ont été réalisées pour relier cette perte de masse à une modification chimique. La figure V.17 (a) présente le spectre FTIR de la région C-H de la résine exposée au traitement UV à différentes températures. Contrairement au cas de la résine de référence, la diminution de l'intensité des pics se fait ici de manière monotone avec la

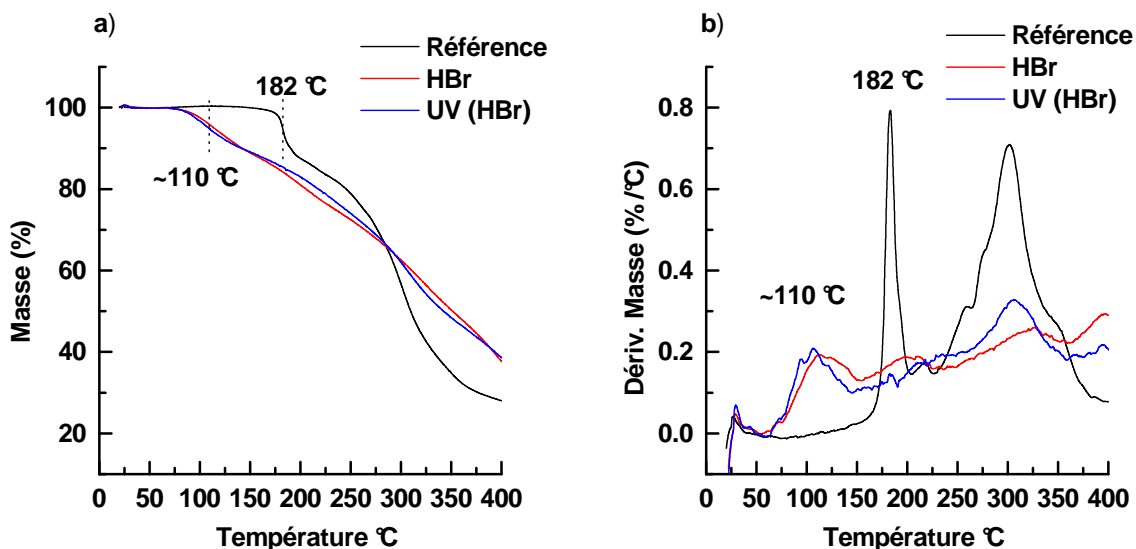


FIGURE V.16 – a) et b) Thermogrammes TGA des résines de références et traitées par HBr et les UV du plasma HBr.

température. Les autres pics du spectre FTIR restent quasiment inchangés (non présenté). Ce résultat suggère que la perte de masse "linéaire" avec la température observée sur la figure V.16 (a) est liée au dégazage de l'adamantane libre dans le film de résine et préalablement clivé par les UV du traitement.

La figure V.17 (b) montre en revanche que lorsque la résine est exposée à l'intégralité du plasma HBr, la perte des C-H est largement plus faible alors que l'analyse TGA montre une perte de masse monotone avec la température dès 110 °C. Ceci peut paraître contradictoire mais s'explique aisément par le fait que les analyses TGA sont réalisées à partir d'une poudre alors que les analyses FTIR sont réalisées sur des films de résine couchés sur silicium. En effet, avec des films de résine, la présence d'une couche dense surfacique peut bloquer le dégazage des espèces, alors qu'en poudre, cette couche est mélangée avec le reste de la résine et ne peut plus jouer de rôle sur le dégazage des espèces provenant du "volume".

Ceci est confirmé par des mesures ellipsométriques réalisées sur des films de résine exposés aux traitements UV et HBr en fonction de la température de recuit (Fig. V.18 (a)). On remarque que l'épaisseur du film de résine préalablement exposé aux UV diminue dès 100 °C avec la température et que la diminution est directement liée à la perte des adamantanes (Fig. V.18 (b)). Ce résultat est en parfaite cohérence avec le résultat TGA de la figure V.16 (a) montrant un début de perte de masse vers 100 °C. Par contre, l'épaisseur du film de résine exposé au plasma HBr reste quasiment inchangée avec la température (à peine 10 % de perte d'épaisseur à 200 °C). La perte d'épaisseur est une fois de plus bien liée à la légère perte d'adamantane (Fig. V.18 (b)). Finalement, le comportement différent entre les films exposés aux UV et ceux exposés au plasma HBr ne peut s'expliquer que par la présence de la couche dense surfacique qui empêche le dégazage des adamantanes.

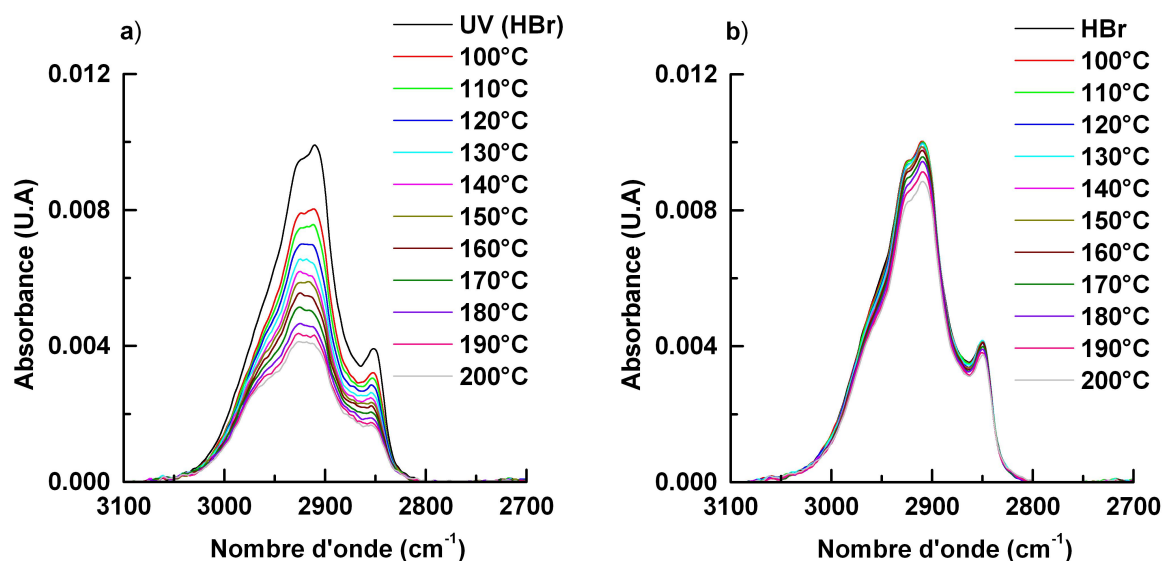


FIGURE V.17 – Spectres FTIR entre 3000 cm^{-1} et 2800 cm^{-1} correspondant aux liaisons C-H pour des résines exposées a) aux UV du plasma HBr et b) au plasma HBr dans son intégralité à différentes températures de recuit.

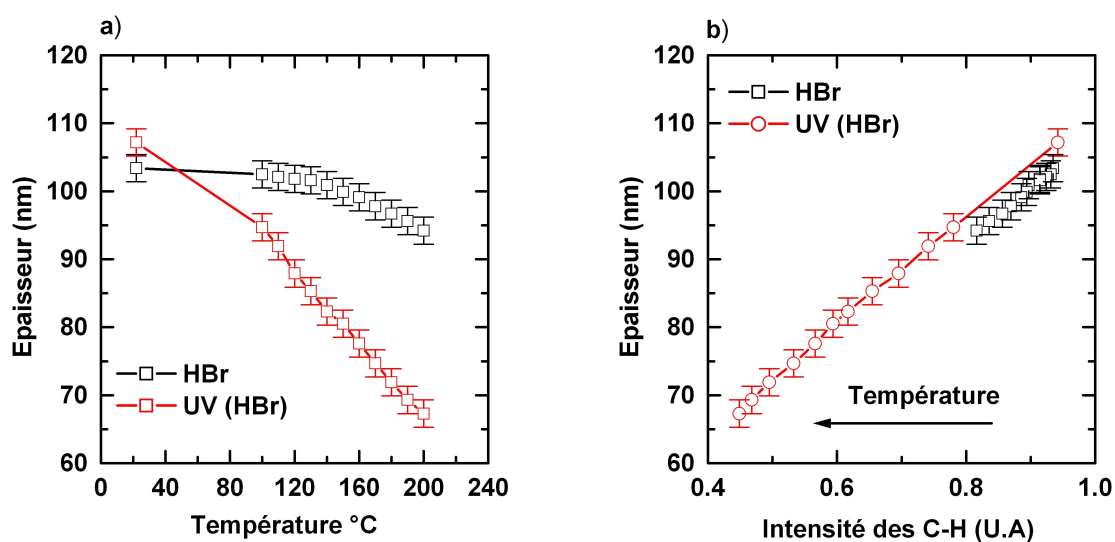


FIGURE V.18 – Evolution de l'épaisseur des résines traitées par HBr et les UV du plasma HBr a) en fonction de la température et b) en fonction de l'intensité intégrée des pics de la région C-H des spectres FTIR de la Fig. V.17.

Nous avons vu au chapitre précédent que lors de l'exposition de la résine aux UV, de nombreux phénomènes interviennent. Les groupes latéraux sont clivés de la chaîne principale et des mécanismes de scission de chaînes interviennent pour une exposition à des faibles doses d'UV. Pour des doses élevées, les mécanismes de réticulation renforcent la résine. Lors du clivage des groupements latéraux et de la scission de chaîne, des radicaux sont formés. Ces radicaux auront davantage de chance de se rencontrer lorsque la température est élevée.

Cela tend à augmenter le degré de réticulation. On peut supposer que la haute densité des radicaux libres présente dans la résine traitée par les UV induit une réticulation du polymère lors du recuit. Cette réticulation expliquerait pourquoi on n'observe pas d'effondrement de motif (Fig. V.12 (a)).

V.2.2.3 Synthèse

Un recuit thermique appliqué après un traitement UV permet de faire dégazer les groupements protecteurs qui ont été préalablement détachés de la chaîne de polymère lors du traitement. Ainsi le dégazage commence à une température de 100°C plus faible que la température de début de déprotection thermique d'une résine de référence (175°C). Dans ce dernier cas, le départ brutal des adamantanes au delà de 180°C conduit à un fluage de la résine (Figs. V.8 (a) et V.11 (c)). Pour la résine exposée aux UV, le fluage est moins évident. Il se peut que chauffer conduit au dégazage des groupements adamantanes et en même temps à une réticulation de la résine qui l'empêcherait de s'effondrer.

Dans cette étude, il est difficile de faire un lien direct entre la température de fluage de la résine et sa température de transition vitreuse. Dans le cas de la résine de référence, le fluage intervient vers 180 °C, c'est à dire à la T_d (notons que cette température est proche de la T_g). Dans le cas d'une résine exposée aux UV, aucun fluage n'est observé malgré une T_g mesurée vers 130°C et la perte de masse débutant vers 100°C. Pour une telle résine, la légère réduction de LWR observée sur la figure V.13 commence à partir de 120°C, soit plus tôt que la résine de référence. Il est difficile de dire si cette baisse de rugosité est reliée au départ des adamantanes ou au fait que l'on s'approche de la T_g de la résine (exposée au UV) puisque les deux températures sont très proches. De plus, le polymère peut également réticuler avec la température. Cela pourrait expliquer la faible réduction de LWR. La réduction du LWR est de l'ordre de 10 %, ce qui conduit à des valeurs de 3 nm dans les lignes isolées et de 4.2 nm dans les lignes denses, proches des valeurs obtenues avec le traitement H_2 .

En ce qui concerne la résine traitée par HBr, les modifications chimiques en volume sont semblables mais la couche dense autour du motif de résine retient l'adamantane dans le volume. Par conséquent, le recuit thermique a très peu d'impact sur le profil du motif de résine. D'après la figure. V.15, la réduction de LWR est similaire à celle de la résine exposée aux UV, malgré la présence de la couche graphite. Ce résultat est surprenant et difficile à expliquer.

V.2.3 Résine après traitement Ar

Dans cette partie nous allons étudier l'influence d'un recuit sur des motifs des résines préalablement exposés au plasma Ar. Cette étude a également été réalisée sur les motifs de résine exposés au traitement Ar à travers les hublots de MgF_2 ne laissant passer que les longueurs d'onde supérieures à 120 nm.

Nous avons vu section V.1.2.1 que les motifs de résine exposés à ce plasma à travers les hublots subissent une perte de CD et de hauteur (et une réduction de LWR) alors que

le plasma lui-même émet principalement en dessous de 120 nm. Ceci a été expliqué par des émissions dans la gamme 120-200 nm émanant des produits carbonés dégazés de la résine. Ces émissions sont suffisamment intenses pour engendrer des modifications de la résine.

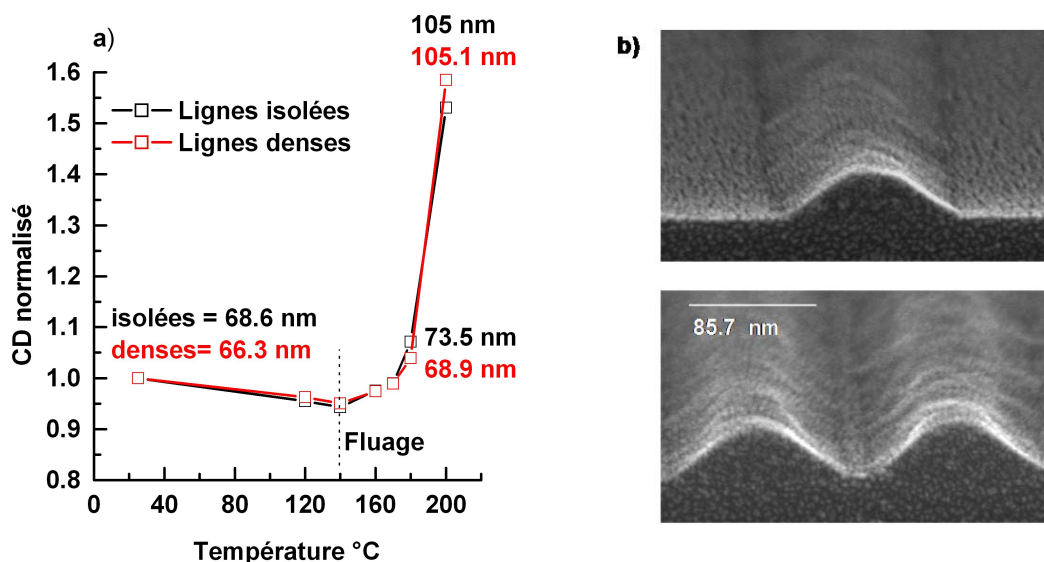


FIGURE V.19 – a) Evolution du CD de la résine exposée aux "UV" du plasma Ar obtenu à l'aide du CD-SEM en fonction de la température de recuit. b) Images SEM d'une résine exposée aux UV du plasma Ar et chauffée à 200 °C.

La figure V.19 (a) illustre l'évolution des CD des résines soumises aux "UV" du plasma d'Ar, en fonction de la température. On remarque qu'au-delà de 140 °C, le CD augmente de manière significative.

A 200 °C, la résine est totalement étalée (Fig. V.19 (b)). Les modifications observées sont donc clairement plus importantes que dans le cas de l'exposition aux UV de l'HBr (Fig. V.12 (a)). Cette différence peut s'expliquer par la dose de photons reçue. En effet, dans le cas de l'HBr, cette dose est particulièrement élevée et les mécanismes de réticulation débutent rapidement après le début de l'exposition. Dans le cas de l'Ar, la dose reçue est plus faible et le degré de réticulation n'est pas suffisant pour empêcher le fluage lors du recuit. Ici, les mécanismes de scission de chaînes prédominent.

Le LWR (Fig. V.20 (a)) chute considérablement à partir de la température de fluage de 140 °C. Les paramètres de rugosité ξ et α quant à eux, augmentent au-delà de cette température (Fig. V.20 (b)). A 180 °C, une baisse de LWR de 35 % est mesurée, ce qui conduit à des LWR de 2.6 nm 3.9 nm dans les lignes isolées et denses, respectivement. La baisse de rugosité est trois fois plus importante que celles obtenues avec les traitements UV et HBr. Ceci s'explique par l'absence de réticulation et par la forte présence de chaînes fragmentées. Les fragments de chaînes peuvent alors se mouvoir plus aisément lors du recuit.

