



**HAL**  
open science

# Conception, montage et caractérisation d'un interféromètre achromatique pour l'étude de la lithographie à immersion à 193nm

Anne-Laure Charley

► **To cite this version:**

Anne-Laure Charley. Conception, montage et caractérisation d'un interféromètre achromatique pour l'étude de la lithographie à immersion à 193nm. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Institut National Polytechnique de Grenoble - INPG, 2006. Français. NNT: . tel-00147894

**HAL Id: tel-00147894**

**<https://theses.hal.science/tel-00147894>**

Submitted on 21 May 2007

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

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

**INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE**

**N° attribué par la bibliothèque**

|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|\_|

**THESE**

pour obtenir le grade de

**DOCTEUR DE L'INP Grenoble**

**Spécialité : « MICRO ET NANO ELECTRONIQUE »**

préparée au Laboratoire des Technologies de la Microélectronique

dans le cadre de l'**Ecole Doctorale** « *Electronique, Electrotechnique, Automatique, Traitement du Signal* »

présentée et soutenue publiquement

par

Anne-Laure Charley

le 8 décembre 2006

**CONCEPTION, MONTAGE ET CARACTERISATION D'UN INTERFEROMETRE ACHROMATIQUE  
POUR L'ETUDE DE LA LITHOGRAPHIE A IMMERSION A 193 NM**

**DIRECTEUR DE THESE : Patrick Schiavone**

**JURY**

Mme Isabelle Schanen, Présidente  
M. François Flory, Rapporteur  
M. Pascal Royer, Rapporteur  
M. Patrick Schiavone, Directeur de thèse  
M. Alexandre Lagrange, Co-encadrant  
M. Jean Massin, Co-encadrant  
M. Sergei Postnikov, Examineur



# Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier les membres de mon jury de thèse :

- Madame Isabelle Schanen, professeur de l'INPG, de m'avoir fait l'honneur de présider le jury
- Messieurs Pascal Royer, professeur de l'université technologique de Troyes, et François Flory, professeur de l'école centrale de Marseille, d'avoir accepté de rapporter ma thèse
- Monsieur Sergei Postnikov, ingénieur INFINEON, d'avoir fait partie de mon jury de thèse en tant qu'examineur
- Messieurs Jean Massin, Alex Lagrange et Patrick Schiavone, pour les multiples relectures de mon manuscrit et la pertinence de leurs remarques.

Cette thèse a été réalisée au Laboratoire des Technologies de la Microélectronique (CNRS) en collaboration avec le CEA-LETI dans le cadre d'une convention CIFRE avec la société STMicroelectronics implantée sur le site de Crolles.

Je voudrais remercier Daniel Henry et Philippe Thony, respectivement ex-manager de l'équipe Advanced Patterning de Crolles 2 et ex-co-encadrant, de m'avoir accueillie dans leur équipe et de m'avoir donné l'opportunité d'effectuer cette thèse. Un grand merci à Jean Massin, mon encadrant industriel, d'avoir suivi mon travail et relu consciencieusement mon manuscrit, d'avoir initié des rencontres avec divers acteurs de la lithographie (ASML, IMEC . . .) et de m'avoir aidée et soutenue dans le choix et la mise en œuvre d'un projet professionnel post-thèse.

Je voudrais dire un grand merci à Alex Lagrange et Olivier Lartigue pour m'avoir accueillie, aidée, conseillée, encadrée, soutenue pendant toute la durée de ma thèse. Grâce à vous, j'ai été plongée dans le monde de l'optique et j'ai beaucoup appris! Quand j'y repense : quelle équipe de choc! alors MERCI MERCI MERCI. En particulier, Olivier, merci pour tous les montage, démontage, remontage du banc, pour toujours avoir eu des solutions techniques à nos idées parfois farfelues et en définitive pour toutes les heures passées en salle avec moi avec ce laser horriblement bruyant pour tenter d'imprimer des lignes. Alex, merci pour tes idées, ton écoute, tes encouragements, ton soutien et pour avoir cru en ce montage, toute seule je n'aurais vraiment pas fait le poids! Merci aussi à toutes les personnes du DOpt que j'ai rencontrées et qui m'ont aidées de près ou de loin à faire avancer mon projet de thèse. Je souhaite remercier tout particulièrement Patrick Chaton pour m'avoir intégrée dans son labo, m'avoir fait confiance et pour avoir tout fait pour que ma thèse se passe dans les meilleures conditions possibles.

Je remercie les membres du labo litho du D2NT et en particulier Julia Simon pour m'avoir appris à évoluer dans la salle blanche du 41.01, m'avoir initiée aux B.A.BA de la litho et pour m'avoir encadrée pendant la première partie de ma thèse. Merci également à toute l'équipe Rohm&Haas du LETI et surtout Amandine Pikon pour les échanges constructifs, l'aide quotidienne que vous m'avez apportée et surtout pour toutes les résines que vous nous avez fournies!

Un grand merci également à Patrick Schiavone pour avoir si bien « dirigé » ma thèse, pour m'avoir soutenue dans toutes les situations, pour s'être battu pour que je reste rattachée au LTM, pour m'avoir remonté le moral quand il était au plus bas, pour m'avoir conseillée sur mes projet de thèse et post-thèse et pour m'avoir fait profiter de sa grande expertise en lithographie. Merci aussi à Fred, Pauline, Jamal, Coco, Cécile, Nico, Kevin, David P., Kofi et Thierry C. qui ont participé à faire avancer ce travail. Je tiens aussi à remercier Olivier Joubert, directeur du LTM, pour m'avoir accueillie dans son labo, avoir permis que j'y reste (ceux qui connaissent l'histoire comprendront ...) et pour son écoute toujours attentive concernant tous les tracas qu'un thésard peut avoir. Finalement, merci à Jess, Pauline, Kevin, Jamal, Tatiana, Karim, Sylvaine, Florian, Fred S. pour les « pauses thé » si sympathiques et indispensables au moral et à tous les autres membres du LTM qui ont participé à cette bonne ambiance et à ces conditions de travail exceptionnelles ! Un merci spécial à Malou, Sylvaine et Agnès nos secrétaires si sympas et efficaces ! Finalement je remercie Céline, Nicolas, Carole et Mike mes collègues de bureau ... ah mais non, c'est vrai, Mike, tu n'étais pas dans mon bureau ... pendant un moment j'ai cru ! Mais merci quand même !

Pour finir, merci à ma famille de m'avoir permis d'en arriver là. Ce n'est peut-être pas le fait d'avoir entendu parler pendant toute ma jeunesse d'interféron et de zoonose qui m'a donné envie de faire de la recherche (mon frère pourra témoigner, on a souffert!!) mais vous êtes quand même pour beaucoup dans mon choix de me lancer dans une thèse ! Et puis un énorme merci à Fred pour m'avoir supportée (dans les 2 sens du terme!), encouragée et pour avoir essayé (et même parfois réussi!) à me redonner confiance en moi. En tout cas, cette thèse aura au moins eu le mérite de me permettre de te rencontrer et rien que pour ça, je ne regrette rien. . .

# Table des matières

<b>Remerciements</b>	<b>III</b>
<b>Table des figures</b>	<b>IX</b>
<b>Liste des tableaux</b>	<b>XV</b>
<b>Introduction</b>	<b>1</b>
<b>Chapitre 1 La lithographie en microélectronique : généralités</b>	<b>3</b>
Introduction . . . . .	3
I Les enjeux de la lithographie en microélectronique . . . . .	5
II La lithographie optique par projection . . . . .	7
A Principe . . . . .	7
B Amélioration de la résolution et contrôle des procédés lithographiques . . . . .	15
III Les lithographies de « nouvelle génération » . . . . .	22
A La lithographie sans masque . . . . .	22
B La lithographie extrême ultraviolet . . . . .	23
C La nanoimpression . . . . .	24
Conclusion . . . . .	25
<b>Chapitre 2 La lithographie à immersion à 193 nm : bénéfices et challenges de la technique</b>	<b>27</b>
Introduction . . . . .	27
I Historique . . . . .	29
II Amélioration des performances lithographiques en immersion . . . . .	29
A Bénéfices de la technique . . . . .	29
B Vérification par des simulations . . . . .	34

III	Etat de l'art et challenges technologiques . . . . .	35
A	Design des lentilles et systèmes de distribution d'eau . . . . .	36
B	Les fluides pour l'immersion . . . . .	37
C	Les défauts introduits par le fluide d'immersion . . . . .	40
D	Les résines pour l'immersion . . . . .	41
	Conclusion . . . . .	41
<b>Chapitre 3 Modélisation et conception d'un interféromètre à immersion à 193 nm</b>		<b>43</b>
	Introduction . . . . .	43
I	La lithographie interférométrique à immersion . . . . .	45
A	La lithographie interférométrique . . . . .	45
B	Le contraste en interférométrie . . . . .	46
C	La lithographie interférométrique à immersion : état de l'art . . . . .	52
II	Conception du montage interférométrique achromatique . . . . .	54
A	La lithographie interférométrique achromatique . . . . .	54
B	Double diffraction . . . . .	55
C	Analyse de l'achromaticité . . . . .	56
III	Détermination des paramètres des réseaux de diffraction . . . . .	61
A	Design du montage . . . . .	61
B	Efficacités de diffraction . . . . .	63
	Conclusion . . . . .	66
<b>Chapitre 4 Réalisation et caractérisation du montage interférométrique</b>		<b>67</b>
	Introduction . . . . .	67
I	Fabrication des réseaux de diffraction . . . . .	69
A	Les challenges technologiques . . . . .	69
B	Technique de fabrication développée au laboratoire . . . . .	70
II	Description et caractérisation du montage interférométrique . . . . .	75
A	La source . . . . .	75
B	Les réseaux . . . . .	79
C	Le montage . . . . .	82
	Conclusion . . . . .	90