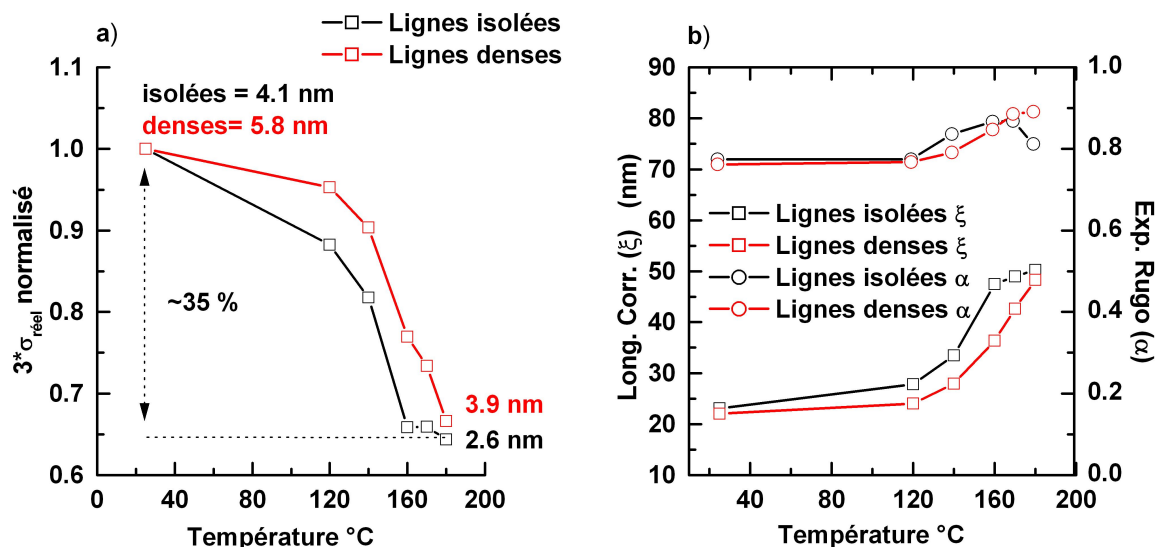


FIGURE V.20 – Evolution a) du LWR normalisé et b) de la longueur de corrélation (ξ) et de l'exposant de rugosité (α) de la résine exposée aux "UV" du plasma Ar, en fonction de la température de recuit.

Lorsque la résine est soumise au plasma Ar, le motif reste carré, même à une température élevée de 200 °C (Figs. V.21 (a) et (b)). Une légère diminution du CD est observée, mais le motif ne s'effondre pas. Cela est vraisemblablement dû à la couche formée autour du motif de résine, qui, comme dans le cas du plasma HBr, empêche le fluage de la résine. On remarque sur la figure V.22 (a) que le LWR augmente avec la température. Les valeurs de ξ et α ne semblent en revanche pas évoluer de manière significative (Fig. V.22 (b)), montrant que l'amplitude de la rugosité augmente sur l'ensemble du domaine fréquentiel.

L'augmentation du LWR avec la température pourrait s'expliquer une fois de plus par les différences des propriétés mécaniques entre la couche superficielle et le volume souple. Lors du recuit, les chaînes sont très mobiles (absence de réticulation, scission de chaînes), mais la croûte en surface reste rigide ce qui génère un "plissement" de la surface et entraîne une augmentation de la rugosité [116, 125, 127, 130, 149–152, 168].

Le cas du plasma HBr constitue un résultat surprenant dans cette étude (Fig. V.15 (a)) par le fait que la température ne dégrade pas le LWR. Il est possible que la résine soit alors légèrement réticulée et le degré de réticulation augmente par ailleurs avec le recuit. Le volume de la résine est donc moins "souple" que dans le cas du plasma d'Ar et son module d'élasticité est plus élevé, préservant ainsi la surface de celle-ci de toute déformation (Chapitre IV, section IV.1.1.2.7).

Lorsqu'une couche dur se dépose sur la résine, le module d'élasticité du volume pilote la rugosité de surface : plus il est faible, plus la surface est rugueuse. Cette explication est vraisemblable pour les films de résine [150–152]. Sur les motifs, en revanche, la situation est beaucoup plus complexe. Les plasmas Ar et HBr induisent la formation d'une couche autour du motif. Contrairement au sommet, les flancs des motifs ne sont pas exposés à un flux ionique. La couche dense pourrait donc être beaucoup plus "souple" sur les flancs.

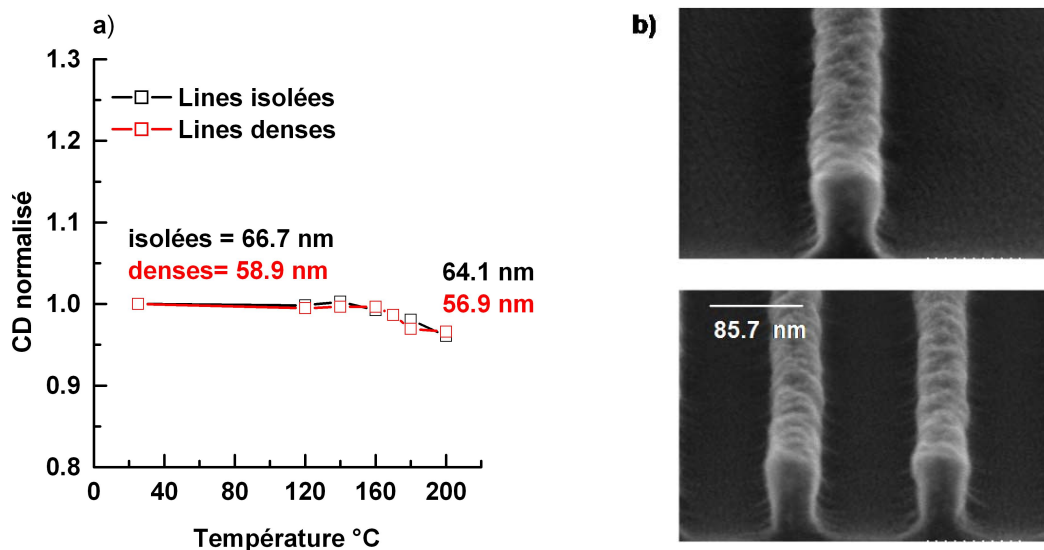


FIGURE V.21 – a) Evolution du CD de la résine exposée au plasma Ar, obtenu à l'aide du CD-SEM en fonction de la température. b) Images SEM d'une résine exposée au plasma Ar et chauffée à 200 °C.

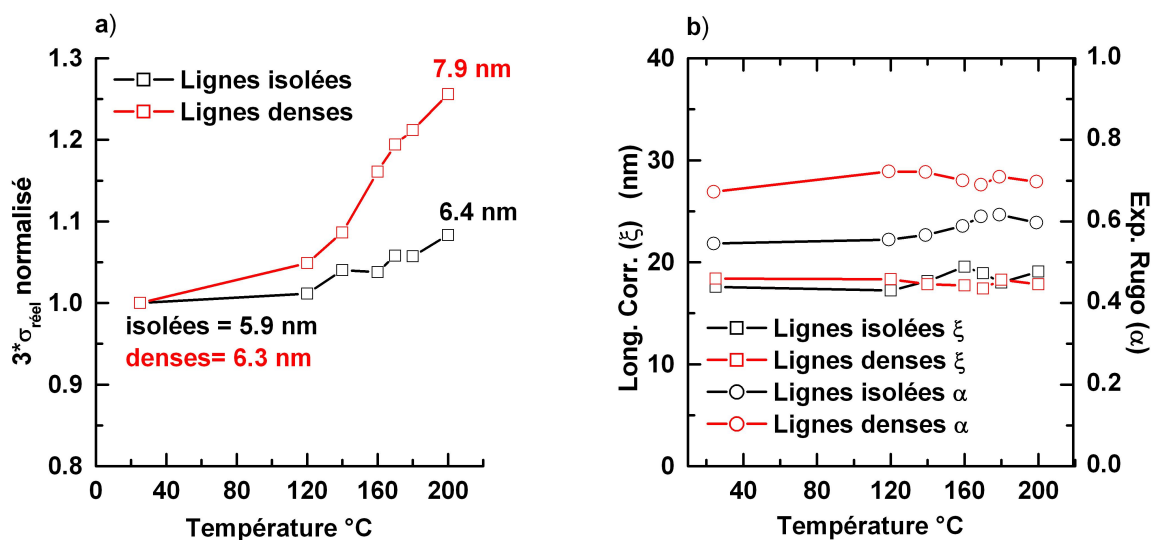


FIGURE V.22 – Evolution a) du LWR normalisé et b) de la longueur de corrélation (ξ) et de l'exposant de rugosité (α) de la résine exposée au plasma Ar, en fonction de la température de recuit.

De plus, les déformations engendrant le "plissement" de la couche peuvent différer sur les films 2D "infinis" et sur les motifs nanométriques 3D, du fait de leurs dimensions et géométries différentes.

V.2.4 Résine après traitement H₂

V.2.4.1 Profils/LWR

L'impact d'un traitement plasma H₂ de 10 s suivi d'un traitement thermique sur la rugosité de bord est présenté sur la figure V.23 (a). Le profil de la résine n'évolue pas à 120 °C et une légère diminution de hauteur (7 nm) et de CD (8 nm) est observée à 170 °C. En revanche aucun fluage n'est observé.

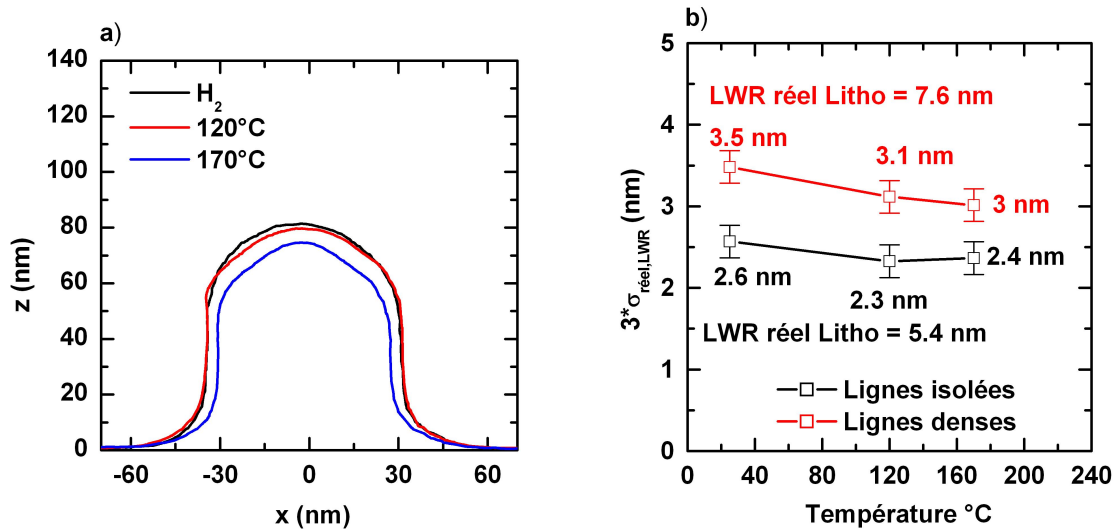


FIGURE V.23 – Evolution a) du profil, b) du LWR normalisé de la résine exposée au plasma H₂, en fonction de la température de recuit.

Lors du recuit, le LWR semble diminuer légèrement à 120 °C, bien que cette réduction reste dans l'incertitude de la mesure (Fig. V.23 (b)). La rugosité ne semble pas évoluer au delà de cette température. Dans tous les cas, la longueur de corrélation est identique (≈ 40 nm) mais l'exposant de rugosité diminue légèrement à 170 °C, passant de 0.9 à 0.6 (non présenté).

Les figures V.24 comparent les PSD des résines exposées aux traitements H₂ et H₂ suivi d'un recuit à 120 °C. Dans le domaine des k_n supérieurs à $\approx 0.1 \text{ nm}^{-1}$ (*i. e.* longueurs de 63 nm), les deux PSD se superposent parfaitement (la courbe bleue représente le rapport des courbes vertes et rouges). Cela n'est pas surprenant puisque ce domaine ne présente plus aucune rugosité : le plasma H₂ a déjà lissé les hautes fréquences spatiales. Pour les k_n inférieurs à $\approx 0.1 \text{ nm}^{-1}$, on remarque que le traitement thermique réduit très légèrement les fréquences de rugosité (phénomène plus accentué dans les lignes denses). Même si cette baisse n'est pas significative, il semble que le recuit après traitement H₂ permet d'améliorer davantage les moyennes et basses fréquences spatiales.

Lorsque les bords des lignes sont corrélés (chapitre III, équation III.33), la relation $\sigma_{\text{LWR}} = \sqrt{2}\sigma_{\text{LER}}$ n'est plus vérifiée. Le LER calculé à partir de la méthode d'ajustement des PSD, en extrayant les bruits "blanc" et non-stochastique est représenté sur la fig-

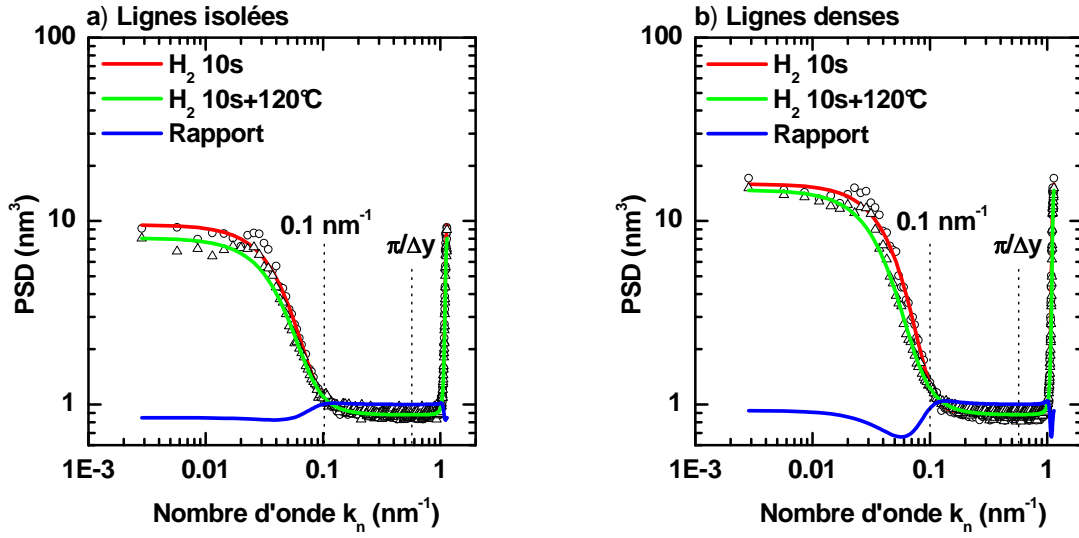


FIGURE V.24 – PSD expérimentales et théoriques obtenues après traitement H_2 , et $\text{H}_2+120^\circ\text{C}$, dans le cas a) des lignes isolées et b) des lignes denses. Les LWR de chaque PSD sont représentés sur la Fig. V.23. La courbe bleue présente le rapport des deux PSD théoriques (courbe verte/courbe rouge).

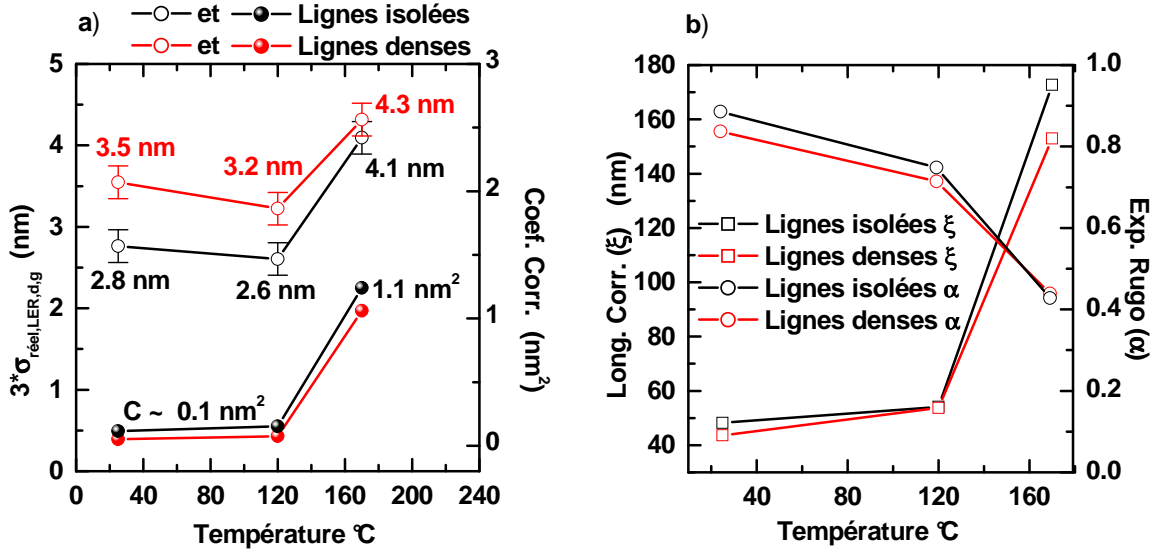


FIGURE V.25 – Evolution de a) $\sigma_{\text{réel,LER,d,g}}$, du coefficient de corrélation C et b) de la longueur de corrélation (ξ) et de l'exposant de rugosité (α) du LER, des résines exposées au plasma H_2 , en fonction de la température de recuit.

ure V.25 (a) (Chapitre III, section III.5.1.1). On remarque que le LER des deux bords ($\sigma_{\text{réel,LER,d,g}}$) est identique aux valeurs de LWR jusqu'à 120°C . A 170°C , le LER augmente de l'ordre de $\approx 1 \text{ nm}$. La longueur de corrélation du LER (Fig. V.25 (b)) à cette température (150 et 170 nm), est bien plus supérieure à la longueur de corrélation du LWR ($\approx 40 \text{ nm}$).

L'augmentation du LER et de la longueur de corrélation s'explique par un phénomène de flambage des lignes, engendré par la température. La température de 170 °C n'est pas optimale avec le traitement H₂ puisqu'elle conduit à une dégradation significative du LER.

Finalement, un recuit après traitement H₂ permet de réduire légèrement la rugosité de bord. L'enchaînement de ces deux étapes (H₂ et recuit) conduit aux plus faibles rugosités mesurées dans cette étude, même si les valeurs obtenues sont encore au dessus des exigences de l'ITRS.

Durant cette thèse, nous avons également étudié l'impact d'un traitement thermique à 120 °C appliqué *simultanément* avec le plasma H₂. Les résultats de ce traitement ne sont pas présentés ici puisque les motifs de résine sont fortement érodés verticalement et latéralement. De plus, ce traitement n'a finalement aucun intérêt puisque qu'aucune amélioration du LWR n'a été observée par rapport au traitement plasma H₂ seul.

V.2.4.2 Modifications physico-chimiques

Les analyses FTIR sont représentées sur la figure V.26 (a). Une diminution des liaisons C-H et de l'épaisseur (Fig. V.26 (b)) est observée dès 100 °C. Ici, le spectre FTIR ressemble beaucoup à celui de la résine traitée par les UV (HBr). En effet, une chute progressive de l'adamantane lors du recuit est constatée.

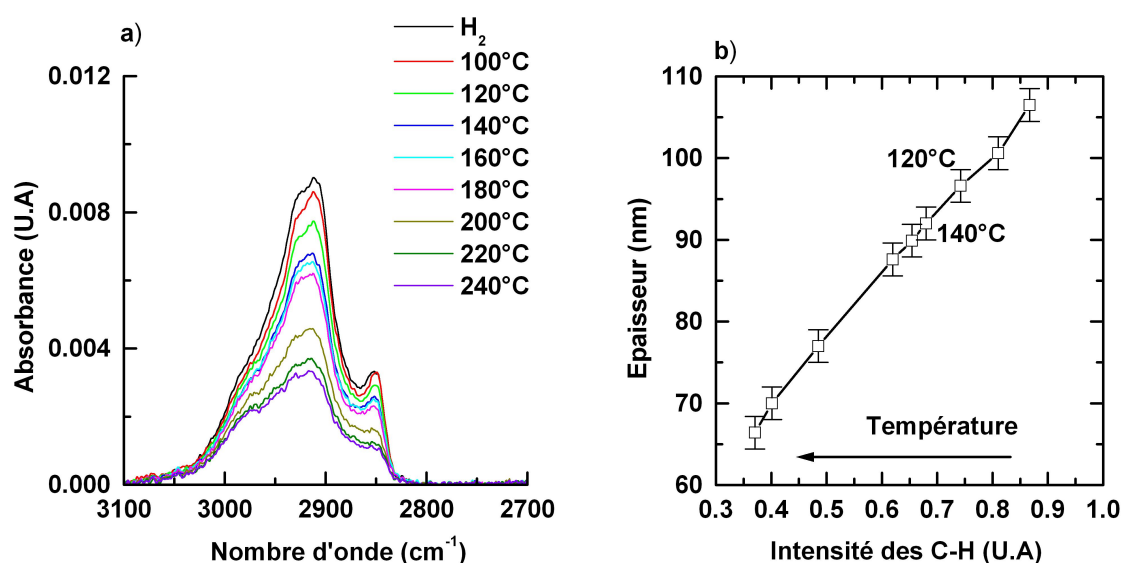


FIGURE V.26 – a) Spectres FTIR de la région entre 3000 cm⁻¹ et 2800 cm⁻¹ correspondant aux liaisons C-H pour une résine exposée au plasma H₂ à différentes températures de recuit. b) Evolution de l'épaisseur de la même résine en fonction de l'intensité intégrée des pics de la région C-H

A première vue, le plasma H₂ ne semble pas générer une couche à la surface de la résine. Toutefois des mesures AFM effectuées sur des films exposés au H₂ ont révélé que la rugosité de surface augmente jusqu'à une température de 140 °C, puis diminue ensuite progressivement. Cela laisse supposer qu'une couche "souple" se forme sur la résine après

plasma H_2 . La relaxation des contraintes mécaniques de cette couche expliquerait une rugosité RMS plus importante lors de l'augmentation de la température.

Ce phénomène est atténué lorsque la température excède la T_g de la couche superficielle. Cette couche se "ramollit" alors, entraînant une réduction de son module d'élasticité et une baisse de la rugosité de surface. Toutefois, comme on peut le constater sur la figure V.26 (a), même pour des températures inférieures à 140 °C, cette couche n'est pas assez rigide pour empêcher la désorption du groupement adamantane.

V.2.4.3 Etude du transfert de rugosité des résines exposées au traitement H_2 + température

De manière générale le LWR du silicium dépend sensiblement de celui de la résine (Chapitre IV, section IV.2.2). Avant le transfert, plus la résine est lisse, plus la rugosité finale du silicium est faible. Par ailleurs, nous avons observé que toutes les composantes fréquentielles de la rugosité ne sont pas transférées de manière équivalente. Les hautes fréquences de rugosité ont tendance à diminuer lors de la gravure (augmentation de ξ et de α pendant les étapes de gravure à la fois avec une résine de référence et une résine traitée par HBr). La rugosité des résines de référence ou exposées à l'HBr diminue davantage pendant le transfert que dans le cas des résines soumises aux UV : ces dernières ne présentent en effet que très peu de hautes fréquences.

Nous avons donc voulu étudier le transfert de la rugosité des résines exposées au plasma H_2 suivi d'un recuit thermique à 120 °C, qui présentent, rappelons-le, les plus faibles valeurs de LWR mesurées jusqu'ici. L'empilement et les conditions plasma sont les mêmes que celles utilisées dans le chapitre IV (section IV.2). Nous nous contenterons de comparer les LWR dans la résine et le silicium.

Les figures. V.27 (a) et (b) illustrent les PSD expérimentales et théoriques des résines traitées ainsi que celles obtenues dans le silicium après gravure. Avant et après les étapes de gravure, les PSD sont véritablement identiques. Cela suggère donc que tous les paramètres de rugosité sont fidèlement transférés de la résine au silicium. Les valeurs de LWR, de ξ et de α sont données dans le tableau V.2. Dans le silicium, les LWR obtenus sont donc identiques à ceux obtenus avant gravure.

Paramètres de rugosité	Lignes	Lithographie	Traitement $H_2+120^\circ C$	Silicium
$3\sigma_{réel}[nm]$	isolées	5.4	2.3	2.4
$3\sigma_{réel}[nm]$	denses	7.6	3.1	3.1
$\xi [nm]$	isolées	15.7	43	45
$\xi[nm]$	denses	16.8	46	48
α	isolées	0.6	0.9	0.9
α	denses	0.6	0.9	0.9

TABLEAU V.2 – Paramètres de LWR pour des résines après les étapes de lithographie et de traitement $H_2 + 120^\circ C$, et de transfert dans le silicium

Ce résultat est attendu et conforme à ce qui a été observé dans le chapitre IV dans

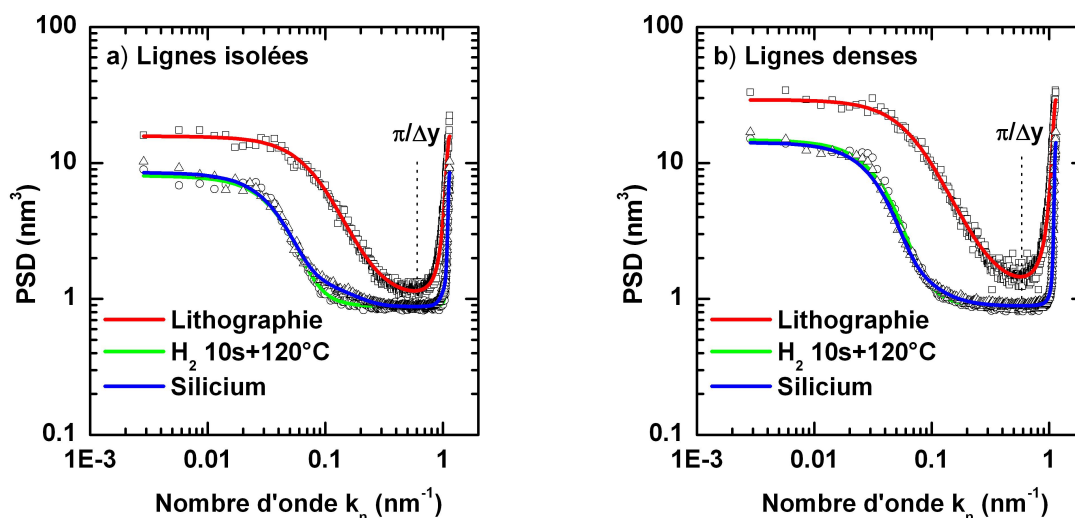


FIGURE V.27 – PSD expérimentales et théoriques obtenues après les étapes de lithographie, de traitement $\text{H}_2 + 120^\circ\text{C}$, et de transfert dans le silicium dans le cas a) des lignes isolées et b) des lignes denses.

le cas d'un traitement UV. En effet, le traitement H_2 suivi d'un recuit, lisse de manière préférentielle les hautes et moyennes fréquences de rugosité. La rugosité finale de la résine après traitement étant majoritairement constituée de composantes basses fréquences, celles-ci se transfèrent fidèlement dans la couche de silicium.

V.3 Conclusion

Au cours de ce chapitre nous avons testé différents traitements plasma appliqués sur la résine. Les deux facteurs qui influencent le LWR sont la dose d'UV, ainsi que la formation d'une couche surfacique. Les UV entre 120 et 200 nm entraînent une réduction des hautes et des moyennes fréquences de rugosité. En contrepartie, la couche surfacique générée lors des plasmas Ar et HBr a tendance à détériorer la diminution de LWR induite par les UV. Le plasma H_2 semble efficace puisqu'il émet intensément des UV et ne crée pas de couche rigide sur les surfaces des motifs. Ainsi il réduit davantage le LWR que les autres plasmas. L'action chimique des radicaux d'hydrogène jouent potentiellement un rôle dans le lissage des flancs.

Le traitement thermique a également une influence sur les résines. Dans le cas de la résine de référence, le LWR peut diminuer de 28 % jusqu'à 180°C . Mais au-delà, un effondrement du motif est observé qui est directement relié à la perte du groupement protecteur. Les valeurs de LWR obtenues avant le fluage de la résine, restent cependant toujours élevées (3.8 nm et 5.1 nm dans les lignes isolées et denses respectivement).

Nous avons donc tenté d'associer les traitements plasma et thermiques dans l'espoir de combiner leurs avantages. L'application d'un recuit après traitement plasma permet, selon les cas, de continuer le lissage de la résine. Ce lissage est relié au dégazage des

groupements qui ont été clivés par les UV du plasma lors du traitement. Ce dégazage commence à des températures de l'ordre de 100-120 °C. La formation de volume libre associée au dégazage permet aux chaînes de se réarranger et de favoriser la diminution de la rugosité. La température optimale de recuit est un compromis entre lissage maximum de la rugosité et le fluage du motif de résine, et dépend du traitement plasma préalable (et de la dose d'UV reçue pendant le traitement). Le recuit sera plus efficace pour diminuer la rugosité si la résine a été préalablement exposée à une dose d'UV suffisamment faible pour ne pas être réticulée (comme dans le cas des UV de l'Ar). Par contre, dans un tel cas, le motif aura tendance à s'effondrer plus facilement.

La présence d'une couche dense sur les surfaces des motifs de résine est de manière générale néfaste pour la diminution de la rugosité par recuit thermique. En contrepartie, la couche dense surfacique empêche tout fluage de la résine même à des températures élevées.

Le cas du plasma HBr reste incompris. En toute logique un recuit thermique après ce traitement plasma aurait dû conduire à une augmentation de la rugosité de bord du fait de la présence de la couche dense. Nous pensons que le volume du motif de résine est partiellement réticulé, ce qui limiterait le plissement de la couche surfacique.

Idéalement, il faudrait un traitement plasma ne générant pas de couche rigide (comme l'H₂) avec une dose d'UV suffisamment faible pour ne pas réticuler la résine et adapter le temps et la température du recuit.

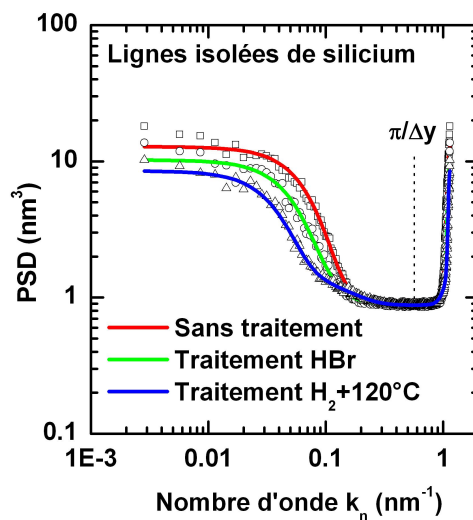


FIGURE V.28 – PSD expérimentales et théoriques obtenues après gravure dans le silicium pour des lignes isolées dans le cas de résines non traitées et exposées aux traitements HBr et H₂ + 120 °C.

Cependant, il semble qu'il soit de plus en plus difficile de lisser les résines puisqu'en règle générale leur rugosité après traitement sont dominées par les basses fréquences spatiales. Réduire davantage cette rugosité semble être compromis. Ces basses fréquences (et en général le LWR) dépendent des propriétés de la résine (diffusion d'acide, concentration de l'acide, etc.) et des conditions de lithographie (ILS, masque, etc.). Un effort considérable devra donc être fait sur ses paramètres.

Lignes isolées de silicium			
Paramètres de rugosité	Sans traitement	HBr	H ₂ +120°C
$3\sigma_{réel}$ [nm]	3.8	3.1	2.4
ξ [nm]	29	32	45
α	0.9	0.8	0.9

TABLEAU V.3 – Paramètres de LWR correspondant aux PSD de la figure V.28.

Finalement le traitement H₂ suivi d'un recuit conduit à de meilleures performances après transfert dans le silicium que le traitement HBr (Fig. V.28). Les paramètres de LWR (tableau V.3) montrent en effet une amélioration de 0.7 nm par rapport au plasma HBr dans le silicium. Cependant, les valeurs obtenues dans le silicium restent au-delà des exigences de l'ITRS. Ce résultat montre une fois de plus la nécessité de réduire les basses fréquences de la rugosité avant le transfert de la résine si l'on souhaite atteindre les objectifs de l'ITRS.

Conclusion générale

Ce travail de thèse a porté sur l'étude des problématiques liées à la rugosité de bord de ligne et plus particulièrement celle des résines 193 nm. Avec les technologies actuelles de fabrication, le LWR des grilles des transistors devient critique car il dégrade le courant de fuite et la tension de seuil des transistors. Il devient donc aujourd'hui indispensable de réduire le LWR de la grille en dessous de 2 nm pour répondre aux exigences des futurs nœuds technologiques. Cependant, la mesure de la rugosité de bord de ligne à l'échelle nanométrique se heurte aux limitations des équipements de métrologie. L'un des principaux problèmes est que le bruit de mesure des équipements est du même ordre de grandeur que le signal à mesurer. A ces dimensions, l'amplitude de la rugosité est tellement faible que le bruit des équipements de métrologie ne peut plus être négligé. Jusqu'à présent, aucune étude de métrologie publiée ne tenait compte de cet aspect et les valeurs données étaient le plus souvent erronées.