---

<b>Chapitre 5</b>	<b>Etude de l'imagerie à haute ouverture numérique</b>	<b>93</b>
	Introduction . . . . .	93
I	Etude de la résolution . . . . .	95
	A Procédure expérimentale . . . . .	95
	B Résultats expérimentaux . . . . .	96
	C Contraste et latitude d'exposition . . . . .	98
	D Super-résolution . . . . .	100
II	Effet de la polarisation de la lumière à haute ouverture numérique . . . . .	101
	A Le contraste en lumière polarisée . . . . .	101
	B Influence du contraste sur la rugosité à très haute ouverture numérique . . .	104
	Conclusion . . . . .	107
	<b>Conclusion</b>	<b>109</b>
<b>Annexe A</b>	<b>Théorie de la polarisation en optique</b>	<b>111</b>
<b>Annexe B</b>	<b>Calcul d'efficacités de diffraction</b>	<b>115</b>
<b>Annexe C</b>	<b>Outils de caractérisation et métrologie</b>	<b>117</b>
	<b>Bibliographie</b>	<b>121</b>





# Table des figures

1.1	Schéma d'un transistor PMOS. . . . .	5
1.2	Evolution de la loi de Moore depuis la conception du premier transistor concernant (a) le nombre de transistors par puce, (b) la surface d'une puce, (c) la largeur de la grille du transistor. . . . .	6
1.3	Evolution des dimensions critiques pour la lithographie jusqu'en 2020 prévue par la feuille de route ITRS. . . . .	6
1.4	Schéma d'un outil de lithographie optique par projection. . . . .	7
1.5	Schéma de principe de l'étape de lithographie dans le cas d'une résine positive. . . .	8
1.6	Schéma d'un outil de lithographie composé d'une source, d'un condenseur, d'un masque et d'une optique de projection. . . . .	8
1.7	Définition de l'ouverture numérique. . . . .	10
1.8	Schéma de la diffraction par un réticule modélisé par un réseau de diffraction. . . . .	11
1.9	Figure de diffraction d'un réseau périodique éclairé sous incidence normale et oblique. $p$ = pas du réseau, $\theta_n$ = angles de diffraction, $\lambda$ = longueur d'onde d'illumination, NA = ouverture numérique de l'optique de projection. . . . .	12
1.10	Formation d'une image dans la résine. . . . .	13
1.11	Mécanisme chimique se produisant au cours du PEB dans les résines à amplification chimique. . . . .	14
1.12	Courbe de contraste typique caractérisant une résine photosensible. . . . .	15
1.13	Evolution du facteur $k_1$ . . . . .	17
1.14	Courbe de Bossung représentant le CD en fonction de la défocalisation pour un CD de 120 nm ligne :espace = 1 :1,5 avec un masque binaire à NA = 0,75 et $\sigma = 0,6$ . Les courbes correspondent à différentes doses d'exposition. . . . .	18
1.15	Définition du facteur de cohérence partielle (illumination de type Köhler). . . . .	19
1.16	Schéma des différents types d'illuminations d'un outil de lithographie. . . . .	20
1.17	Répartition des ordres de diffraction dans la pupille d'entrée dans deux configurations de périodes et $\sigma$ différents. . . . .	20

1.18	Masques binaire et à décalage de phase : effet sur le champ et sur l'intensité au niveau de la plaquette. . . . .	21
1.19	Evolution de la lithographie à faisceau d'électrons de 1960 à aujourd'hui. SCALPEL = SCattering with Angular Limitation Projection Electron-beam Lithography. . . . .	22
1.20	Schéma d'un outil de lithographie extrême ultraviolet. . . . .	24
1.21	Schéma de principe du fonctionnement de la nanoimpression thermique (dispense de résine par centrifugation (1), montée en température puis application de la pression (2), refroidissement et démoulage (3)). . . . .	25
1.22	Schéma de principe du fonctionnement de la nanoimpression assistée par ultraviolet (dispense de résine (1), application du moule (2), retrait du moule (3)). . . . .	25
2.1	Différences de chemins optiques pour les calculs de la résolution et de la profondeur de champ. . . . .	30
2.2	Rapport des profondeurs de champ en immersion et en sec en fonction de la période du motif à la longueur d'onde 193 nm pour différents indices de fluide d'immersion. . . . .	32
2.3	Pupilles d'entrée et de sortie et plans principaux objet et image de l'optique de projection. . . . .	33
2.4	Ouverture numérique en sec et en immersion ( $n = 1,43$ ) en fonction du diamètre de la pupille de sortie. . . . .	34
2.5	Simulations de la profondeur de champ en fonction de la dimension des motifs (CD ligne = espace) avec un masque binaire et en illumination circulaire. . . . .	35
2.6	Schéma des trois systèmes de distribution d'eau dans un outil de lithographie à immersion : configuration de distribution locale, « plaquette immergée » et « platine immergée ». . . . .	36
2.7	Spécifications des outils de lithographie à immersion Nikon et ASML en terme de champ, débit, performances, défektivité, polarisation, lentille ( $L/S = \text{Ligne/Espace}$ , iso = isolé, att-PSM = masque PSM atténué, ann. = annulaire, X = données non disponibles). . . . .	38
2.8	Absorption et indice de réfraction des fluides de « seconde génération ». . . . .	39
2.9	Exemples de défauts spécifiques à la lithographie à immersion. . . . .	40
3.1	Interférence de deux faisceaux cohérents au niveau de la résine : principe de la lithographie interférométrique. . . . .	45
3.2	Illustration de la cohérence temporelle par l'expérience de l'interféromètre de Michelson. . . . .	48
3.3	Illustration de la cohérence spatiale par l'expérience des trous d'Young. . . . .	49
3.4	Intensité normalisée du système de franges de période 300 nm en fonction de la position dans le champ d'interférence pour différents paramètres de cohérence. . . . .	50
3.5	Montage interférométrique à immersion à prisme. . . . .	53

3.6	Montage interférométrique de type miroir à cube de Fresnel immergé dans une cellule d'eau. . . . .	53
3.7	Montage interférométrique à immersion de type Talbot. . . . .	54
3.8	Montage interférométrique achromatique à immersion. . . . .	55
3.9	Achromaticité de l'interféromètre à immersion à double réseau. . . . .	57
3.10	Conditions géométriques sur le système qui confèrent l'achromaticité dans le cas $\theta \ll \frac{\lambda}{P_i}$ . . . . .	60
3.11	Le paramètre $\tan\alpha_e$ diminue dans une configuration immergée. . . . .	61
3.12	Variation de NA en fonction de $P_1$ et $P_2$ . . . . .	62
3.13	Efficacité de diffraction en fonction de la hauteur et du rapport cyclique (rapport de la largeur de ligne sur la période) (a) du réseau $P_1 = 600$ nm au premier ordre en s sous incidence normale, (b) du réseau $P_1 = 600$ nm au premier ordre en p sous incidence normale, (c) du réseau $P_2 = 600$ nm au deuxième ordre en s sous incidence $18,76^\circ$ , (d) du réseau $P_2 = 600$ nm au deuxième ordre en p sous incidence $18,76^\circ$ . . .	64
4.1	Etapes du procédé de fabrication des réseaux de diffraction. . . . .	71
4.2	Réseaux de HSQ réalisés par nanoimpression (a) période 300 nm, (b) période 400 nm, (c) Exemple de défaut d'arrachage. . . . .	73
4.3	Effet de la diffraction de Fresnel sur le champ d'exposition d'un réseau $0,5 \times 0,5$ $mm^2$ placé à 1 cm de la plaquette (a) et simulation des franges de Fresnel créées par un trou carré de (b) $0,5 \times 0,5$ $mm^2$ à 1 cm du détecteur, (c) $2 \times 2$ $mm^2$ à 1 cm du détecteur. . . . .	74
4.4	Lignes de période 180 nm obtenues par lithographie interférométrique. Dans cette configuration, le réseau séparateur de faisceaux en amont du montage a été réalisé par nanoimpression. . . . .	75
4.5	Diagramme d'énergie d'une molécule $AB^*$ d'un milieu excimère. . . . .	76
4.6	Coupe transversale du faisceau en sortie du laser. . . . .	77
4.7	Intensité normalisée des sections transversales du faisceau en sortie du laser. . . . .	78
4.8	Energie moyenne et stabilité rms en fonction de la tension du thyatron. . . . .	78
4.9	Energie moyenne et stabilité rms à une fréquence d'impulsion de 200Hz et une tension du thyatron de 16 kV en fonction de temps de chauffe. . . . .	79
4.10	Schématisation des trois configurations de l'interféromètre : Photronics (600/600nm), Ibsen1 (300/210 nm) et Ibsen2 (220/210 nm). . . . .	80
4.11	Interférogramme obtenu par interférométrie de Fizeau pour mesurer la planéité de la face supérieure du réseau de période 210 nm de la configuration 300/210 nm. . . . .	80
4.12	Schéma du montage interférométrique. . . . .	83
4.13	Vue éclatée et assemblée de l'interféromètre. La pièce violette permet de contrôler l'espace d'air entre les deux réseaux de diffraction. . . . .	84