Pour répondre à ces faiblesses, nous avons développé dans la première partie de notre étude un modèle semi-empirique permettant la caractérisation précise du LWR et du LER. Le modèle basé sur une fonction d'autocorrélation de forme "fractale auto-affine" et utilisant la densité spectrale de puissance (PSD) s'est avéré remarquablement puissant pour la modélisation des données expérimentales. Il s'appuie sur trois paramètres importants : l'amplitude de la rugosité de bord de ligne (LWR ou LER), la longueur de corrélation (ξ) et l'exposant de rugosité (α). Le bruit des mesures a été inclus dans la PSD théorique, ce qui, au final, permet d'extraire les valeurs "réelles" de rugosité de bord de ligne. Le protocole requiert cependant un grand nombre de mesures (> 50) le long des lignes des motifs afin de réduire le bruit statistique. Il ne peut donc être utilisé qu'avec des équipements "rapides" qui permettent de collecter un nombre important de mesures.

Le CD-AFM et le CD-SEM sont les outils les plus largement utilisés pour mesurer la rugosité de bord de ligne. Le CD-AFM est une technique non destructive qui permet une caractérisation en trois dimensions. Elle souffre néanmoins de nombreux désavantages comme le manque de rapidité et de résolution comparé au CD-SEM. La méthode d'ajustement de PSD a donc été abandonnée avec cette technique.

Pour confirmer la validité du modèle, nous avons utilisé une seconde méthode appelée "méthode d'alignement" que nous avons appliquée sur une ligne de silicium à l'aide du CD-SEM. Cette méthode consiste à répéter plusieurs fois une mesure au même emplacement de la ligne en vue de supprimer le bruit de la mesure. Nous avons également appliqué la méthode d'alignement avec le CD-AFM pour confirmer les mesures obtenues au CD-SEM. Les résultats sont en parfait accord.

Sur des lignes de résine photosensible, le CD-AFM nous a pourtant permis de montrer que le faisceau électronique du CD-SEM réduit le LWR. La méthode d'ajustement de PSD utilisée avec le CD-SEM permet quant à elle de limiter la dose totale d'électrons sur la résine, tout en gardant une bonne précision. Pour résumer, la méthode d'ajustement de PSD peut être utilisée sur n'importe quel motif (mesuré à l'aide du CD-SEM) comme par exemple les lignes de résines après traitement, après gravure, ou encore les lignes de silicium.

Dans la deuxième partie de ce manuscrit, nous nous sommes focalisés sur les modifications physico-chimiques des résines exposées aux traitements HBr et UV sur les résines 193 nm. Nous avons mis en évidence que le plasma HBr conduit à la formation d'une couche autour des motifs de résine. Cette couche se forme par le redépôt d'espèces peu volatiles provenant de la phase gazeuse du plasma. Les UV émis par le plasma d'HBr jouent un rôle capital sur la modification de la résine en volume. Ils pénètrent en profondeur dans la résine, entraînant le détachement des groupements adamantanes et lactones. Ils peuvent également conduire à des mécanismes de scission des chaînes de polymère lorsque la dose d'exposition est faible. Si l'on augmente la dose, en revanche, les mécanismes de réticulation prédominent ce qui rend insoluble la résine dans un solvant comme l'acétone. La fragmentation du polymère de résine induit par un traitement UV mène à une réorganisation des chaînes, ce qui réduit la rugosité de bord de ligne. Nous avons pu constater que la résine exposée au plasma HBr, possède un LWR plus élevé que celle exposée au traitement UV seul. Plusieurs phénomènes peuvent être à l'origine de cette différence. L'un d'entre eux est la relaxation des contraintes mécaniques de la couche "dure" déposée sur un motif de résine plus "souple" (volume de résine modifié par les UV). Cette couche présente sur les surfaces des motifs de résine, peut également bloquer la réorganisation de surface induite par les UV du plasma.

En ce qui concerne le transfert de rugosité, la gravure plasma ne semble pas transférer les "hautes" fréquences spatiales de LWR. Le LWR de la résine préalablement exposée au plasma HBr entier diminue légèrement pendant les étapes de gravure puisque cette résine présente des "hautes" fréquences spatiales de rugosité. Dans le cas d'un traitement UV, où le LWR de la résine est dominé par les "basses" fréquences spatiales, la rugosité est parfaitement identique avant et après gravure. Au vu de ces résultats, il semblerait que pour minimiser davantage la rugosité des résines, il soit indispensable de trouver des stratégies visant à diminuer les basses fréquences de LWR.

Enfin dans la troisième partie, nous nous sommes intéressés aux différents plasmas appliqués sur la résine. Le plasma d'Ar tout comme celui d'HBr semble induire la formation d'une couche dure sur les surfaces des motifs de résine entraînant une dégradation du LWR par rapport aux UV seuls du plasma. Le plasma de H₂, quant à lui, ne semble pas générer de couche superficielle sur les motifs de résine, et l'action des UV lisse considérablement les hautes et les moyennes fréquences spatiales de rugosité. L'action des radicaux d'hydrogène peut également jouer un rôle dans le lissage.

Nous avons également combiné les traitements plasma avec un recuit thermique dans l'espoir de réduire davantage le LWR. L'application d'un recuit après traitement plasma est vraiment efficace lorsque la dose d'UV préalablement reçue par la résine est faible et que le plasma ne génère pas de couche rigide superficielle sur les surfaces des motifs.

Lorsque la dose d'UV reçue est faible et qu'une couche rigide est présente sur les surfaces, la température dégrade de manière considérable le LWR.

Un recuit après plasma H_2 permet de diminuer légèrement la rugosité de bord de ligne. Cette réduction est faible puisque le plasma a déjà préalablement lissé les hautes fréquences spatiales de LWR. Réduire davantage le LWR à l'aide d'un recuit thermique, semble être difficile. Finalement le traitement H_2 suivi d'un recuit thermique peut conduire à des LWR de 2.4 nm dans le silicium, alors que le plasma HBr communément utilisé dans l'industrie conduit à des LWR de 3.1 nm.

Malgré toutes les stratégies envisagées, il apparaît difficile, pour l'instant, de réduire davantage le LWR en vue d'atteindre les objectifs de l'ITRS qui réclament des LWR inférieurs à 1.8 nm pour le nœud 32 nm.

Annexes



L'erreur sur les valeurs de LWR

HORMIS l'erreur due au bruit, il est également important de pouvoir déterminer l'incertitude de nos mesures avec le CD-SEM ou le CD-AFM. Des travaux ont déjà été effectués dans le cadre des thèses de Jérôme Thiault [30] et Olivier Luere [44] sur la répétabilité des mesures LWR obtenues avec le CD-AFM. Dans ce cas, il suffit d'effectuer plusieurs mesures au même endroit de la ligne et de calculer l'écart-type. Lorsque le nombre d'échantillons est limité il faut appliquer la loi statistique de Student [44]. En effet, pour un nombre d'échantillons inférieur à 30, il n'est plus possible d'appliquer les formules statistiques issues de la loi des grands nombres [44].

Dans notre protocole de mesures avec le CD-AFM, en accord avec les travaux antérieurs [44], nous avons choisi d'effectuer les mesures de LWR au même emplacement de la ligne afin d'éviter d'introduire des erreurs dues à la dispersion de la rugosité le long de celle-ci. La dispersion statistique de nos mesures est calculée à partir de la relation suivante :

$$\Delta = t_n \cdot \sigma_{n-1} \quad (\text{A.1})$$

où σ_{n-1} est l'écart type de nos mesures et t_n est le coefficient de Student [44]. Ce dernier dépend du nombre de mesures n et du niveau de confiance (Tableau A.1). Dans notre étude, nous avons choisi un niveau de confiance de 95 %.

Les figures A.1 (a) et (b) illustrent les valeurs de LWR réelles obtenues à l'aide du CD-AFM sur les lignes de résine et de silicium. Ces valeurs sont issues des mesures effectuées dans les parties III.4.3.1 et III.4.3.2 du chapitre III, pour calculer le LWR réel d'un segment de ligne de silicium et de résine à l'aide de la méthode d'alignement à une hauteur de motif précise. Elles sont donc toutes effectuées au même emplacement des lignes de résine et de silicium. Grâce à cette méthode, le bruit de mesure ($\sigma_{\text{bruit},\text{seg}}$) a été soustrait de chaque valeur mesurée ($\sigma_{0,\text{seg},k,i}$) afin d'en extraire les valeurs réelles. Ici, l'indice i désigne le numéro de la mesure effectuée. On remarque que la dispersion statistique Δ est de l'ordre de 0.5 nm sur les valeurs de LWR effectuées au même endroit. En comparaison,

$n-1$	$t_{90\%}$	$t_{95\%}$	$t_{99\%}$	$t_{99.9\%}$
1	6.314	12.71	63.66	636.6
2	2.920	4.303	9.925	31.60
3	2.353	3.182	5.841	12.92
4	2.132	2.776	4.604	8.610
5	2.015	2.571	4.032	6.869
6	1.943	2.447	3.707	5.959
7	1.895	2.365	3.499	5.408
8	1.860	2.306	3.355	5.041
9	1.833	2.262	3.250	4.781
10	1.812	2.228	3.169	4.587
20	1.724	2.086	2.845	3.883
30	1.697	2.042	2.750	3.646
Inf	1.644	1.96	2.575	3.290

TABLEAU A.1 – Coefficient de Student en fonction du nombre de mesures n et du niveau de confiance.

nous avons aussi illustré sur la figure A.1 (c) les valeurs obtenues à l'aide du CD-SEM sur un même segment de la ligne de silicium. On observe clairement que la dispersion est plus faible dans ce dernier cas.

Lorsque l'on mesure le LWR au même endroit de la ligne, en connaissant la dispersion Δ , la marge d'erreur du LWR (δ) est calculée aisément à partir de :

$$\delta = \frac{\Delta}{\sqrt{n}} \quad (\text{A.2})$$

Cette marge est aussi souvent appelée l'erreur standard sur la moyenne et dépend du nombre n de données. Elle traduit la précision dans l'estimation de la moyenne du LWR. Puisqu'au CD-AFM nous mesurons toujours le même emplacement de la ligne, l'intervalle (δ) a été pris comme l'erreur du LWR à chaque étape pour tracer les barres d'incertitude. Toutes les valeurs du LWR données dans le chapitre IV sont une moyenne de 5 mesures, ce qui permet d'estimer l'incertitude grâce à l'équation A.2 avec un coefficient de Student égal à 2.776 (Tableau A.1).

Dans le cas des valeurs de LWR obtenues à l'aide du CD-SEM avec la méthode de PSD, les mesures ont toujours été effectuées à différents endroits de la ligne. Même si cette méthode est statistiquement plus fiable que celle utilisée avec le CD-AFM, il n'est pas possible de s'affranchir des variations du LWR le long de la ligne.

Sur la figure A.2 (a), nous avons tracé la densité de probabilité des LWR obtenus à l'aide du CD-SEM sur une même ligne de résine. On remarque que le LWR suit bien une loi normale et que la dispersion statistique des valeurs est de l'ordre 0.65 nm (en appliquant

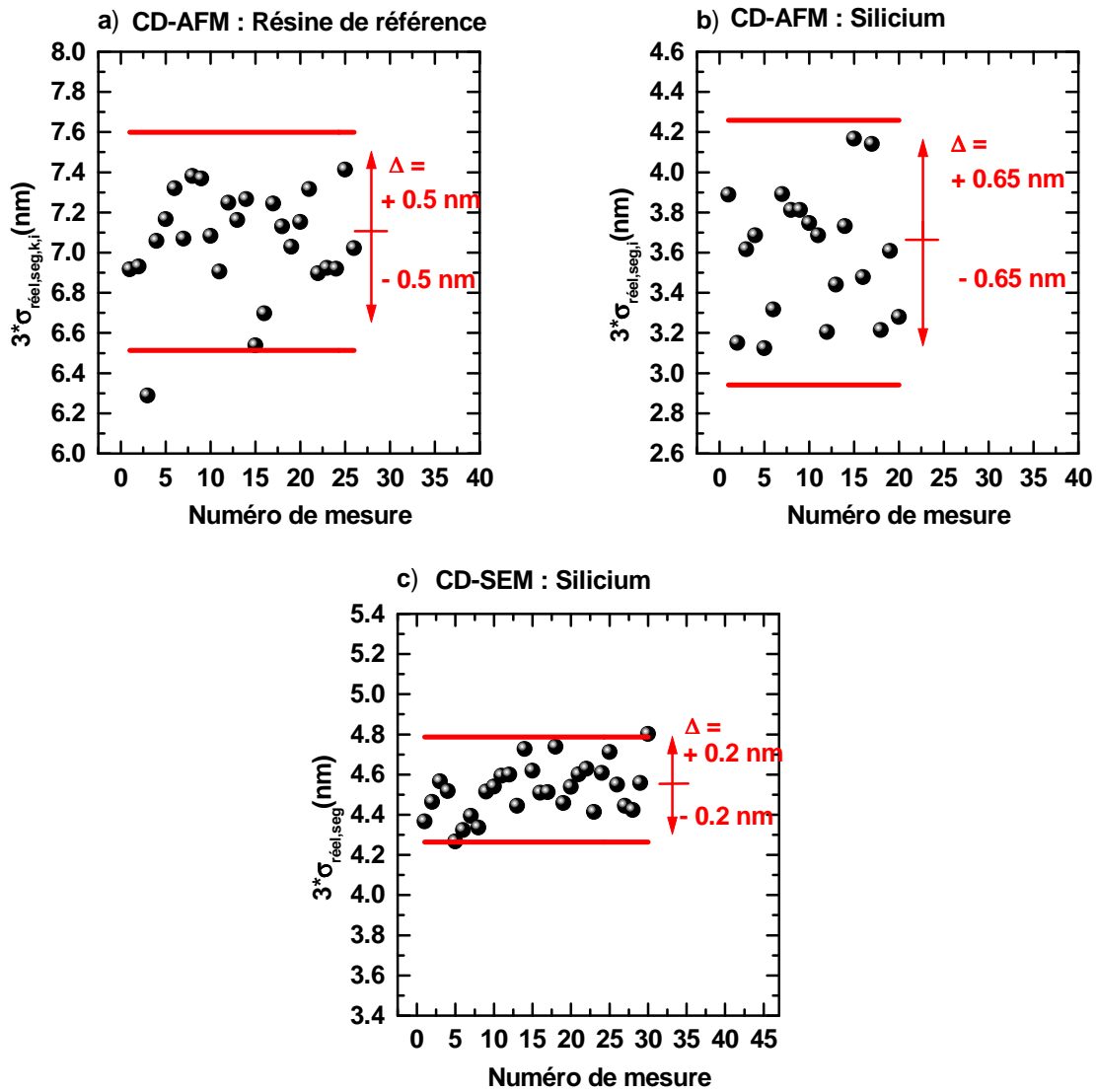


FIGURE A.1 – Dispersion statistique des valeurs de LWR réel obtenues avec la méthode d'alignement avec a) et b) le CD-AFM et c) le CD-SEM.

un coefficient de Student à 95% pour un nombre de mesures n infini). Cette dispersion est non seulement liée aux erreurs de répétabilité, mais également aux variations "physiques" du LWR le long de la ligne [44].

Lors de la mesure du LWR après des étapes de traitement ou de gravure, il faut impérativement effectuer les séries de mesures sur différentes lignes (différentes puces ou différentes plaques) afin d'éviter qu'une seule ligne soit mesurée plusieurs fois (en effet le faisceau électronique dégrade la résine lors de la première mesure).