4.14	Interféromètre de Fizeau. . . . .	85
4.15	Expandeur de faisceau . . . . .	85
4.16	Auto collimation du faisceau sur l'interféromètre. . . . .	86
4.17	Schéma de la cellule d'immersion. . . . .	87
4.18	Schéma du système de distribution d'eau. . . . .	88
4.19	Contraste en fonction de la déviation standard de l'amplitude de vibrations x. . . . .	89
4.20	Lignes de période 300 nm obtenues dans différentes configurations de vibrations. . . . .	90
4.21	Montage expérimental. . . . .	91
5.1	Lignes denses en résine obtenues par lithographie interférométrique à immersion à l'eau en polarisation s. . . . .	96
5.2	Champ d'exposition. . . . .	97
5.3	Trous de diamètre 50 nm imprimés par double exposition avec l'interféromètre à immersion à double réseau (empilement AR40 80nm/ XP1020B 90nm/ XP1029 38nm). . . . .	98
5.4	Réseaux de lignes de période 80 nm à différents CD obtenus à différentes doses par lithographie interférométrique à immersion à l'eau en polarisation s. . . . .	98
5.5	CD mesuré en fonction de la dose d'exposition (unités arbitraires) par scattérométrie. . . . .	99
5.6	Effet d'une variation de dose de 50 % sur le CD dans deux conditions de contraste. . . . .	99
5.7	Interférence à deux ondes polarisées. . . . .	101
5.8	Contraste de la répartition d'intensité des franges d'interférence pour les polarisations s et p. . . . .	102
5.9	Contraste dans la résine d'indice 1,7 en fonction de l'ouverture numérique. . . . .	103
5.10	Variation de l'angle de polarisation entre s et p : effet sur le contraste dans la résine. . . . .	104
5.11	Lignes denses de période 80 nm à différents angles de polarisation variant de s à p. . . . .	105
5.12	LER et LWR en fonction de l'angle de polarisation. . . . .	106
5.13	Influence du contraste sur les lignes imagées dans une résine à amplification chimique. . . . .	107
A.1	Etats de polarisation d'une onde polarisée. . . . .	111
A.2	Définition des polarisation s et p dans le cas d'une lumière incidente sur une interface ou un réseau de diffraction. . . . .	112
A.3	Réglage de l'angle de polarisation par rotation de lame demi-onde. . . . .	113
A.4	Polarisation dans le montage interférométrique à immersion à double réseau. . . . .	113

- B.1 Efficacité de diffraction en fonction de la hauteur et du rapport cyclique (rapport de la largeur de ligne sur la période) (a) du réseau  $P_1 = 300$  nm au premier ordre en s sous incidence normale, (b) du réseau  $P_1 = 300$  nm au premier ordre en p sous incidence normale, (c) du réseau  $P_2 = 210$  nm au deuxième ordre en s sous incidence  $40,04^\circ$ , (d) du réseau  $P_2 = 210$  nm au deuxième ordre en p sous incidence  $40,04^\circ$ . . . 115
- B.2 Efficacité de diffraction en fonction de la hauteur et du rapport cyclique (rapport de la largeur de ligne sur la période) (a) du réseau  $P_1 = 220$  nm au premier ordre en s sous incidence normale, (b) du réseau  $P_1 = 220$  nm au premier ordre en p sous incidence normale, (c) du réseau  $P_2 = 210$  nm au deuxième ordre en s sous incidence  $61,32^\circ$ , (d) du réseau  $P_2 = 210$  nm au deuxième ordre en p sous incidence  $61,32^\circ$ . . . 116



# Liste des tableaux

3.1	Caractéristiques et performances de différents montages de lithographie interférométrique à immersion à l'eau. . . . .	54
3.2	Caractéristiques des différentes configurations de l'interféromètre achromatique : valeurs de $P_1$ , $P_2$ et de la DOF (l'angle d'incidence sur le montage et les valeurs de planéité et parallélisme ont été fixées à $\theta_0 = 1mrad$ et à $1\mu m$ respectivement en cohérence avec la précision d'alignement attendue et les spécifications standards des substrats des réseaux). La dernière configuration permet l'impression de réseaux de période inférieure à 67 nm. . . . .	63
3.3	Hauteurs des lignes, rapports cycliques des réseaux et efficacités de diffraction correspondantes pour chaque configuration de l'interféromètre achromatique à immersion. Les hauteurs des lignes et rapports cycliques ont été choisis pour avoir une efficacité de diffraction optimale. . . . .	65
3.4	Hauteur des lignes des réseaux de chaque configuration de l'interféromètre achromatique à immersion choisie en fonction de l'efficacité de diffraction et de la technologie de fabrication des réseaux. . . . .	65
4.1	Spécifications des réseaux de diffraction. . . . .	69
4.2	Conditions expérimentales d'impression du HSQ sur silice. . . . .	72
4.3	Transmission de la silice et du HSQ sur silice à 193 nm pour différentes épaisseurs et conditions de recuit. . . . .	74
4.4	Spécifications du laser excimère ArF GAM. . . . .	77
4.5	Parallélisme et planéité de chaque face des réseaux utilisés dans chaque configuration du montage interférométrique. . . . .	81
4.6	Caractéristiques géométriques et efficacités de diffraction calculées des réseaux du montage interférométrique. . . . .	82
4.7	Caractéristiques des différentes cuvettes d'immersion. . . . .	87
4.8	Paramètres de profondeur de champ et de transmission des différentes configurations de l'interféromètre achromatique. . . . .	90
5.1	Matériaux de l'empilement lithographique. . . . .	95
5.2	Caractéristiques de fluides haut indice. . . . .	100





# Introduction

Aujourd'hui les circuits intégrés sont partout...ou presque. Intégrant dans un volume réduit des transistors, des résistances, des condensateurs ou encore des diodes, ils peuplent nos ordinateurs, téléphones, appareils Hi-Fi, montres, appareils médicaux et autres. Depuis leur apparition dans les années soixante, ils ne cessent de se miniaturiser, de se complexifier et de remplir des fonctions toujours plus ambitieuses et ceci de plus en plus rapidement. Ainsi, les objectifs des industriels de la microélectronique sont d'une part l'amélioration des performances des circuits et d'autre part l'augmentation de leur densité d'intégration. A celà, ils doivent ajouter une augmentation continue des débits de production, condition nécessaire à la diminution de leur coût de fabrication. Jusqu'à présent, ces objectifs ont toujours été remplis car cette industrie connaît depuis ses débuts une croissance exponentielle.

Dans cette fulgurante ascension, la lithographie a toujours joué un rôle majeur puisqu'elle correspond à la première étape intervenant dans la conception d'un circuit intégré : elle définit la taille des motifs du circuit. C'est donc elle qui va permettre l'augmentation du nombre de composants par puce et la réduction des dimensions critiques nécessaire à l'amélioration de ses performances. La technique de lithographie utilisée aujourd'hui pour la production de masse des circuits intégrés est la lithographie optique par projection. En projetant sur une résine photosensible l'image réduite de motifs définis sur un masque, elle a permis jusqu'à maintenant de répondre efficacement aux demandes de la microélectronique en terme de dimension et de débit de production. La question qui se pose aujourd'hui est de savoir combien de temps encore cette technique comblera les attentes des industriels. Les exigences technologiques deviennent aujourd'hui si fortes que la lithographie optique est poussée dans ses limites ultimes. Cela impose des contraintes techniques extrêmement difficiles à tenir. Résolvant en dessous de la longueur d'onde d'exposition (193 nm), les outils actuels doivent être accompagnés de multiples astuces technologiques pour résoudre des motifs encore plus petits sans toutefois complexifier les procédés. Dans le but de répondre à ces problématiques, une nouvelle technique permettant d'étendre la lithographie à 193 nm aux générations de composants sub-100 nm à venir a récemment vu le jour : la lithographie à immersion à 193 nm.

L'objectif de ce travail de thèse est de concevoir, monter et caractériser un interféromètre à immersion à 193 nm permettant d'atteindre des périodes sub-100 nm afin de démontrer la faisabilité et les bénéfices d'un tel procédé lithographique. La lithographie interférométrique permet, de manière simple et peu coûteuse, d'aborder par anticipation les problématiques liées à cette nouvelle technique.

Dans le **chapitre 1**, nous présenterons les enjeux de la lithographie et discuterons les difficultés actuellement rencontrées par les lithographes pour poursuivre la diminution des dimensions critiques. Dans ce contexte, de nouvelles techniques de lithographie, optique ou non, voient le jour et se présentent comme des candidates potentielles pour adresser les prochains nœuds technologiques. Néanmoins, ces techniques sont encore à l'étude et aucune n'est encore suffisamment mature pour

entrer en production. Parmi elles, la lithographie à immersion à 193 nm se présente comme la technique la plus prometteuse à court et moyen terme pour répondre aux exigences qu'imposent les industriels de la microélectronique.

Le **chapitre 2** sera consacré à l'étude de cette technique. Nous expliquerons comment elle permet dans un premier temps de relâcher les contraintes sur les procédés en augmentant la profondeur de champ et dans un second temps d'améliorer la résolution des outils de lithographie optique à 193 nm en augmentant l'ouverture numérique. Nous discuterons également des difficultés émergentes avec l'apparition de cette technique et nous nous attarderons sur certains aspects spécifiques à l'immersion tels que la compatibilité de la résine avec le fluide, la défektivité, l'imagerie à haute ouverture numérique, les fluides à haut indice pour les nœuds technologiques les plus avancés et la polarisation. La deuxième partie de ce chapitre sera consacrée à faire un état de l'art de la technique replacée dans un contexte international.

Le **chapitre 3** sera consacré au choix, à la conception et la modélisation du montage. Nous étudierons l'influence de la cohérence des lasers excimères à 193 nm sur le contraste des franges interférométriques et nous montrerons que l'utilisation d'un montage à double réseau dit « achromatique » permet de nous affranchir de la faible cohérence de cette source. Finalement, nous détaillerons le design du montage permettant de fonctionner dans des conditions optimales en particulier en ce qui concerne la transmission et la profondeur de champ.

Dans le **chapitre 4**, nous détaillerons un procédé de fabrication des composants de base du montage : les réseaux de diffraction. Nous décrirons et caractériserons par ailleurs les éléments du dispositif expérimental : la source, les réseaux de diffraction, le contrôle des paramètres d'exposition et le système de distribution d'eau. Cette caractérisation nous permettra de calculer les conditions de fonctionnement de l'outil, de comparer aux valeurs théoriques estimées au chapitre précédent et de démontrer la robustesse du montage.

Finalement, le **chapitre 5** sera consacré à une étude de l'imagerie en immersion à haute ouverture numérique. Il permettra de valider expérimentalement tout le travail présenté dans les deux chapitres précédents et montrera l'impression de lignes contrastées de période 80 nm. Dans une deuxième partie nous présenterons une étude de la polarisation à haute ouverture numérique et mettrons en évidence la corrélation entre la perte de contraste due à la polarisation et l'augmentation de la rugosité des lignes.

# Chapitre 1

## La lithographie en microélectronique : généralités

### Introduction

Aujourd'hui une centaine d'étapes différentes sont nécessaires à la réalisation d'un circuit intégré. La photolithographie est une étape clé dans le processus de réalisation des dispositifs microélectroniques puisqu'elle définit le design du circuit intégré avant l'étape de transfert par gravure. Depuis les débuts de la lithographie, la technique utilisée dans l'industrie microélectronique est la lithographie optique par projection. Les chercheurs et fabricants d'outils de lithographie ont su la faire évoluer pour la réalisation des composants les plus avancés. Elle arrive cependant à ses limites et il devient de plus en plus difficile d'améliorer la résolution sans complexifier considérablement le processus d'imagerie. Le but de ce chapitre est de rappeler le rôle et les enjeux de la lithographie dans l'industrie microélectronique, ainsi que de présenter les techniques de lithographie présentes et futures afin de situer le contexte de cette thèse.



## I Les enjeux de la lithographie en microélectronique

De l'informatique à la communication, en passant par les divertissements, les circuits intégrés à semi-conducteurs font aujourd'hui partie de notre vie quotidienne. Le consommateur attend une augmentation rapide des performances des appareils électroniques en parallèle d'une diminution des prix. Ceci est le résultat d'une croissance exceptionnelle de l'industrie de la microélectronique qui a commencé dans les années 60 avec la conception du premier transistor MOS<sup>1</sup>. Le transistor MOS est aujourd'hui l'élément de base des circuits intégrés. L'association de plusieurs de ces transistors permet de réaliser des fonctions logiques : c'est la technologie CMOS<sup>2</sup>. Il existe deux types de transistors de conduction différente : le NMOS et le PMOS. Un transistor de type PMOS est schématisé sur la figure 1.1.

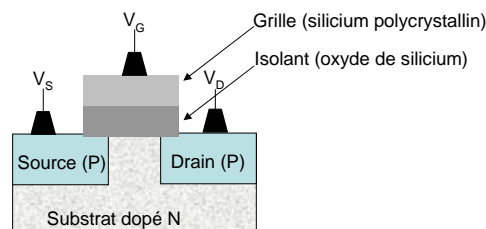


FIG. 1.1 – Schéma d'un transistor PMOS.

Il est composé de la source et du drain entre lesquels le courant circule, d'une grille qui contrôle ce courant et d'un isolant qui isole électriquement la grille. Les performances du transistor dépendent du temps que mettront les porteurs de charges à traverser la grille. Afin de satisfaire la demande toujours croissante en terme d'amélioration de la capacité des mémoires pour la technologie DRAM<sup>3</sup> et des performances des microprocesseurs et circuits ASIC<sup>4</sup>, un des objectifs de la microélectronique est de diminuer au maximum la largeur de la grille. De plus, dans le but d'augmenter le débit de production et de diminuer le prix des produits faits à partir des circuits intégrés, on cherche à augmenter la densité d'intégration de ces circuits (augmentation du nombre de transistors par puce). Ainsi, depuis la conception du premier transistor, la technologie de fabrication des circuits intégrés n'a cessé de s'améliorer. Dès 1965, Gordon Moore remarquait que le nombre de transistors par puce doublait chaque année [1]. En extrapolant cette tendance, il prédit que 10 ans après, on serait capable d'intégrer 64.000 transistors par puce! En 1975, la loi, aujourd'hui dite « de Moore », est étendue et prévoit l'évolution de la taille des puces, de la taille des motifs et du dessin des circuits. La figure 1.2 montre l'évolution de ces trois paramètres en fonction du temps depuis la conception du premier transistor [2]. Ainsi, depuis 1960, le nombre de transistors par puce a augmenté de 60% chaque année grâce à la diminution de la taille des motifs en parallèle de l'augmentation de la surface d'une puce.

Aujourd'hui, les objectifs en terme de performances des circuits intégrés sont fixés par la feuille de route ITRS<sup>5</sup> [3]. Rédigée par un ensemble d'industriels, de fabricants, de fournisseurs, d'organisations gouvernementales et d'universités, elle a pour but d'identifier les défis technologiques que l'industrie des semi-conducteurs doit résoudre pour les 15 ans à venir. Dans la poursuite de ces objectifs, la lithographie joue un rôle primordial. En effet, la fabrication d'un circuit intégré néces-

<sup>1</sup>Metal Oxyde Semiconductor

<sup>2</sup>Complementary Metal Oxyde Semiconductor

<sup>3</sup>Dynamic Random Access Memory

<sup>4</sup>Applied Specific Integrated Circuits

<sup>5</sup>International Technology Roadmap for Semiconductors

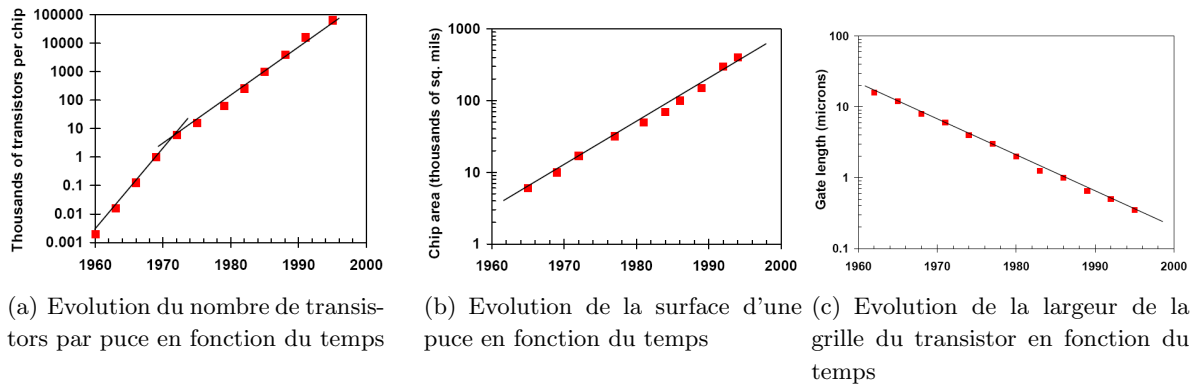


FIG. 1.2 – Evolution de la loi de Moore depuis la conception du premier transistor concernant (a) le nombre de transistors par puce, (b) la surface d'une puce, (c) la largeur de la grille du transistor.

site plusieurs étapes réparties en deux catégories : le « front-end » qui a pour but de définir les zones actives du transistor et le « back-end » qui a pour but de réaliser les interconnexions entre les différents éléments actifs du circuit. La lithographie intervient à presque chaque étape puisqu'elle permet de définir le dessin de la zone à fabriquer. Elle est souvent précédée d'une étape de dépôt et suivie d'une étape de gravure ou d'implantation. Comme nous le verrons par la suite, elle permet non seulement de définir la dimension critique des dispositifs mais également la densité d'intégration puisque la résolution d'un outil lithographique fixe la période des motifs imprimés, c'est-à-dire leur densité sur une puce. C'est donc une étape clé dans le processus de fabrication d'un circuit. Mais heureusement, la définition des dimensions ne repose pas uniquement sur la lithographie et il est également possible de contrôler la largeur de la grille lors du procédé de gravure par une étape dite de « réduction de cote résine » [4]. La figure 1.3 illustre les objectifs fixés par la feuille de route ITRS concernant la lithographie pour les technologies DRAM et MPU<sup>6</sup>.