Pour estimer l'incertitude approximative de nos mesures, nous avons donc effectué 10 séries de mesures sur des lignes de résines appartenant à différentes plaques (du même lot). Le LWR réel de chaque série a été obtenu en appliquant la méthode de PSD avec 250 mesures le long de la ligne. A partir de ces mesures la dispersion statique Δ des 10

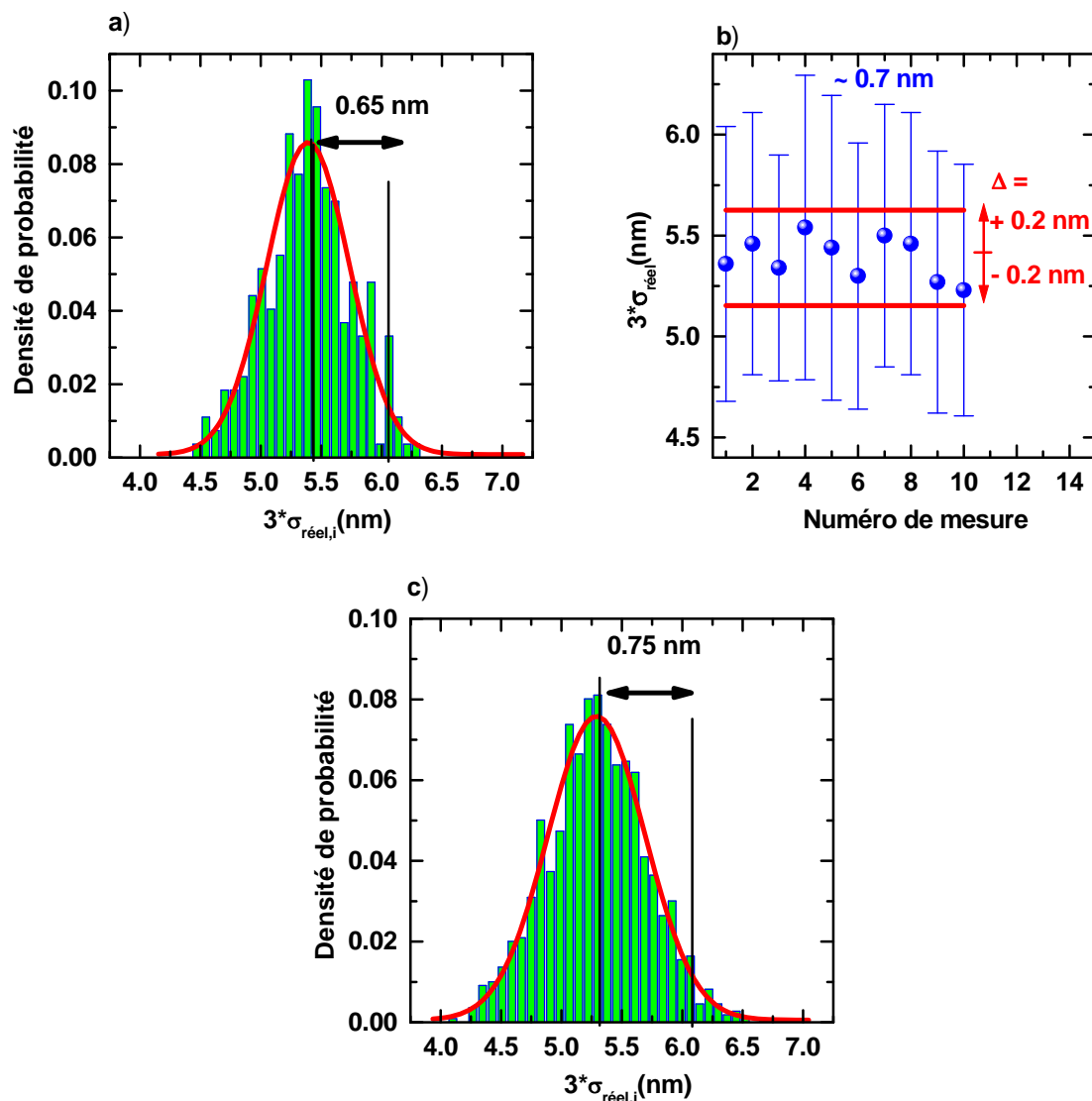


FIGURE A.2 – Dispersion statistique obtenue avec le CD-SEM sur des valeurs LWR réel a) de 250 mesures obtenues sur une ligne de résine et b) de 10 séries de mesures (contenant chacune 250 valeurs de LWR) obtenues sur différentes lignes de résine et c) sur la totalité des valeurs (2500 valeurs) de la figure b). Ici les figures a) et c) représentent les densités de probabilité des LWR ajustés à l'aide d'une gaussienne.

expériences a été calculée : sur la figure A.2 (b), on observe que cette dispersion est faible, de l'ordre de 0.2 nm. En revanche, la dispersion statistique de tous les LWR (2500 valeurs) des 10 séries est de l'ordre de 0.75 nm proche de celle obtenue sur une seule ligne.

Il faut souligner que pour tracer nos barres d'erreur sur les valeurs de LWR réel obtenues avec la méthode de PSD, ce n'est pas cette dernière valeur qu'il faut prendre en compte mais bien la valeur de 0.2 nm. Cela est justifié par le fait que lors d'une première expérience nous mesurons la moyenne du LWR d'une "grande" ligne et cela en effectuant un grand nombre de mesures. Lors d'une seconde expérience, nous mesurons un "LWR

moyen" sur une autre ligne en appliquant le même protocole : c'est donc bien la dispersion des "LWR moyens" entre les lignes qu'il faut comparer et non l'écart type global des LWR. Si l'on avait choisi d'effectuer uniquement une seule mesure à chaque expérience (pris aléatoirement sur une ligne par exemple) c'est la valeur de 0.75 nm qu'il aurait fallu prendre pour l'incertitude des LWR.

Malgré ces études, il est difficile d'évaluer une "vraie" marge d'erreur sur nos valeurs après chaque étape technologique (lithographie et gravure) : la valeur de 0.2 nm est l'incertitude sur nos lignes de résine après l'étape de lithographie. Lors d'un traitement sur résine ou lors de la gravure, cette incertitude peut en toute logique augmenter à cause des diverses sources d'erreur (variation du procédé plasma sur le bord et le centre de la plaque, variation d'une expérience à une autre, etc..).

B

Discussion sur la validation des modèles d'ajustement de PSD

DANS le chapitre III, nous avons évalué le LWR/LER "réel" des lignes de résine et de silicium à partir de la méthode d'ajustement des PSD. L'erreur du modèle par rapport aux PSD expérimentales est estimée de la manière suivante :

$$\chi = \sum_{n=0}^{N-1} |P_{n,exp} - P_{n,théo}| / \sum_{n=0}^{N-1} P_{n,exp} \quad (\text{B.1})$$

où $P_{n,exp}$ et $P_{n,théo}$ représentent les PSD expérimentales et théoriques. Nous avons évalué l'erreur χ des PSD du LWR des lignes de silicium et de résine du chapitre III de cette manière. La figure B.1 (a) montre l'erreur obtenue sur ces deux lignes en fonction du nombre de segments N^* . χ décroît rapidement dans les deux cas lorsque N^* augmente. Cela est dû au fait que le bruit statistique (Chapitre III, section III.2.1.1) diminue lorsque le nombre de PSD moyennées augmente. L'allure de la PSD devient régulière, ce qui diminue l'écart entre la courbe théorique et la courbe expérimentale. En revanche, $\sigma_{LWR,r\acute{e}el}$ se stabilise rapidement dès 50 mesures, dans les deux cas. Ce résultat montre qu'un nombre N^* de l'ordre de 50 est suffisant pour estimer le LWR réel (Fig. B.1 (b)).

On constate également que l'erreur χ décroît plus rapidement sur la ligne de résine que sur la ligne de silicium. A $N^* = 250$ lorsque le bruit statistique est quasiment éliminé, l'erreur est de l'ordre de 0.1 pour le silicium et de 0.07 pour la résine. Cela provient du fait que les PSD expérimentales des lignes de résine, correspondent mieux à notre modèle comparé aux lignes de silicium. Par conséquent, on peut considérer que l'évaluation du LWR "réel" obtenue par la méthode d'ajustement de PSD est moins précis sur le silicium que sur la résine. Cependant nous avons vu dans le chapitre III (section III.4.3.1), que les LWR obtenus sur le silicium à l'aide des deux méthodes (ajustement de PSD et alignement) sont similaires. On peut donc considérer que la méthode de PSD est précise même sur les lignes de silicium.

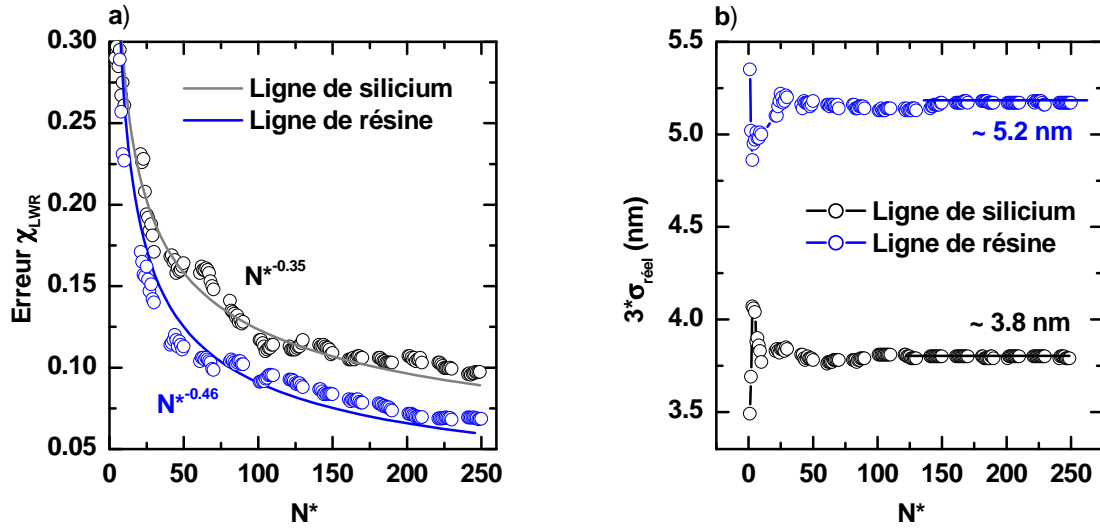


FIGURE B.1 – a) Erreur χ et b) $\sigma_{LWR,réel}$ obtenus à l'aide de la méthode d'ajustement de PSD sur des lignes de silicium et de résine en fonction du nombre de PSD moyennées (N^*). L'acquisition CD-SEM est effectuée à 4 frames pour la résine et à 8 frames pour le silicium.

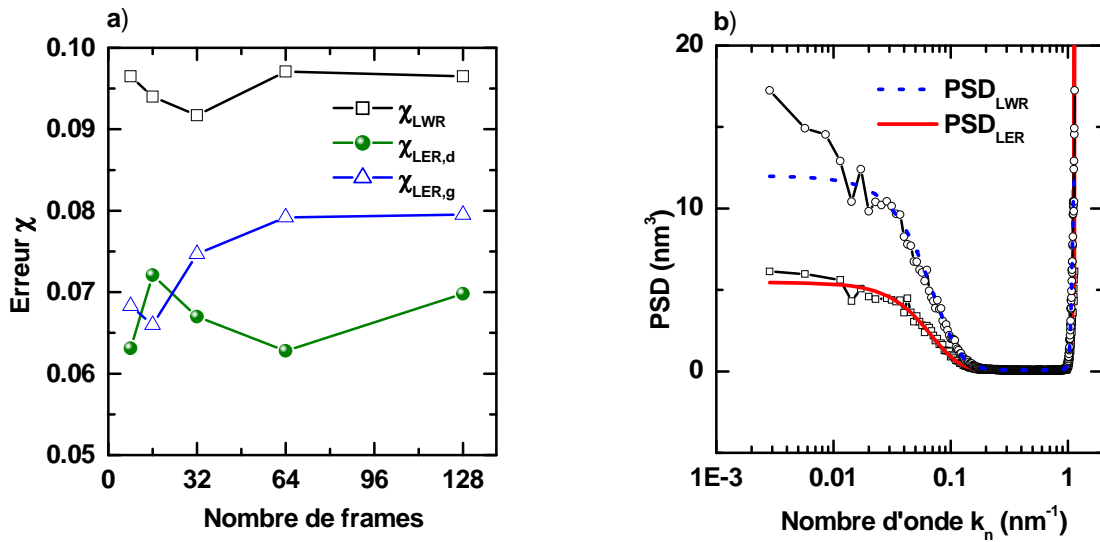


FIGURE B.2 – a) Erreur obtenue (pour $N^*=250$) avec les meilleurs ajustements des PSD du LWR (carrés), du LER sur le bord droit (ronds) et du LER sur le bord gauche (triangles), en fonction du nombre de frames d'intégration. b) Comparaison des PSD expérimentales (représentation semi-logarithmique) obtenues à partir du LWR (cercles et ligne discontinue bleue) et du LER (carrés et ligne rouge continue). Dans la représentation de la PSD du LER nous avons retiré les points correspondants au bruit non stochastique sur la figure pour une meilleure illustration.

L'erreur χ des PSD du LER à été également évaluée. La figure B.2 (a) montre l'erreur obtenue avec les meilleurs ajustements des PSD de LWR et de LER évaluées sur la ligne de silicium pour $N^* = 250$. On constate que l'erreur déterminée sur le LWR est plus importante que celle du LER (0.1 contre 0.07), malgré l'absence de bruit non stochastique. Lorsque l'on regarde plus en détails les PSD expérimentales du LWR, les courbes théoriques et expérimentales sont décalées dans le domaine des basses fréquences spatiales, alors que dans le cas du LER les PSD sont quasiment superposées (l'axe y a été représenté en échelle linéaire afin de pouvoir mieux observer le domaine des basses fréquences). Ainsi l'erreur plus élevée pour le LWR peut s'expliquer par la déviation des courbes dans le domaine des basses fréquences spatiales. En ce qui concerne la résine, l'erreur χ observée entre les PSD LWR et les PSD LER sont identiques de l'ordre de 0.07 (non présenté ici).



Méthode d'assemblage des lignes

NOUS avons vu dans le chapitre III que la forme analytique de la fonction d'auto-corrélation que nous avons utilisée est relativement convenable pour ajuster les PSD expérimentales. Cette forme peut être utilisée avec une bonne précision pour extraire les paramètres de rugosité ainsi que la valeur de bruit. Sur toutes les PSD que nous avons étudiées, nous avons vu que l'amplitude de la PSD tend plus ou moins à saturer lorsque k_n diminue.

Cependant, sur certaines lignes de résine photosensible, lorsque la fenêtre d'observation augmente, l'amplitude de la PSD continue à augmenter. Ce phénomène a été observé par Hiraiwa *et al.* [95] pour la première fois sur des lignes de résine. Pour caractériser avec précision le domaine des basses fréquences, il faut pouvoir augmenter la fenêtre d'observation. Le champ d'observation étant limité à 2200 nm avec le CD-SEM, Hiraiwa *et al.* [95] ont proposé une méthode d'assemblage des segments de ligne. Ils ont assemblé un grand nombre de segments de manière aléatoire afin d'obtenir une longueur de ligne plus importante. Les PSD des "longues" lignes sont ensuite moyennées afin d'être ajustées avec le modèle analytique. Cette méthode est détaillée dans leur publication [95].

Afin d'éclaircir ce phénomène, nous avons dans un premier temps, étudié les PSD d'une ligne de résine photosensible après l'étape de lithographie. La composition chimique de la résine que nous avons étudiée est similaire à celle que nous avons vue dans le chapitre III (section III.4.3.2), à cela près qu'elle n'est pas insolée par lithographie par immersion. Une autre différence est le masque utilisé pour insoler cette résine qui est différent de celui employé dans le cas de la résine étudiée dans la partie III.4.3.2.

Sur la figure C.1 (a), les carrés vides illustrent la PSD expérimentale du LWR de cette résine obtenue pour une longueur de ligne (L) de 2200 nm. On observe une remontée de l'amplitude dans le domaine des basses fréquences. Afin de modéliser ce comportement, nous avons utilisé une forme d'ACF plus complexe que celle donnée par l'équation III.25 :

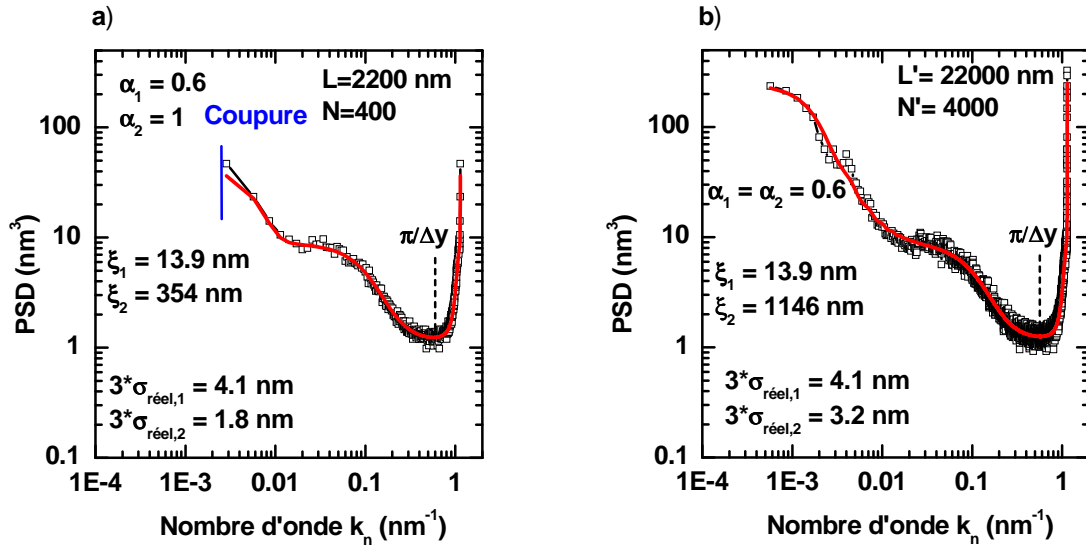


FIGURE C.1 – PSD expérimentales et théoriques d'une ligne de résine obtenues a) avec la méthode classique en utilisant une taille de L de 2200 nm et b) avec la méthode d'assemblage en utilisant une taille de L' de 22000 nm.

$$R_m = \sigma_{\text{réel},1}^2 e^{-\left|\frac{m\Delta y}{\xi_1}\right|^{2\alpha_1}} + \sigma_{\text{réel},2}^2 e^{-\left|\frac{m\Delta y}{\xi_2}\right|^{2\alpha_2}} + \sigma_{\text{bruit}}^2 \delta_m \quad (\text{C.1})$$

Cet ACF comprend un nouveau terme par rapport à l'équation III.25, afin de pouvoir modéliser la remontée de la PSD dans le domaine des basses fréquences. Après ajustement des PSD, le LWR "réel" total est évalué par $3\sqrt{\sigma_{\text{réel},1}^2 + \sigma_{\text{réel},2}^2}$. La courbe rouge sur la figure C.1 (a) représente la PSD théorique obtenue à l'aide des équations III.16 et C.1. On remarque que lors de l'utilisation de ce modèle, les valeurs de ξ_1 , ξ_2 , α_1 , α_2 sont respectivement égales à 13.9 nm, 354 nm, 0.6 et 1. Cependant, on peut observer que le deuxième plateau de la PSD n'arrive pas à saturation : dans la partie III.1.2.3 il a été montré que pour mesurer avec précision la longueur de corrélation, il est indispensable (lorsque $\alpha = 0.5$) que la fenêtre d'observation L soit supérieure à $4\pi\xi$. On peut donc supposer que L n'est pas suffisamment grand pour pouvoir caractériser les valeurs de ξ_2 et de α_2 .