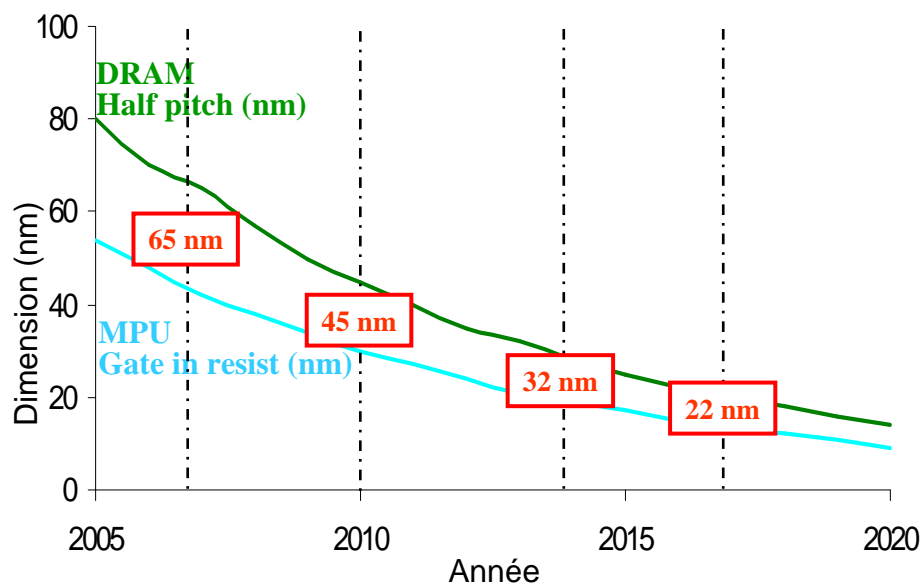


FIG. 1.3 – Evolution des dimensions critiques pour la lithographie jusqu'en 2020 prévue par la feuille de route ITRS.

<sup>6</sup>MicroProcessor Unit

Ainsi, elle prévoit que la lithographie soit capable d'atteindre des dimensions critiques de 22 nm correspondant au nœud technologique 22 nm en pré-production en 2017. Depuis les débuts de l'industrie microélectronique, la lithographie optique est la technique de lithographie utilisée pour la fabrication de masse des circuits intégrés puisqu'elle a su jusqu'à présent répondre aux exigences de la microélectronique en terme de résolution et de débit de production. De plus, elle a su s'adapter au cours du temps à l'évolution des différentes technologies. Il est d'ailleurs prévu qu'elle soit utilisée jusqu'aux nœuds technologiques 45 nm, voire 32 nm [3]. Le principe de cette technique est d'imager les motifs inscrits sur un masque par une optique de projection sur une résine photosensible préalablement déposée sur une plaquette de silicium (figure 1.4). L'image est réduite d'un facteur  $N$  pour 1, où  $N$  est le facteur de réduction de la lentille, généralement égal à 4 ou 5. Les différents éléments d'un outil de lithographie optique sont détaillés dans la partie suivante.

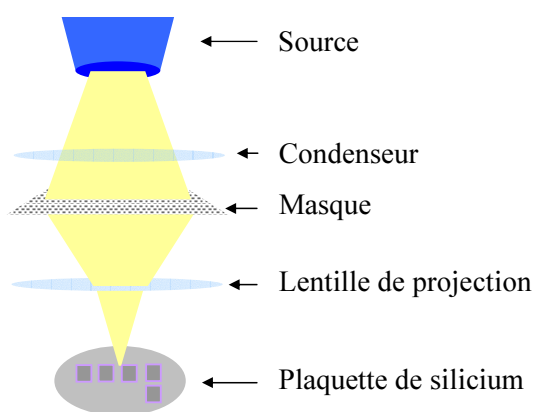


FIG. 1.4 – Schéma d'un outil de lithographie optique par projection.

Cependant, du fait de la poursuite de la diminution des dimensions, les outils de lithographie optique sont devenus aujourd'hui très complexes et très chers. Il devient donc nécessaire aujourd'hui d'envisager des techniques alternatives permettant d'atteindre les résolutions prévues par l'ITRS à moindre coût. Le but de ce chapitre est de présenter le principe et les performances de la lithographie optique ainsi que des techniques alternatives dites de « nouvelle génération ».

## II La lithographie optique par projection

### A Principe

Un outil de lithographie optique par projection est composé d'une source d'illumination, d'un masque (ou réticule) contenant le dessin du circuit intégré et d'un système optique de projection qui fait l'image réduite de ce masque au niveau de la résine photosensible déposée sur le substrat. Lors de l'insolation, la résine est modifiée chimiquement là où elle a reçu de la lumière. Elle subit ensuite une phase de recuit suivie d'une étape de développement. Dans le cas des résines dites « positives », c'est la partie insolée qui est retirée. Il existe également des résines dites « négatives » pour lesquelles la partie non insolée est dissoute dans le développeur. La résine est alors structurée selon les motifs du masque : c'est ce qui va définir le futur dispositif. Les motifs ainsi définis peuvent alors être transférés dans le matériau sous-jacent lors d'une étape de gravure. La résine restant après développement sert de masque de gravure : les zones protégées par la résine ne seront pas gravées. L'ensemble de ces étapes est schématisé sur la figure 1.5.



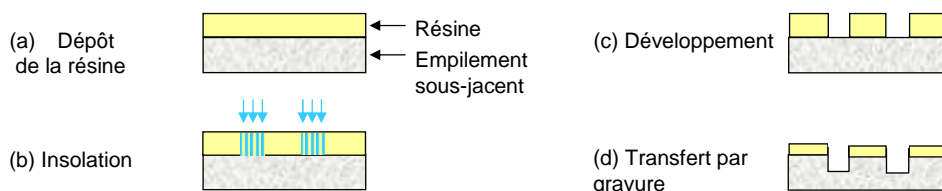


FIG. 1.5 – Schéma de principe de l'étape de lithographie dans le cas d'une résine positive.

## A.1 Le système optique

La figure 1.6 schématise les différents éléments d'un outil de lithographie optique par projection qui seront détaillés dans les parties suivantes : l'illumination composée d'une source et d'un condenseur, le masque qui diffracte la lumière incidente et l'optique de projection qui image le masque sur la plaquette.

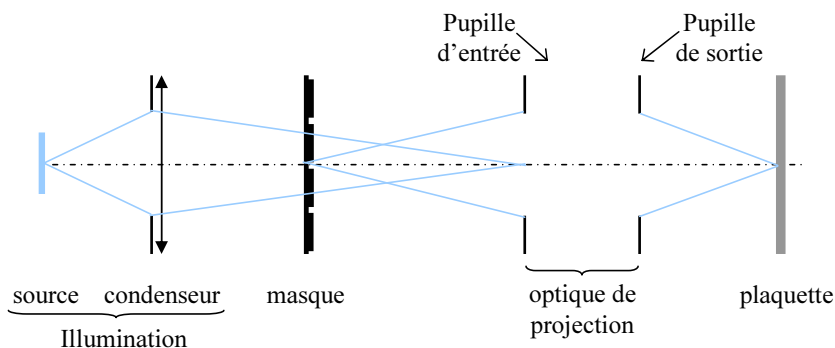


FIG. 1.6 – Schéma d'un outil de lithographie composé d'une source, d'un condenseur, d'un masque et d'une optique de projection.

### A.1.1 L'illumination

Elle est constituée d'une source et d'un condenseur. La source doit être puissante afin d'assurer un débit suffisant. Elle doit également fonctionner à des longueurs d'onde compatibles avec la photosensibilité des résines et doit par ailleurs être quasi-monochromatique car les optiques de bonne qualité ne peuvent être fabriquées que sur un domaine spectral très étroit. Afin d'augmenter les performances des outils de lithographie, notamment la résolution comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, il est nécessaire de diminuer la longueur d'onde des sources. Afin de satisfaire ces critères, on est donc passé successivement de lampes à vapeur de mercure (g-line à 436 nm, h-line à 405 nm et i-line à 365 nm) aux lasers émettant dans l'ultraviolet puis dans l'ultraviolet profond à 248 nm et 193 nm aujourd'hui. La source est suivie d'un condenseur constitué d'un ensemble de lentilles, miroirs, filtres et autres éléments optiques. Son rôle est de collecter et filtrer la lumière provenant de la source et de la focaliser au niveau de la pupille d'entrée de l'optique de projection (figure 1.6). Ce type d'illumination dite de « Köhler » a la particularité de projeter la source au niveau de la lentille de projection et non au niveau du masque comme c'est le cas pour une illumination de type Abbe ou critique. Cela permet d'assurer une bonne uniformité d'éclairement du masque. Nous verrons par la suite que dans un tel système de lithographie par projection, la géométrie de l'illumination peut être modulée (géométrie circulaire, annulaire, dipolaire, ...) afin d'améliorer les performances d'imagerie. C'est le concept de cohérence partielle, très utilisé en lithographie, qui rentre dans le

processus de formation d'image (cf paragraphe II.A.2).

### A.1.2 Le masque (ou réticule)

Le masque est un composant critique de l'outil lithographique car les motifs qui y sont définis seront reproduits sur la plaquette. La qualité du circuit imprimé dépend donc directement de la qualité du masque en terme de contrôle de dimensions, de planéité, de précision du dessin et de contrôle des défauts. La fabrication des masques est donc un aspect important de la technologie. En témoignent les besoins exprimés par la feuille de route internationale des technologies semi-conducteurs pour les masques [3] qui prévoit par exemple pour le nœud technologique 32 nm (en 2013) la nécessité de contrôler l'uniformité du  $CD^7$  à 1 nm ( $3\sigma$ ) et de minimiser la taille des défauts pour qu'ils ne dépassent pas la vingtaine de nanomètres. De plus, le dessin des motifs du masque se complexifie à mesure qu'on approche la limite de diffraction. En effet, aujourd'hui, afin d'améliorer les performances lithographiques, on effectue des corrections optiques de proximité ou OPC<sup>8</sup> en optimisant la forme des motifs sur le masque. Comme nous le verrons par la suite, cela s'inscrit dans un ensemble de techniques d'amélioration de résolution ou RET<sup>9</sup> (cf II.B.4). Aussi le prix de revient d'un masque devient un paramètre important qu'on ne peut négliger dans le coût total d'un outil de lithographie. Ceci est d'autant plus vrai que la conception d'un circuit intégré nécessite autant de masques qu'il y a de niveaux. C'est pourquoi, aujourd'hui, beaucoup d'efforts sont faits pour développer des techniques de lithographie sans masque (cf III.A).

Le type de masque le plus simple utilisé en lithographie est le masque binaire. Il est fait d'un substrat transparent à la longueur d'onde d'exposition, classiquement un substrat de silice fondue pour les longueurs d'onde 248 et 193 nm. Les motifs sont définis en chrome, matériau opaque à ces longueurs d'onde. L'ensemble est donc soit transparent soit opaque, d'où le nom de *binnaire*. C'est un masque d'amplitude, c'est-à-dire qu'il ne joue que sur l'amplitude de l'onde qui le traverse. Ainsi l'amplitude du champ électrique qui traverse la silice est inchangée alors que l'amplitude du champ électrique qui traverse le chrome est nulle à la sortie du masque. Il existe un autre type de masque qui fait intervenir à la fois l'amplitude et la phase de l'onde dans la formation de l'image : le masque à décalage de phase ou PSM<sup>10</sup>. Ce type de masque a été introduit en 1982 dans le but d'améliorer les performances lithographiques [5]. De la même façon que pour le masque binaire, les motifs du masque à décalage de phase sont faits en chrome sur un substrat transparent de silice fondue. Dans le cas d'un masque PSM, on introduit un matériau qui a pour but de déphaser l'onde qui va le traverser. Il existe deux types de masques à décalage de phase : le masque à décalage de phase alterné pour lequel il y a alternance entre le matériau déphaseur et le chrome et le masque à décalage de phase atténué dans quel cas le motif est fait de sorte à atténuer l'amplitude et déphaser l'onde qui le traverse. Ce dernier est aujourd'hui classiquement utilisé comme RET. Nous verrons par la suite comment ce type de masque joue sur les performances lithographiques.

### A.1.3 L'optique de projection

La lithographie par projection est apparue dans les années 70 avec le développement de lentilles réfractives performantes, c'est-à-dire dont tous les éléments optiques fonctionnent en transmission. Auparavant, l'imagerie se faisait par contact ou par proximité avec des masques à l'échelle 1. La

---

<sup>7</sup>Critical Dimension : la dimension critique définit la largeur d'un motif mesurée à une distance donnée du haut du motif.

<sup>8</sup>Optical Proximity Correction

<sup>9</sup>Resolution Enhancement Techniques

<sup>10</sup>Phase-Shift Mask

lithographie par projection a permis d'introduire le facteur de réduction, aujourd'hui typiquement de 4. Il est intéressant d'avoir un facteur de réduction supérieur à 1 car il n'est alors plus nécessaire d'avoir les motifs du masque de la même taille que les motifs imprimés ce qui relâche des contraintes sur la fabrication des masques. Depuis leur apparition, les optiques de projection se sont beaucoup complexifiées dans le but d'améliorer leurs performances tout en augmentant leur ouverture numérique : elles sont aujourd'hui composées de plus de 40 éléments et peuvent faire jusqu'à un mètre de haut pour un poids de l'ordre de 500 kg. En effet, tout comme la longueur d'onde, l'ouverture numérique de l'optique de projection est un paramètre important qui, comme nous le verrons plus tard, conditionne la résolution de l'outil lithographique.

Introduisons ici le concept d'ouverture numérique. L'ouverture numérique d'une lentille ou d'un système d'imagerie est définie par :

$$NA = n \sin \theta_{max} \quad (1.1)$$

où  $n$  est l'indice du milieu côté image ou objet et  $\theta_{max}$  le demi angle maximal du cône de lumière côté image ou objet selon que l'on considère l'ouverture numérique côté image ou objet comme schématisé sur la figure 1.7. En effet, une optique a deux ouvertures numériques liées entre elles par le grandissement de la lentille : l'une côté image et l'autre côté objet.

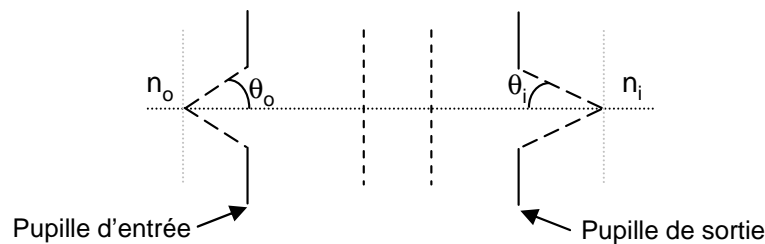


FIG. 1.7 – Définition de l'ouverture numérique.

Quand la lentille est dans l'air, d'après la relation 1.1, son ouverture numérique est uniquement fixée par son angle de collection donc son diamètre. Or c'est un véritable défi technologique pour les opticiens de fabriquer de grandes lentilles de qualité, c'est-à-dire sans aberrations et transparentes aux longueurs d'onde d'illumination. Beaucoup de progrès ont été faits dans ce domaine et il est maintenant possible de trouver des lentilles très performantes à très haute ouverture numérique (typiquement supérieure à 0,8). Nous verrons dans le chapitre suivant que l'apparition de la lithographie à immersion a motivé le développement de lentilles encore plus complexes et réfractives<sup>11</sup> à très haute ouverture numérique.

#### A.1.4 La projection par répétition et la projection par répétition et balayage

Une plaquette de 200 mm de diamètre contient généralement environ soixante-dix champs d'exposition<sup>12</sup> qui correspondent chacun à l'image du masque. Pour couvrir une plaquette entière, il est nécessaire de réaliser plusieurs fois la photo du masque. On parle alors de projection par répétition. Il existe deux types d'outil lithographique pouvant réaliser cette étape. Le premier, connu sous le nom de photorépéteur ou « stepper », reproduit l'image réduite du masque sur le champ.

<sup>11</sup>Une optique est dite *réfractive* lorsqu'elle contient des éléments optiques réfractifs c'est-à-dire fonctionnant en transmission.

<sup>12</sup>Un champ d'exposition est la zone de la plaquette exposée en une fois par l'outil lithographique.

La plaquette est ensuite déplacée dans deux directions pour exposer les autres champs. Le second, appelé « scanner », est apparu ultérieurement. C'est cette technique qui est utilisée aujourd'hui. Avec ce type d'outil, l'image du masque est projetée au travers d'une fente au cours du balayage synchrone du masque et du substrat. Elle permet l'obtention de champs de grande dimension dans la direction du balayage sans qu'un changement du système optique soit nécessaire [6]. Néanmoins ce système induit certaines difficultés telles que des vibrations et des problèmes de synchronisme entre le masque et la plaquette.

## A.2 La formation de l'image

Pour comprendre le phénomène d'imagerie par un outil de lithographie, nous pouvons utiliser dans un premier temps une approche plus simple en considérant le système schématisé sur la figure 1.8 composé d'un condenseur et d'un réticule modélisé par un réseau de diffraction. Cette approche pourra être généralisée dans le cas d'un masque en remplaçant les ordres de diffraction du réseau par les composantes de Fourier de la diffraction du masque.

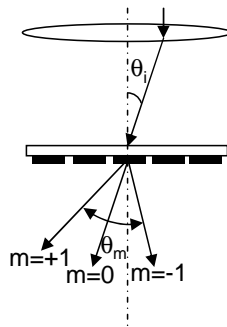


FIG. 1.8 – Schéma de la diffraction par un réticule modélisé par un réseau de diffraction.