La méthode d'assemblage définie par Hiraiwa *et al.* [95] peut donc nous permettre d'obtenir une longueur de ligne plus importante afin de caractériser les hautes valeurs de longueur de corrélation avec une meilleure précision. En utilisant cette méthode nous avons virtuellement assemblé 10 lignes (chacune de longueur de 2200 nm). Dans ce cas, le nombre de point (N') est 10 fois plus important que pour la méthode classique, égal à 4000, ce qui rend les calculs numériques beaucoup plus longs. La taille d'une ligne assemblée (L') est donc égale à 22000 nm.

Les PSD expérimentales et théoriques sont illustrées sur la figure C.1 (a). La courbe théorique est obtenue à l'aide de l'ACF définie par l'équation C.1. Les valeurs des paramètres de rugosité ainsi obtenues sont présentées sur cette même figure. On observe que les valeurs de $3\sigma_{\text{réel},1}$, ξ_1 et de α_1 sont identiques à celles obtenues pour les lignes de 2200

nm (Fig. C.1 (a)). Néanmoins, les valeurs de ξ_2 et de α_2 (ainsi que $3\sigma_{réel,2}$) sont très différentes de celles obtenues dans le cas précédent. On observe en effet qu'avec la méthode d'assemblage, le plateau de la PSD arrive à saturation, ce qui permet d'évaluer les paramètres ξ_2 et α_2 avec une meilleure précision.

Notons que puisque les lignes de la méthode d'assemblage ont une taille de 22000 nm, le LWR total de la PSD doit se rapprocher du LWR d'une ligne infinie. En effet nous avons vu dans la partie III.4.2.1 (équation III.27) du chapitre III que le LWR d'une ligne infinie ($3\sigma_{inf}$) est relié au LWR d'une ligne de taille L et aussi à la variation des CD ($3\sigma_{CDV}$). Le tableau C.1 résume les valeurs de $3\sigma_{réel}$, $3\sigma_{CDV}$ et de $3\sigma_{inf}$ ($= 3\sqrt{\sigma_{réel}^2 + \sigma_{CDV}^2}$). On constate que lorsque l'on utilise la méthode d'assemblage (en prenant une ligne de 22000 nm), $3\sigma_{CDV}$ diminue alors que $3\sigma_{réel}$ augmente comparé à une ligne de 2200 nm. En effet lorsque l'on augmente la fenêtre d'observation les composantes basses fréquences de LWR vont être prises en compte. Dans notre cas, la majorité des basses fréquences sont prises en considération puisque le LWR de la ligne de 22000 nm est très proche du LWR de la ligne infinie.

Méthode	Unité	$3\sigma_{réel}$	$3\sigma_{CDV}$	$3\sigma_{inf}$
Classique	[nm]	4.5	2.7	5.25
Assemblage	[nm]	5.2	0.7	5.25

TABLEAU C.1 – $3\sigma_{réel}$, $3\sigma_{CDV}$ et $3\sigma_{inf}$ obtenus à l'aide des méthodes "classique" ($L = 2200$ nm) et assemblage ($L' = 22000$ nm).

Finalement, lorsque l'on applique la méthode d'assemblage, non seulement le LWR de la ligne infinie peut être mesuré (sans l'utilisation de l'équation III.27), mais l'information sur les paramètres ξ et α des composantes "très" basses fréquences peut être également obtenue. Il faut noter que la méthode d'assemblage des lignes n'est pas applicable au LER. En effet, nous avons vu qu'une partie du $3\sigma_{inf}$ est évaluée grâce à la variation du CD ($3\sigma_{CDV}$). Pour mesurer le CD de la ligne, le référentiel utilisé est un des deux bords de la ligne. Le LER, est quant à lui obtenu avec la distance entre le bord de ligne et le bord de l'image. C'est le bord de la ligne qui est utilisé comme référentiel sur chaque image. Cependant ce référentiel peut varier de 50-100nm d'une image à une autre lors de l'acquisition des images CD-SEM, ce qui rend impossible l'obtention d'une mesure réelle de la variation de sa position.

Bibliographie

- [1] The International Technology Roadmap for Semiconductors (2011).
- [2] T. N. NGUYEN and J. D. PLUMMER, Physical mechanisms responsible for short channel effects in MOS devices, *Electron Devices Meeting* **27**, 596 (1981).
- [3] D. A. MULLER, T. SORSCH, S. MOCCIO, and F. H. BAUMANN, The electronic structure at the atomic scale of ultrathin gate oxides, *Nature* **399**, 758 (1999).
- [4] J. P. COLINGE, Multi-gate SOI MOSFETs, *Microelectronic Engineering* **84**, 2071 (2007).
- [5] H.-S. PHILIP-WONG, Beyond the conventional transistor, *Solid-State Electronics* **49**, 755 (2005).
- [6] R. WIELAND, D. BONFERT, A. KLUMPP, R. MERKEL, L. NEBRICH, J. WEBER, and P. RAMM, 3D integration of CMOS transistors with ICV-SLID technology., *Proceedings of the ninth european workshop on materials for advanced metallization* **82**, 529 (2005).
- [7] S. M. SZE, Physics of Semiconductor Devices, (John Wiley & Sons 1981).
- [8] J. BRUNER, Intel 22nm 3-D Tri-Gate Transistor Technology, *Intel Newsroom* (2011).
- [9] E. JOSSE and T. SKOTNICKI, 2D analysis of gate polydepletion in ultra short MOSFETs, *ESSDERC Tech. Dig.* pages 207–210 (2001).
- [10] T. MIZUNO, J. OKAMURA, and A. TORIUMI, Experimental study of threshold voltage fluctuation due to statistical variation of channel dopant number in MOSFET's, *IEEE Trans. Electron Devices* **41**, 2216 (1994).
- [11] A. ASEN OV, G. SLAVCHEVA, A. R. BROWN, J. H. DAVIS, and S. SAINI, Increase in the random dopant induced threshold fluctuations and lowering in sub-100 nm MOSFETs due to quantum effects: a 3-D density-gradient simulation study, *IEEE Transactions on Electron Devices* **48**, 4 (2001).
- [12] G. F. LORUSSO, L. H. A. LEUNISSEN, C. GUSTIN, A. MERCHA, M. JURCZAK, H. M. MARCHMAN, and A. AZORDEGAN, Impact of line width roughness on device performance, *Proc. of SPIE* **6152**, 61 520W (2006).
- [13] L. H. A. LEUNISSEN, G. F. LORUSSO, M. ERCKEN, J. A. CROON, H. YANG, A. AZORDEGAN, and T. DI BIASE, Full spectral analysis of line width roughness, *Proc. of SPIE* **5752**, 449 (2005).
- [14] G. P. PATSIS, V. CONSTANTOUDIS, and E. GOGOLIDES, Integrated simulation of Line-Edge Roughness (LER) effects on sub-65 nm transistor operation: from lithography simulation, to LER metrology, to device operation, *Proc. of SPIE* **6151**, 61 513J (2006).

- [15] V. CONSTANTOUDIS and E. GOGOLIDES, Fractal dimension of Line Width Roughness and its effects on transistor performance, *Proceedings of SPIE* **6922**, 692 223 (2008).
- [16] V. CONSTANTOUDIS, E. GOGOLIDES, and G. P. PATSIS, Line width roughness effects on device performance: the role of the gate width design, *Proc. 27th International conference on microelectronics* page 265 (2010).
- [17] P. OLDIGES, Q. LINT, K. PETRILLOT, M. SANCHEZ, M. IEONG, and M. HARGROVE, Modeling line edge roughness effects in sub 100 nanometer gate length devices, *IEEE* page 131 (2000).
- [18] H.-W. KIM, J.-Y. LEE, J. SHIN, S.-G. WOO, H.-K. CHO, and J.-T. MOON, Experimental investigation of the impact of LWR on sub-100-nm device performance, *IEEE Transactions on Electron Devices* **51**, 1984 (2004).
- [19] J.-Y. LEE, J. SHIN, H.-W. KIM, S.-G. WOO, H.-K. CHO, W.-S. HAN, and J.-T. MOON, Effect of line edge roughness (LER) and line width roughness (LWR) on sub-100 nm device performance, *Proceedings of SPIE* **5376**, 426 (2004).
- [20] M. CHANDHOK, S. DATTA, D. LIONBERGER, and S. VESECKY, Impact of line width roughness on Intel's 65 nm process devices, *Proc. of SPIE* **6519**, 65 191A (2007).
- [21] C. H. DÍAZ, H.-J. TAO, Y.-C. KU, A. YEN, and K. YOUNG, An experimentally validated analytical model for gate line-edge roughness (LER) effects on technology scaling, *IEEE Electron Device Letters* **22**, 287 (2001).
- [22] A. YAMAGUCHI, K. ICHINOSE, S. SHIMAMOTO, H. FUKUDA, R. TSUCHIYA, K. OHNISHI, H. KAWADA, and T. IIZUMI, Metrology of LER: influence of line-edge roughness (LER) on transistor performance, *Proceedings of SPIE* **5375**, 468 (2004).
- [23] A. YAMAGUCHI, R. TSUCHIYA, H. FUKUDA, O. KOMURO, H. KAWADA, and T. IIZUMI, Characterization of line-edge roughness in resist patterns and estimation of its effect on device performance, *Proceedings of SPIE* **5038**, 689 (2003).
- [24] A. YAMAGUCHI, R. STEFFEN, H. KAWADA, T. IIZUMI, and A. SUGIMOTO, A discussion on how to define the tolerance for line-edge or linewidth roughness and its measurement methodology, *IEEE Transactions on Semiconductor Manufacturing* **20**, 549 (2007).
- [25] A. YAMAGUCHI, H. FUKUDA, H. KAWADA, and T. IIZUMI, Impact of long-period Line-Edge Roughness (LER) on accuracy in Critical Dimension (CD) measurement and new guideline for CD metrology, *Jpn. J. Appl. Phys.* **44**, 5575 (2005).
- [26] A. ASEN OV, S. KAYA, and A. R. BROWN, Intrinsic parameter fluctuations in decanometer MOSFETs introduced by gate line edge roughness, *IEEE Transactions on Electron Devices* **50**, 1254 (2003).
- [27] K. PATEL, T.-J. K. LIU, and C. J. SPANOS, Gate line edge roughness model for estimation of FinFET performance variability, *IEEE Transactions on Electron Devices* **56**, 3055 (2009).
- [28] E. BARAVELLI, A. DIXIT, R. ROOYACKERS, M. JURCZAK, N. SPECIALE, and K. D. MEYER, Impact of line-edge roughness on FinFET matching performance, *IEEE Transactions on Electron Devices* **54**, 2466 (2007).

-
- [29] B. D. BUNDAY, M. BISHOP, D. MCCORMACK, J. S. VILLARRUBIA, A. E. VLADAR, R. DIXON, T. VORBURGER, N. G. ORJI, and J. A. ALLGAIR, Determination of optimal parameters for CD-SEM measurement of Line Edge Roughness, *Proceedings of SPIE* **5375**, 515 (2004).
- [30] J. THIAULT, Etude par microscopie à force atomique en trois dimensions de l'évolution de la rugosité de bord de ligne lors de la fabrication d'une grille de transistor MOS, *Thèse de Doctorat de l'université Joseph Fourier de Grenoble* (2006).
- [31] R. R. KUNZ, R. D. ALLEN, W. D. HINSBERG, and G. M. WALLRAFF, Acid catalyzed single layer resists for ArF lithography, *Proc. SPIE* **1925**, 167 (1993).
- [32] Y. KAIMOTO, K. NOZAKI, S. TAKECHI, and N. ABE, Alicyclic polymer for ArF and KrF excimer resist based on chemical amplification, *Proceedings of SPIE* **1672**, 66 (1992).
- [33] P. P. NAULLEAU, S. A. GEORGE, and B. M. MCCLINTON, Mask roughness and its implications for LER at the 22- and 16-nm nodes, *Proceedings of SPIE* **7636**, 76 362H (2010).
- [34] A. R. PAWLOSKI, A. ACHETA, I. LALOVIC, B. L. FONTAINE, and H. J. LEVINSON, Characterization of line edge roughness in photoresist using an image fading technique, *Proceedings of SPIE* **5376**, 414 (2004).
- [35] J. SHIN, G. HAN, Y. MA, K. MOLONI, and F. CERRINA, Resist line edge roughness and aerial image contrast, *J. Vac. Sci. Technol. B* **19**, 2890 (2001).
- [36] H. P. KOH, Q. Y. LIN, X. HU, and L. GHAN, Effect of process parameters on pattern edge roughness of chemically-amplified resists, *Proc. of SPIE* **399**, 240 (2000).
- [37] R. L. BRAINARD, P. TREFONAS, J. H. LAMMERS, C. A. CUTLER, J. F. MACKEVICH, A. TREFONAS, and S. A. ROBERTSON, Shot noise, LER and quantum efficiency of EUV photoresists, *Proceedings of SPIE* **5374**, 74 (2004).
- [38] N. RAU, F. STRATTON, C. FIELDS, T. OGAWA, A. NEUREUTHER, R. KUBENA, and G. WILLSON, Shot-noise and edge roughness effects in resists patterned at 10 nm exposure, *J. Vac. Sci. Technol. B* **16**, 3784 (1998).
- [39] M. YOSHIZAWA and S. MORIYA, Study of the acid-diffusion effect on line edge roughness using the edge roughness evaluation method, *J. Vac. Sci. Technol. B* **20**, 1342 (2002).
- [40] G. M. GALLATIN, Resist blur and line edge roughness, *Proceedings of SPIE* **5754**, 38 (2005).
- [41] G. M. GALLATIN, P. N. D. NIAKOULA, R. BRAINARD, E. HASSANEIN, R. MATYI, J. THACKERAY, K. SPEAR, and K. DEAN, Resolution, LER and sensitivity limitations of photoresist, *Proceedings of SPIE* **6921**, 69 211E (2008).
- [42] J. FOUCHER, A. PIKON, C. ANDES, and J. THACKERAY, Impact of acid diffusion length on resist LER and LWR measured by CD-AFM and CD SEM, *Proceedings of SPIE* **6518**, 65 181Q (2007).
- [43] C. A. MACK, Line-edge roughness and the ultimate limits of lithography, *Proceedings of SPIE* **7639**, 763 931 (2010).