Une onde plane monochromatique provenant du condenseur est diffractée par le réseau en  $m$  ordres se propageant dans les directions définies par les angles  $\theta_m$  selon :

$$\sin\theta_m - \sin\theta_i = m \cdot \frac{\lambda}{p}, m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad (1.2)$$

Où  $m$  est l'ordre de diffraction,  $\theta_m$  l'angle de diffraction,  $\theta_i$  l'angle incident sur le réseau,  $\lambda$  la longueur d'onde et  $p$  le pas du réseau. Chaque ordre correspond à une fréquence spatiale spécifique dans le plan de Fourier. Les ordres de diffraction vont se superposer et interférer au niveau du plan image où est placée la plaquette, pour former l'image du masque. C'est ce phénomène de double diffraction, l'une au niveau du masque et l'autre au niveau de l'optique de projection, qui va reconstituer l'image du masque au niveau du plan image avec un certain grandissement fixé par l'optique de projection. Le masque ne peut cependant pas être reproduit à l'identique sur la plaquette car du fait de l'ouverture numérique limitée de la lentille de projection, tous les ordres de diffraction ne sont pas captés : cette lentille de projection filtre spatialement les fréquences de l'image. Ernst Abbe (1840-1905), lors de ses travaux sur la microscopie optique, a découvert qu'une grande ouverture d'un système d'imagerie résultait en une meilleure résolution [7]. Ainsi ce sont les ordres de diffraction les plus grands qui contiennent l'information sur les détails de l'image. C'est donc l'ouverture numérique finie du système qui, en captant seulement les plus petites fréquences spatiales, limite le pouvoir de résolution de l'outil lithographique. De plus, nous savons que pour former une image, il faut qu'il y ait interférence d'un minimum de deux ordres. La limite de résolution

s'exprime par la capacité du système à capter les ordres de diffraction 0 et 1. Dans le cas le plus simple où le masque est éclairé sous incidence normale (figure 1.9, schéma de gauche), chaque ordre de diffraction est un pic de Dirac dans le plan de Fourier. La résolution limite s'exprime donc par la valeur de  $p$ , période du motif sur le masque, permettant aux ordres  $-1$ ,  $0$  et  $1$  de passer à travers le filtre spatial qu'est la lentille. Elle s'exprime donc par :

$$P_{lim} = \frac{\lambda}{NA} \quad (1.3)$$

Nous verrons par la suite que cette expression peut être généralisée pour exprimer la résolution d'un outil de lithographie en tenant compte des paramètres de l'outil tels que le type de masque, l'illumination et la résine.

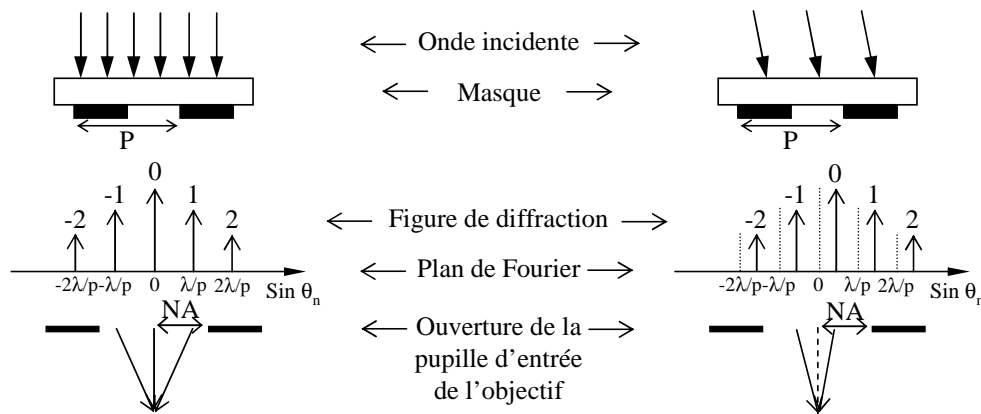


FIG. 1.9 – Figure de diffraction d'un réseau périodique éclairé sous incidence normale et oblique.  $p$  = pas du réseau,  $\theta_n$  = angles de diffraction,  $\lambda$  = longueur d'onde d'illumination,  $NA$  = ouverture numérique de l'optique de projection.

Dans le cas où le masque est éclairé sous incidence oblique (figure 1.9, schéma de droite), les ordres de diffraction dans le plan de Fourier sont translatés. Il est évident que cela va beaucoup impacter sur l'image formée. Selon la période du motif, cela sera parfois intéressant car des ordres supplémentaires peuvent entrer dans la pupille mais dans d'autres cas, l'image peut être dégradée car des ordres seront coupés par la lentille. Ce type d'illumination dite illumination « hors-axe » ou OAI<sup>13</sup> est très utilisé comme technique d'amélioration de résolution, comme nous le verrons par la suite. Dans la pratique, ce type d'illumination est obtenu en modifiant la géométrie de la source, par exemple en désaxant la source par rapport au reste du système optique. On parle en lithographie de cohérence partielle. Nous verrons par la suite les différents types de cohérences partielles rencontrées en lithographie ainsi que leur influence sur les performances d'imagerie.

Le système d'imagerie d'un outil de lithographie optique par projection fonctionne de telle façon que la diffraction au niveau du masque forme la transformée de Fourier du masque et que la lentille de projection forme une nouvelle transformée de Fourier de la figure de diffraction recréant ainsi l'image inversée du masque sur la plaquette. Cependant, du fait de la dimension finie de la lentille, seule une partie de la figure de diffraction entre dans la lentille et les motifs du masque ne sont pas reproduits à l'identique. Dans le cas extrême, seuls deux ou trois ordres (si l'ordre 0 est présent) participent à la formation de l'image et l'image aérienne<sup>14</sup> d'un masque à motifs rectangulaires est une sinusoïde

<sup>13</sup>Off-Axis Illumination

<sup>14</sup>l'image aérienne est l'image dans l'air du masque faite par la lentille de projection. Elle ne tient pas du tout compte des paramètres physiques et chimiques de la résine.

(figure 1.10). L'utilisation de résines dites « à seuil » telles que les résines à amplification chimique est indispensable pour compenser ces limitations optiques. Le seuillage permet de reconstituer les motifs du masque comme schématisé sur la figure 1.10. Le fonctionnement détaillé d'une telle résine est expliqué dans la partie suivante.

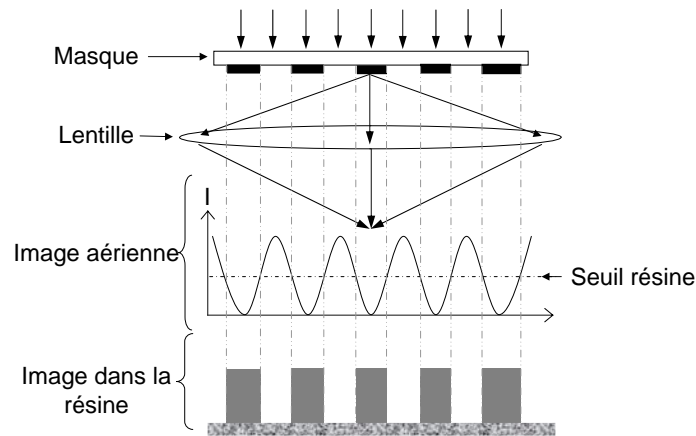


FIG. 1.10 – Formation d'une image dans la résine.

### A.3 L'empilement lithographique

L'empilement lithographique est généralement constitué de deux couches : la couche anti-réfléchissante et la résine. Il est possible d'ajouter une couche barrière pour certaines applications.

#### A.3.1 Les couches anti-réfléchissantes :

Cette couche anti-reflet, aussi appelée BARC<sup>15</sup>, est le plus souvent un polymère organique qui a pour but de minimiser la réflectivité de l'empilement sous-jacent. En effet, la réflectivité du silicium dans l'ultraviolet est forte. Aussi, la lumière qui traverse la résine pendant l'insolation est réfléchiée et va interférer avec la lumière incidente créant ainsi des ondes stationnaires dans l'épaisseur de résine qui vont dégrader le profil des motifs [8]. De plus, cette couche a un rôle de promoteur d'adhérence qui favorise l'adhésion de la résine sur les substrats de silicium, d'oxyde de silicium ou encore de nitrure de silicium pendant les étapes de développement et de gravure. En l'absence de BARC, cela est habituellement fait avec de l'hexaméthylsilazane (HMDS) [9].

#### A.3.2 Les résines :

Ce sont des polymères organiques photosensibles à la radiation de l'outil d'insolation. Pendant l'étape de lithographie, elles subissent successivement :

- l'étalement sur le substrat par centrifugation. C'est la vitesse de rotation qui détermine l'épaisseur du film.
- le recuit après étalement ou PAB<sup>16</sup> qui a pour but de faire évaporer le solvant contenu dans la résine et de compacter le film.
- l'exposition.

<sup>15</sup>Bottom AntiReflective Coating

<sup>16</sup>Post-Applied Bake

- le recuit après exposition ou PEB<sup>17</sup> qui a pour but, comme nous le verrons, de déclencher la réaction de déprotection pour les résines dites « à amplification chimique ». Il est également utilisé pour réduire les ondes stationnaires et ceci quel que soit le type de résine.
- le développement réalisé dans une solution aqueuse basique.