- [44] O. LUERE, Analyse des différentes stratégies de procédés de gravure de grille métal - high k pour les noeuds technologiques 45 nm et 32 nm, *Thèse de doctorat de l'université Joseph Fourier de Grenoble* (2009).
- [45] E. PARGON, Analyse des mécanismes mis en jeu lors de l'élaboration par gravure plasma de structures de dimensions décananométriques : Application au transistor CMOS ultime, *Thèse de Doctorat de l'université Joseph Fourier de Grenoble* (2004).
- [46] J. W. COBURN and H. F. WINTERS, Ion- and electron- assisted gas - surface chemistry - An important effect in plasma etching, *J. Appl. Phys* **50**, 3189 (1979).
- [47] R. R. KUNZ, S. C. PALMATEER, A. R. FORTE, R. D. ALLEN, G. M. WALLRAFF, R. A. D. PIETRO, and D. C. HOFER, Limits to etch resistance for 193-nm single-layer resists, *Proc. of SPIE* **2724**, 365 (1996).
- [48] A. P. MAHOROWALA and D. R. MEDEIROS, Relationship between deprotection and film thickness loss during plasma etching of positive tone chemically amplified resists, *J. Vac. Sci. Technol. A* **19**, 1374 (2001).
- [49] H..GOKAN, S. ESHO, and Y. OHNISHI, Dry Etch Resistance of Organic Materials, *J. Electrochem. Soc.* **130**, 143 (1983).
- [50] J. KIM, Y. S. CHAE, W. S. LEE, J. W. SHON, C. J. KANG, W. S. HAN, and J. T. MOON, Sub-0.1 μm nitride hard mask open process without precuring the ArF photoresist, *J. Vac. Sci. Technol. B* **21**, 790 (2003).
- [51] J. ABE, H. HAYASHI, Y. TANIGUSHI, H. KATO, Y. ONISHI, I. SAKAI, and T. OHIWA, *Proc DPS* page 11 (2005).
- [52] N. NEGISHI, H. TAKESUE, M. SUMIYA, T. YOSHIDA, Y. MOMONOI, and M. IZAWA, Deposition control for reduction of 193 nm photoresist degradation in dielectric etching, *J. Vac. Sci. Technol. B* **23**, 217 (2005).
- [53] A. P. MAHOROWALA, K.-J. CHEN, R. SOORIYAKUMARAN, A. CLANCY, D. MURTHY, and S. RASGON, Line edge roughness reduction by plasma curing photoresists, *Proc. of SPIE* **5753**, 380 (2005).
- [54] A. ANDO, E. MATSUI, N. N. MATSUZAWA, Y. YAMAGUCHI, K. KUGIMIYA, M. YOSHIDA, K. M. A. SALAM, T. KUSAKABE, and T. TATSUMI, Improvement in gate LWR with plasma curing of ArF photoresists, *Thin Solid Films* **515**, 4928 (2007).
- [55] H. KAWAHIRA, N. N. MATSUZAWA, E. MATSUI, A. ANDO, K. M. A. SALAM, M. YOSHIDA, Y. YAMAGUCHI, K. KUGIMIYA, T. TATSUMI, H. NAKANO, T. IWAI, and M. IRIE, Changes of chemical cature of photoresists induced by various plasma treatments and their impact on LWR, *Proc. of SPIE* **6153**, 615 319 (2006).
- [56] M.-C. KIM, D. SHAMIRYAN, Y. JUNG, W. BOULLART, C.-J. KANG, and H.-K. CHO, Effects of various plasma pretreatments on 193 nm photoresist and linewidth roughness after etching, *J. Vac. Sci. Technol. B* **24**, 2645 (2006).
- [57] A. BAZIN, Analyse de procédés de traitement plasma des résines photosensibles à 193 nm pour le développement de technologies CMOS sub-65 nm, *Thèse de Doctorat de l'Institut polytechnique de Grenoble* page Bazin2009 (2009).

-
- [58] E. PARGON, K. MENGUELTI, M. MARTIN, A. BAZIN, O. CHAIX-PLUCHERY, C. SOURD, S. DERROUGH, T. LILL, and O. JOUBERT, Mechanisms involved in HBr and Ar cure plasma treatments applied to 193 nm photoresists, *J. Appl. Phys* **105**, 094 902 (2009).
- [59] E. PARGON, M. MARTIN, K. MENGUELTI, L. AZARNOUCHE, J. FOUCHER, and O. JOUBERT, Plasma impact on 193 nm photoresist linewidth roughness: Role of plasma vacuum ultraviolet light, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 103 111 (2009).
- [60] A. YAHATA, S. URANO, and T. INOUE, Striations on Si trench sidewalls observed by Atomic Force Microscopy, *Jpn. J. Appl. Phys.* **36**, 6722 (1997).
- [61] D. L. GOLDFARB, A. P. MAHOROWALA, G. M. GALLATIN, K. E. PETRILLO, K. TEMPLE, M. ANGELOPOULOS, S. RASGON, H. H. SAWIN, S. D. ALLEN, M. C. LAWSON, and R. W. KWONG, Effect of thin-film imaging on line edge roughness transfer to underlayers during etch processes, *J. Vac. Sci. Technol. B* **22**, 647 (2004).
- [62] J. DUCOTÉ, Limites de l'intégration des masques de gravure et d'un matériau diélectrique hybride pour la fabrication des interconnexions en microélectronique., *Thèse de doctorat de l'université de Grenoble* (2010).
- [63] L. BABAUD, Développement et optimisation d'un procédé de gravure grille polysilicium pour les noeuds technologiques 45 et 32 nm, *Thèse de Doctorat de l'Institut polytechnique de Grenoble* (2010).
- [64] M. DELHAYE, J. CORSET, M. BRIDOUX, and M.-H. BARON, Spectrométrie Raman, *Techniques de l'ingénieur, P 2865* .
- [65] Y. LOU, L. WANG, H. MA, H. DENG, B. LU, and Y. XIA, Ellipsometric study of CVD diamond films prepared with various grain sizes, *Proc. of SPIE* **6984**, 698 419 (2008).
- [66] A. R. FOROUI and I. BLOOMER, Optical dispersion relations for amorphous semiconductors and amorphous dielectrics, *Phys. Rev. B.* **34**, 7018 (1986).
- [67] M. DALIBART and L. SERVANT, Spectroscopie dans l'infrarouge, *Techniques de l'ingénieur, P 2845* .
- [68] F. BERNOUX, Ellipsométrie - Théorie, *Techniques de l'ingénieur, R 6490* .
- [69] F. BERNOUX, Ellipsométrie - Instrumentation et applications, *Techniques de l'ingénieur, R 6491* .
- [70] G. TEYSSÈDRE and C. LACABANNE, Caractérisation des polymères par analyse thermique, *Techniques de l'ingénieur, P 3274* .
- [71] T. MURAYAMA, Dynamic Mechanical Analysis of Polymeric Materials, (Elsevier Science 1978).
- [72] J.-L. DAUDON, Thermogravimétrie, *Techniques de l'ingénieur, P 1260* .
- [73] U. EISELE, Introduction to Polymer Physics (1990).
- [74] B. MORTINI, Etude des résines photolithographiques positives 193 nm à amplification chimique et mise au point de leurs conditions de procédé, *Thèse de doctorat de l'université Joseph Fourier de Grenoble* (2001).

- [75] Y. MARTIN and H. WICKRAMASINGHE, Method for imaging sidewalls by atomic force microscopy, *Appl. Phys. Lett.* **64**, 2498 (1994).
- [76] L. MININNI, J. FOUCHER, and P. FAURIE, Advances in CD-AFM Scan Algorithm Technology Enable Improved CD Metrology, *Proceedings of SPIE* **6518**, 65 183O (2007).
- [77] P. J. GOODHEW, J. HUMPHREYS, and R. BEANLAND, Electron Microscopy and Analysis, (Taylor & Francis 2001).
- [78] M. EZUMI, T. OTAKA, H. MORI, H. TODOKORO, and Y. OSE, Development of critical dimension measurement scanning electron microscope for ULSI, *Proc. of SPIE* **2725**, 105 (1996).
- [79] C. L. GRESSUS, Microscopie électronique à balayage, *Techniques de l'ingénieur*, PE 865 .
- [80] B. B. MANDELBROT, The fractal geometry of nature, (Hardcover 1982).
- [81] B. B. MANDELBROT, Self-affine fractals and fractal dimension, *Phys. Script.* **32**, 257 (1985).
- [82] P. HERLIN, Finance : le nouveau paradigme, (Edition d'organisation, Groupe Eyrolles 2010).
- [83] M. F. BARNESLEY, R. L. DEVANCY, B. B. MANDELBROT, H.-O. PEITGEN, D. SAUPE, and R. F. VASS, The science of fractal images, (Springer 1988).
- [84] J. KRIM and J. O. INDEKEU, Roughness exponents: A paradox resolved, *Phys. Rev. E* **48**, 1576 (1993).
- [85] V. CONSTANTOUDIS, G. P. PASTIS, and E. GOGOLIDES, Photoresist line-edge roughness analysis using scaling concepts, *J. Microlith. Microfab. Microsyst.* **3**, 429 (2004).
- [86] V. CONSTANTOUDIS, G. P. PATSIS, and E. GOGOLIDES, Correlation length and the problem of line width roughness, *Proc. of SPIE* **6518**, 65 181N (2007).
- [87] V. CONSTANTOUDIS and E. GOGOLIDES, Noise-free estimation of spatial Line Edge/Width Roughness parameters, *Proc. of SPIE* **7272**, 72 724B (2009).
- [88] V. CONSTANTOUDIS, G. P. PATSIS, L. H. A. LEUNISSEN, and E. GOGOLIDES, Line edge roughness and critical dimension variation: Fractal characterization and comparison using model functions, *J. Vac. Sci. Technol. B* **22**, 1974 (2004).
- [89] S. K. SINHA, E. B. SIROTA, S. GAROFF, and H. B. STANLEY, X-ray and neutron scattering from rough surfaces, *Phys. Rev. B* **38**, 2297 (1998).
- [90] G. PALASANTZAS, Roughness spectrum and surface width of self-affine fractal surfaces via the K-correlation model, *Phys. Rev. B* **48**, 14 472 (1993).
- [91] A. A. EGOROV, Reconstruction of the experimental autocorrelation function and determination of the parameters of the statistical roughness of a surface from laser radiation scattering in an integrated-optical waveguide, *Quantum Electron.* **33**, 335 (2003).
- [92] A. C. DOGARIU and G. D. BOREMAN, Autocorrelation function of smooth surfaces from integrated wavelet transforms, *Proc. of SPIE* **2471**, 399 (1995).

-
- [93] A. FUBEL, M. ZECH, P. LEIDERER, J. Klier, and V. SHIKIN, Analysis of roughness of Cs surfaces via evaluation of the autocorrelation function, *Surf. Sci.* **601**, 1684 (2007).
- [94] A. HIRAIWA and A. NISHIDA, Discrete power spectrum of line width roughness, *J. Appl. Phys.* **106**, 074 905 (2009).
- [95] A. HIRAIWA and A. NISHIDA, Spectral analysis of line edge and line-width roughness with long-range correlation, *J. Appl. Phys.* **108**, 034 908 (2010).
- [96] A. HIRAIWA and A. NISHIDA, Statistically accurate analysis of line width toughness based on discrete power spectrum, *Proc. of SPIE* **7638**, 76 380N (2010).
- [97] A. HIRAIWA and A. NISHIDA, Statistical-noise effect on discrete power spectrum of line-edge and line-width roughness, *J. Vac. Sci. Technol. B* **28**, 1132 (2010).
- [98] A. HIRAIWA and A. NISHIDA, Statistical- and image-noise effects on experimental spectrum of line-edge and line-width roughness, *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS* **9**, 041 210 (2010).
- [99] A. HIRAIWA and A. NISHIDA, Statistical-noise effect on autocorrelation function of line-edge and line-width roughness, *J. Vac. Sci. Technol. B* **28**, 1242 (2010).
- [100] A. N. CLELAND, Foundations of Nanomechanics, From Solid-Sate Theory to Device Applications, (Springer2003).
- [101] G. M. GALLATIN, An introductory/intermediate course on measuring, modeling and understanding LER (2010).
- [102] C. A. CUTLER, J. F. MACKEVICH, J. LI, R. L. BRAINARD, D. J. O'CONNELL, and G. F. CARDINALE, Effect of polymer molecular weight on AFM polymer aggregate size and LER of EUV resists, *Proc. of SPIE* **5037**, 406 (2003).
- [103] Y. CHEN and W. HUANG, Numerical simulation of the geometrical factors affecting surface roughness measurements by AFM, *Meas. Sci. Technol.* **15**, 2004 (2005).
- [104] B. BUNDAY, A. CORDES, J. ALLGAIR, N. G. ORJI, E. PISCANI, D. COCHRAN, B. J. RICE, Y. AVITAN, R. PELTINOV, M. BAR-ZVI, and O. ADAN, Characterization of CD-SEM metrology for iArF photoresist materials, *Proc. of SPIE* **6922**, 69 221A (2008).
- [105] A. V. PRET, R. GRONHEID, and P. FOUBERT, Roughness characterization in the frequency domain and linewidth roughness mitigation with post-lithography processes, *J. Micro/Nanolith. MEMS and MOEMS* **9**, 041 203 (2010).
- [106] A. HIRAIWA and A. NISHIDA, Image-pixel averaging for accurate analysis of line-edge and linewidth roughness, *J. Micro/Nanolith. MEMS MOEMS* **10**, 023 010 (2011).
- [107] A. YAMAGUCHI and J. YAMAMOTO, Influence of image processing on line-edge roughness in CD-SEMM measurement, *Proc. of SPIE* **6922**, 692 221 (2008).
- [108] J. S. VILLARRUBIA, Issues in line edge and linewidth roughness metrology, *AIP Conf. Proc.* **788**, 386 (2005).
- [109] J. S. VILLARRUBIA and B. D. BUNDAY, Unbiased estimation of linewidth roughness, *Proc. of SPIE* **5752**, 480 (2005).

- [110] R. KATZ, C. D. CHASE, R. KRIS, R. PELTINOV, J. VILLARRUBIA, and B. BUNDAY, Bias reduction in roughness measurement through SEM noise removal, *Proc. of SPIE* **6152**, 61 524L (2006).
- [111] A. YAMAGUCHI, R. STEFFEN, H. KAWADA, and T. IIZUMI, Bias-free measurement of LER/LWR with low damage by CD-SEM, *Proceedings of SPIE* **6152**, 61 522D (2006).
- [112] S.-B. WANG, Y. H. CHIU, H. J. TAO, and Y. J. MII, Practical and bias-free LWR measurement by CDSEM, *Proceedings of SPIE* **6922**, 692 222 (2008).
- [113] L. H. A. LEUNISSEN, W. G. LAWRENCE, and M. ERCKEN, Line edge roughness: experimental results related to a two parameter model, *Microelectron. Eng.* **73**, 265 (2004).
- [114] E. PARGON, M. MARTIN, J. THIAULT, and O. JOUBERT, Linewidth roughness transfer measured by critical dimension atomic force microscopy during plasma patterning of polysilicon gate transistors, *J. Vac. Sci. Technol. B* **26**, 1011 (2008).
- [115] H. ABE, H. MOTOKI, T. IKEDA, , and Y. YAMAZAKI, Measurement Precision of CD-SEM for 65 nm Technology Node, *Proc. of SPIE* **5375**, 929 (2004).
- [116] T.-Y. CHUNG, D. NEST, D. B. GRAVES, F. WEILNBOECK, R. L. BRUCE, G. S. OEHRLEIN, D. WANG, M. LI, and E. A. HUDSON, Electron, ion and vacuum ultraviolet photon effects in 193 nm photoresist surface roughening, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **43**, 272 001 (2010).
- [117] A. C. F. HOOLE, M. E. WELLAND, and A. N. BROERS, Negative PMMA as a high-resolution resist the limits and possibilities, *Semicond. Sci. Technol.* **12**, 1166 (1997).
- [118] A. BERGER, S. LATINSKY, M. BAR-ZVI, R. PELTINOV, J. SHU, C. NGAI, J. YU, and H. DAI, Metrology characterization for Self Aligned Double Patterning, *Proc. of SPIE* **6922**, 692 211 (2008).
- [119] W. YAYI and L. BRAINARD, Advanced Processes for 193-nm Immersion Lithography-Chapter 10, (SPIE2009).
- [120] M. FOUCHIER, E. PARGON, L. AZARNOUCHE, K. MENGUELTI, O. JOUBERT, T. CARDOLACCIA, and Y. C. BAE, Vacuum ultra violet absorption spectroscopy of 193 nm photoresists, *Appl. Phys. A* **105**, 399 (2011).
- [121] G. CUNGE, M. FOUCHIER, M. BRIHOUM, P. BODART, M. TOUZEAU, and N. SADEGHI, Vacuum UV broad-band absorption spectroscopy: a powerful diagnostic tool for reactive plasma monitoring, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 12 (2011).
- [122] Y. I. DOROFEEV and V. E. SKURAT, The mechanism of the photolysis of certain hydrocarbons by vacuum ultraviolet radiation, *Russ. Chem. Rev.* **51**, 527 (1982).
- [123] J. Y. LEE, P. C. PAINTER, and M. M. COLEMAN, Hydrogen bonding in polymer blends. 3. Blends involving polymers containing methacrylic acid and ether groups, *Macromolecules* **21**, 346 (1988).
- [124] G. VEREECKE, M. CLAES, Q. T. LE, E. KESTERS, H. STRUYF, R. CARLEER, and P. ADRIANSENS, in Proceedings of 4th International Workshop of Plasma Etch and Strip in Microelectronics (2011).

- [125] D. NEST, D. B. GRAVES, S. ENGELMANN, R. L. BRUCE, F. WEILNBOECK, G. S. OEHRLEIN, C. ANDES, and E. A. HUDSON⁴, Synergistic effects of vacuum ultraviolet radiation, ion bombardment, and heating in 193 nm photoresist roughening and degradation, *Appl. Phys. Lett.* **92**, 153 113 (2008).
- [126] M. J. TITUS, D. NEST, and D. B. GRAVES, Absolute vacuum ultraviolet flux in inductively coupled plasmas and chemical modifications of 193 nm photoresist, *Appl. Phys. Lett.* **94**, 171 501 (2009).
- [127] D. NEST, T.-Y. CHUNG, D. B. GRAVES, S. ENGELMANN, R. L. BRUCE, F. WEILNBOECK, G. S. OEHRLEIN, D. WANG, C. ANDES, and E. A. HUDSON, Understanding the roughening and degradation of 193 nm photoresist during plasma processing: synergistic roles of vacuum ultraviolet radiation and ion bombardment, *Plasma Process. Polym.* **6**, 649 (2009).
- [128] M. J. TITUS, D. G. NEST, T.-Y. CHUNG, and D. B. GRAVES, Comparing 193 nm photoresist roughening in an inductively coupled plasma system and vacuum beam system, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 245 205 (2009).
- [129] M. J. TITUS, D. G. NEST, and D. B. GRAVES, Modelling vacuum ultraviolet photon penetration depth and C=O bond depletion in 193 nm photoresist, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **42**, 152 001 (2009).
- [130] F. WEILNBOECK, R. L. BRUCE, S. ENGELMANN, G. S. OEHRLEINA, D. NEST, T.-Y. CHUNG, D. GRAVES, M. LI, D. WANG, C. ANDES, and E. A. HUDSON, Photoresist modifications by plasma vacuum ultraviolet radiation: The role of polymer structure and plasma chemistry, *J. Vac. Sci. Technol. B* **28**, 993 (2010).
- [131] L. J. BELLAMY, The infrared spectra of complex molecules, (John and Wiley and Sons INC, New York 1960).
- [132] N. ROCHAT, M. OLIVIER, A. CHABLI, F. CONNE, G. LEFEUVRE, and C. BOLL-BURDET, Multiple internal reflection infrared spectroscopy using two-prism coupling geometry: A convenient way for quantitative study of organic contamination on silicon wafers, *Appl. Phys. Lett.* **77**, 2249 (2000).
- [133] E. KESTERS, M. CLAES, Q. LE, M. LUX, A. FRANQUET, G. VEREECKE, P. MERTENS, M. FRANK, R. CARLEER, P. ADRIAENSENS, J. BIEBUYK, and S. BEBELMAN, Chemical and structural modifications in a 193-nm photoresist after low-k dry etch, *Thin Solid Films* **516**, 3454 (2008).
- [134] E. KESTERS, Q. LE, M. LUX, C. BAERTS, L. ONANDIA, and G. VEREECKE, Influence of UV Irradiation on the Removal of Post-etch Photoresist in Porous Low-k Dielectric Patterning, *ECS Transactions* **25**, 63 (2009).
- [135] T. M. HALL, A. WAGNER, and L. F. THOMPSON, Ion beam exposure characteristics of resists: Experimental results, *J. Appl. Phys.* **53**, 3997 (1982).
- [136] E. LEE, G. RAO, and L. MANSUR, LET effect on cross-linking and scission mechanisms of PMMA during irradiation, *Radiation Physics and Chemistry* **55**, 293 (1999).
- [137] J. CORELLI, A. STECKLE, and D. PULVER, Ultralow dose effects in ion-beam induced grafting of polymethylmethacrylate (PMMA), *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **19**, 1009 (1987).

- [138] J. DAVENAS, X. XU, C. KHODR, M. TREILLEUX, and G. STEFFAN, A percolation approach to ion beam induced modifications of organic resists, *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. B* **7**, 513 (1985).
- [139] F. TUINSTRA and J. L. KOENIG, Raman Spectrum of Graphite, *J. Chem. Phys.* **53**, 1126 (1970).
- [140] A. C. FERRARI and J. ROBERTSON, Interpretation of Raman spectra of disordered and amorphous carbon, *Phys. Rev. B* **61**, 14 095 (2000).
- [141] A. C. FERRARI and J. ROBERTSON, Resonant Raman spectroscopy of disordered, amorphous, and diamondlike carbon, *Phys. Rev. B* **64**, 075 414 (2001).
- [142] S. CHO and H. JUN, Surface hardening of poly (methyl methacrylate) by electron irradiation, *Nucl. Instrum. Methods Phys. Res. B* **237**, 525 (2005).
- [143] Y. KOVAL, Mechanism of etching and surface relief development of PMMA under low-energy ion bombardment, *J. Vac. Sci. Technol. B* **22**, 843 (2004).
- [144] E. KESTERS, Q. LE, M. LUX, L. PRAGER, and G. VEREECKE, Removal of post-etch 193 nm photoresist in porous low-k dielectric patterning 3 using UV irradiation and ozonated water, *Microelectronic Engineering* **87**, 1674 (2010).
- [145] R. TIRON, S. DERROUGH, H. FONTAINE, S. CETRE, D. PERRET, J. W. THACKERAY, and P. PANIEZ, 193 nm resist deprotection study from outgassing measurements by TD-GCMS/FID, *Proc. of SPIE* **7545**, 75 450G (2010).
- [146] R. TIRON, E. PARGON, L. AZARNOUCHE, H. FONTAINE, S. CETRE, and C. SOURDA, 193 nm resist chemical modification induced by HBr cure plasma treatment: a TD-GC/MS outgassing study, *Proc. of SPIE* **7972**, 797 215 (2011).
- [147] A. R. PAL, R. L. BRUCE, F. WEILNBOECK, S. ENGELMANN, T. LIN, M.-S. KUO, R. J. PHANEUF, and G. S. OEHRLEIN, Real-time studies of surface roughness development and reticulation mechanism of advanced photoresist materials during plasma processing, *J. Appl. Phys.* **105**, 013 311 (2009).
- [148] N. M. ALVES, J. L. G. RIBELLES, J. A. G. TEJEDOR, and J. F. MANO, Viscoelastic behavior of poly(methyl methacrylate) networks with different cross-linking degrees, *Macromolecules* **37**, 3735 (2004).
- [149] S. ENGELMANN, R. L. BRUCE, F. WEILNBOECK, G. S. OEHRLEIN, D. NEST, D. B. GRAVES, C. ANDES, and E. A. HUDSON, Dependence of polymer surface roughening rate on deposited energy density during plasma processing, *Plasma Process. Polym.* **6**, 484 (2009).
- [150] R. L. BRUCE, F. WEILNBOECK, T. LIN, R. J. PHANEUF, G. S. OEHRLEIN, B. K. LONG, C. G. WILLSON, J. J. VEGH, D. NEST, and D. B. GRAVES, Relationship between nanoscale roughness and ion-damaged layer in argon plasma exposed polystyrene films, *J. Appl. Phys.* **107**, 084 310 (2010).
- [151] R. L. BRUCE, F. WEILNBOECK, T. LIN, R. J. PHANEUF, G. S. OEHRLEIN, B. K. LONG, C. G. WILLSON, and A. ALIZADEH, On the absence of post-plasma etch surface and line edge roughness in vinylpyridine resists, *J. Vac. Sci. Technol. B* **29**, 041 604 (2011).

-
- [152] G. S. OEHRLEIN, R. J. PHANEUF, and D. B. GRAVES, Plasma-polymer interactions: A review of progress in understanding polymer resist mask durability during plasma etching for nanoscale fabrication, *J. Vac. Sci. Technol. B* **29**, 010 801 (2011).
 - [153] T.-Y. CHUNG, D. B. GRAVES, F. WEILNBOECK, R. L. BRUCE, G. S. OEHRLEIN, M. LI, and E. A. HUDSON, Ion and vacuum ultraviolet photon beam effects in 193 nm photoresist surface roughening: the role of the adamantyl pendant group, *Plasma Process. Polym.* **8**, 1068 (2011).
 - [154] E. PARGON, M. MARTIN, K. MENGUELTI, L. AZARNOUCHE, J. FOUCHER, and O. JOUBERT, A CD AFM study of the plasma impact on 193 nm photoresist LWR: role of plasma UV and ions, *Proc. of SPIE* **7272**, 72 720M (2009).
 - [155] S. ENGELMANN, R. L. BRUCE, T. KWON, R. PHANEUF, G. S. OEHRLEIN, Y. C. BAE, C. ANDES, D. GRAVES, D. NEST, E. A. HUDSON, P. LAZZERI, E. IACOB, and M. ANDERLE, Plasma-surface interactions of model polymers for advanced photoresist-susings C_4F_8/Ar discharges and energetic ion beams, *J. Vac. Sci. Technol. B* **25**, 1353 (2007).
 - [156] X. HUA, S. ENGELMANN, G. S. OEHRLEIN, P. JIANG, P. LAZZERI, E. IACOB, and M. ANDERLE, Studies of plasma surface interactions during short time plasma etching of 193 and 248 nm photoresist materials, *J. Vac. Sci. Technol. B* **24**, 1850 (2006).
 - [157] S. ENGELMANN, R. L. BRUCE, M. SUMIYA, T. KWON, R. PHANEUF, G. S. OEHRLEIN, C. ANDES, D. GRAVES, D. NEST, and E. A. HUDSON, Plasma-surface interactions of advanced photoresists with C_4F_8/Ar discharges: Plasma parameter dependencies, *J. Vac. Sci. Technol. B* **27**, 92 (2009).
 - [158] M. SUMIYA, R. BRUCE, S. ENGELMANN, F. WEILNBOECK, and G. S. OEHRLEIN, Study of 193 nm photoresist degradation during short time fluorocarbon plasma exposure. I. Studies of modified layer formation, *J. Vac. Sci. Technol. B* **26**, 1637 (2008).
 - [159] M. SUMIYA, R. BRUCE, S. ENGELMANN, and F. W. AND G. S. OEHRLEIN, Study of 193 nm photoresist degradation during short time fluorocarbon plasma exposures. II. Plasma parameter trends for photoresist degradation, *J. Vac. Sci. Technol. B* **26**, 1647 (2008).
 - [160] E. SODA, S. KONDO, S. SAITO, K. KOYAMA, B. JINNAI, and S. SAMUKAWA, Mechanism of reducing line edge roughness in ArF photoresist by using CF_3I plasma, *J. Vac. Sci. Technol. B* **27**, 2117 (2009).
 - [161] <http://www.nist.gov/pml/data/asd.cfm> - page consultée le 02.04.12.
 - [162] M. R. WERTHEIMER, A. C. FOZZA, and A. HOLLANDER, Industrial processing of polymers by low-pressure plasmas: the role of VUV radiation, *Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. B* **151**, 65 (1999).
 - [163] M. FOUCHIER, E. PARGON, L. AZARNOUCHE, O. LUERE, G. CUNGE, N. SADHEGI, and O. JOUBERT, Vacuum Ultra Violet emission of HBr, Ar, and He plasmas for the development of photoresist cure treatments, *PESM* .
 - [164] A. HOLLANDER and J. BEHNISCH, Vacuum-ultraviolet photolysis of polymers, *Surf. Coat. Tech.* **98**, 855 (1998).

- [165] R. L. BRAINARD, C. HENDERSON, J. COBB, V. RAO, J. F. MACKEVICH, U. OKO-ROANYANWU, S. GUNN, J. CHAMBERS, and S. CONNOLLY, Comparison of the lithographic properties of positive resists upon exposure to deep- and extreme-ultraviolet radiation, *J. Vac. Sci. Technol. B* **17**, 3384 (1999).
- [166] I. W. CHO, H. KIM, J.-H. YOU, and H.-K. OH, Line edge roughness reduction using resist reflow process for 22 nm node extreme ultraviolet lithography, *Jap. J. Appl. Phys.* **49**, 036 502 (2010).
- [167] I. W. CHO, H. KIM, J.-Y. HONG, H.-K. OH, and S. W. KIM, Reduction of line width and edge roughness by using a resist reflow process for extreme ultraviolet lithography, *Journal of the Korean Physical Society* **56**, 1767 (2010).
- [168] M. J. TITUS, D. B. GRAVES, Y. YAMAGUCHI, and E. A. HUDSON, Effects of vacuum ultraviolet photons, ion energy and substrate temperature on line width roughness and RMS surface roughness of patterned 193nm photoresist, *J. Phys. D: Appl. Phys.* **44**, 085 204 (2011).

Résumé

A chaque nouvelle étape franchie dans la réduction des dimensions des dispositifs en microélectronique, de nouvelles problématiques sont soulevées. Parmi elles, la fluctuation de la longueur de la grille des transistors, aussi appelée rugosité de bord de ligne (LWR, pour "Line Width Roughness"), constitue l'une des principales sources de variabilité. Afin d'assurer le bon fonctionnement des transistors, le LWR doit être inférieur à 2 nm pour les futurs nœuds technologiques. Dans ce contexte, la caractérisation précise de la rugosité à l'échelle nanométrique est essentielle mais se heurte aux limitations des équipements de métrologie. En effet, à ces dimensions, le bruit de mesure des équipements ne peut être ignoré.

Afin de pallier à ce problème, un protocole permettant de s'affranchir du niveau de bruit des équipements de métrologie a été développé dans la première partie de cette thèse. Il s'appuie sur l'utilisation de la densité spectrale de puissance de la rugosité, basée sur une fonction d'autocorrélation de type "fractal auto-affine". Un bruit "blanc" a été inclus dans le modèle théorique, permettant l'ajustement des données expérimentales.

La seconde problématique concerne la rugosité élevée des motifs des résines 193 nm qui est transférée dans la grille lors des étapes successives de gravure. Pour résoudre cette difficulté, des traitements plasma sur résines ont été envisagés dans la seconde partie de cette étude. Des analyses physico-chimiques des résines exposées aux traitements plasma nous ont permis de montrer que les UV émis par les plasmas lissent considérablement les flancs des résines. En contrepartie, la formation d'une couche "dure" autour des motifs avec certains plasmas (HBr et Ar) contribue à leur dégradation. De nouvelles stratégies ont également été examinées. Les traitements plasma ont été combinés à des recuits thermiques dans le but d'additionner leurs avantages. Finalement, un plasma de H₂ semble être prometteur puisqu'il ne génère pas de couche superficielle sur les motifs de résine, et l'action des UV réduit considérablement la rugosité. En combinant ce traitement avec un recuit thermique, il est possible d'atteindre des rugosités de 2.4 nm dans la grille finale.

Mots-clés : *microélectronique, traitements plasma, gravure, résine photosensible 193 nm, LWR, rugosité, longueur de corrélation, exposant de rugosité, densité spectrale de puissance, grille, métrologie, CD-SEM, CD-AFM*

Abstract

With the constant decrease of dimensions in microelectronic devices, new problems are raised. One of them is the variation of the transistor gate length, also called "Line Width Roughness" (LWR), which constitutes one of the most important sources of device variability. Regarding the future technological nodes, the LWR becomes a serious issue and should be reduced down to 2 nm. In this context, the accurate characterization of the LWR at the nanometric scale is essential but faces metrology tool limitations. At this scale, the equipment noise level can not be ignored.

In order to compensate for this problem, a protocol allowing to get rid of the metrology equipment noise has been developed. It relies on the use of the discrete power spectral density, based on a "self affine fractal" autocorrelation function type. A "white" noise has been incorporated to the theoretical model, allowing the fitting of experimental data.

The second issue concerns the significant LWR of the photoresist patterns printed by 193nm lithography, known to be partially transferred into the gate stack during the subsequent plasma etching steps. In order to solve this difficulty, plasma treatments have been applied to photoresists. Physico-chemical analysis of resists exposed to different plasma allowed us to observe that the UV emitted by the plasma significantly smooth the resist sidewalls. On the other hand, the formation of a "stiff" layer around the patterns with some of the used plasma (namely HBr and Ar) leads to a degradation of the sidewall. New strategies have also been examined. Plasma treatments were especially combined to annealing treatments in order to couple their advantages. Finally, the H₂ plasma appears as the most promising for that it does not generate any surface "stiff" layer on the resist patterns and the UV significantly smooth the roughness. Combining this treatment with an annealing, it is possible to reach roughnesses as low as 2.4 nm in the final gate.

Keywords : *microelectronics, plasma treatments, etching, 193 nm photoresist, LWR, roughness, correlation length, roughness exponent, power spectral density, gate, metrology, CD-SEM, CD-AFM*