Toutes les résines sont principalement composées d'une matrice polymère, d'un composé photo-acide et d'un solvant qui joue sur la viscosité de la résine. Il faut distinguer deux catégories de résines qui ont des fonctionnements et des chimies différents :

- Les résines dites « novolaques » qui contiennent un polymère novolaque soluble dans les milieux aqueux et basiques (NAOH, KOH, TMAH) ainsi qu'un composé photosensible, le diazonaphthoquinone (DNQ) insoluble dans ces milieux. Le mélange est donc très peu soluble à l'état naturel. Cependant après exposition à une longueur d'onde située entre 300 et 450 nm, le DNQ produit, après plusieurs réactions intermédiaires, un composé acide qui sera soluble en milieu basique. La résine exposée sera donc révélée par le développeur [10]. Ce type de résine était utilisé pour les générations de scanners g-line et i-line.
- Les résines DUV<sup>18</sup> à catalyseur acide. Avec l'arrivée des sources émettant dans l'ultraviolet profond, il a fallu développer des résines beaucoup plus sensibles et moins absorbantes que celles déjà existantes. On a donc inventé le concept de « résines à amplification chimique » [11]. Ces résines contiennent une matrice polymère, des groupes protecteurs qui empêchent la dissolution du polymère non exposé dans le développeur et un composé photosensible, le PAG<sup>19</sup>. Au cours de l'exposition, le PAG produit un acide qui, sous montée en température durant une phase de recuit, diffuse et peut détacher le groupement protecteur de la matrice polymère, ce qui rend le polymère soluble dans un développeur basique aqueux. On parle alors de réaction de *déprotection*. Elle est schématisée sur la figure 1.11 [12].

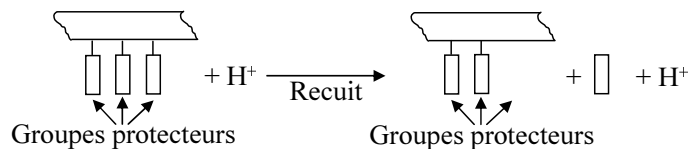


FIG. 1.11 – Mécanisme chimique se produisant au cours du PEB dans les résines à amplification chimique.

Cette réaction est dite « catalytique » car l'acide se régénère après réaction et peut alors poursuivre la déprotection d'autres groupes protecteurs. Grâce à un recuit prolongé, un acide est capable de diffuser et de détacher un grand nombre de groupements protecteurs. Afin d'avoir de bonnes performances lithographiques et une bonne résistance à la gravure, ces résines doivent répondre à certains critères en terme de transparence, de résistance à la gravure et d'adhésion au substrat. C'est pourquoi elles sont composées de différents groupes fonctionnels qui répondront séparément à ces critères. Ce type de résine a le grand avantage par rapport aux résines novolaques d'être plus sensible et d'avoir un meilleur contraste. En effet, une résine est caractérisée par sa courbe de contraste qui représente l'épaisseur de résine restant après exposition en fonction de l'énergie d'exposition [12]. Un exemple d'une telle courbe est schématisé sur la figure 1.12.

Pour de faibles énergies, l'épaisseur est constante et égale à l'épaisseur initiale. Il existe une valeur d'énergie  $E_0$ , appelée « dose-to-clear », au-dessus de laquelle la résine est complètement « dégagée ». Finalement, autour de  $E_0$ , la courbe est linéaire et la pente de cette droite est le

<sup>17</sup>Post-Exposure Bake

<sup>18</sup>Deep UltraViolet

<sup>19</sup>Photo-Acid Generator

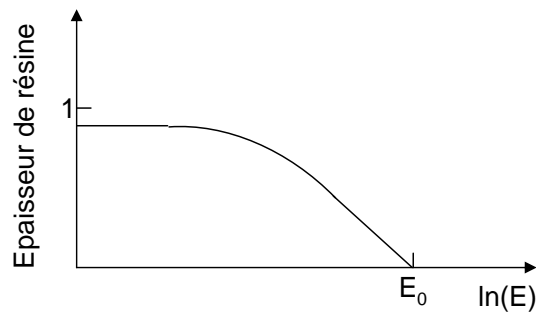


FIG. 1.12 – Courbe de contraste typique caractérisant une résine photosensible.

contraste de la résine,  $\gamma$ , donné par :

$$\frac{T_E(E)}{T_0} = \gamma \cdot \ln\left(\frac{E_0}{E}\right) \quad (1.4)$$

Où  $T_E$  est l'épaisseur de résine,  $T_0$  l'épaisseur initiale,  $E$  l'énergie d'insolation.

$\gamma$  varie généralement entre 4 et 6 et est un critère exprimant la capacité de la résine à imprimer une image de qualité.

Finalement, il faut souligner que lors de l'exposition, peu d'acides sont générés. Aussi, avant la réaction de déprotection, certains acides à la surface de la résine peuvent être neutralisés par les amines de l'air, empêchant ainsi le développement de la résine en surface ce qui crée des profils dits « en T ». Ce problème peut être résolu en filtrant l'air de la salle blanche ou en utilisant une couche barrière au-dessus de la résine.

### A.3.3 Les couches barrières ou « topcoat » :

La couche barrière est un film organique étalé juste après la résine qui peut être développé dans l'eau lors d'une étape précédant le développement ou directement dans le développeur. Cette couche a pour rôle de protéger la contamination aux amines de l'air mais peut aussi servir de couche anti-réfléchissante ou TARC<sup>20</sup>. Nous verrons dans le chapitre suivant que cette couche a un rôle particulièrement important dans le cas de la lithographie à immersion. Cependant, aujourd'hui, les fabricants cherchent à formuler des résines pouvant fonctionner sans ces couches barrières qui complexifient le procédé, ajoutent des étapes et surtout peuvent être une source de défauts altérant les performances du futur dispositif.

## B Amélioration de la résolution et contrôle des procédés lithographiques

Le terme de résolution est très employé en lithographie mais prête souvent à confusions. En effet, la résolution désigne la moitié de la plus petite période imprimable et est liée aux paramètres (longueur d'onde d'exposition, ouverture numérique, ...) donnant la *plus petite* dimension qu'un scanner peut résoudre. Par opposition, on doit parler de dimensions lorsque l'outil lithographique ne fonctionne pas à sa limite de résolution. D'autre part, il faut distinguer la « dimension critique » ou CD<sup>21</sup> de la « période » des motifs. Bien que liés, ces deux paramètres ne sont pas contrôlés de la même façon par l'outil de lithographie et ne jouent pas le même rôle sur les performances du dispositif. La période détermine le nombre de transistors qu'une puce peut contenir alors que le CD détermine les caractéristiques et performances du transistor [13].

<sup>20</sup>Top Anti-Reflective Coating

<sup>21</sup>Critical Dimension



## B.1 Les équations de Rayleigh

En lithographie, il est commun d'exprimer la demi période résolvable,  $R$ . Elle est donnée par une version de l'équation de Rayleigh qui prend en compte les caractéristiques du scanner telles que l'illumination et le type de masque, et le détecteur qui est la résine. Il existe une seconde équation de Rayleigh, nommée ainsi par analogie avec l'équation de la résolution. Elle exprime la profondeur de champ ou DOF<sup>22</sup> d'un outil de lithographie de projection en un point du champ. Ces deux équations sont :

$$R = k_1 \cdot \frac{\lambda}{\sin\theta} \quad (1.5)$$

et

$$DOF = k_2 \cdot \frac{\lambda}{\sin^2(\theta)} \quad (1.6)$$

Où  $\lambda$  est la longueur d'onde d'exposition dans le milieu d'imagerie,  $\theta$  le demi angle maximal dans ce même milieu et  $k_1$  et  $k_2$  sont des constantes déterminées par des paramètres d'imagerie tels que le type d'illumination ou le type de masque. Théoriquement,  $k_1$  peut descendre jusqu'à 0,25 mais plus  $k_1$  est faible, plus on s'approche de la limite de diffraction. En s'approchant de cette limite, les motifs du masque ne sont pas reproduits fidèlement. Il faut donc compenser avec des résines plus performantes et des techniques d'amélioration de résolution au niveau du masque.

Ces relations peuvent également s'écrire :

$$R = k_1 \cdot \frac{\lambda_0}{NA} \quad (1.7)$$

et

$$DOF = k_2 \cdot \frac{\lambda_0}{NA^2} \quad (1.8)$$

Où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde dans le vide et NA l'ouverture numérique de l'optique de projection du scanner.

Ces quatre équations sont données dans le cas d'approximations paraxiales et sont vraies quand  $\theta$  est faible, c'est-à-dire pour les faibles ouvertures numériques. Nous verrons dans le prochain chapitre la généralisation de ces équations aux hautes ouvertures numériques.

## B.2 Amélioration de la résolution

Depuis l'apparition du premier transistor, les acteurs de la microélectronique ont cherché à augmenter le nombre de transistors par puce pour augmenter le débit de production des circuits intégrés. La lithographie optique joue un rôle primordial dans la poursuite de cet objectif puisque c'est l'étape qui définit le dessin du circuit ; les étapes suivantes en dépendent. Comme nous l'avons vu précédemment, augmenter la concentration de transistors sur une puce revient à diminuer la période des motifs donc diminuer la résolution exprimée par la relation 1.5. La tendance en lithographie optique est de diminuer la constante  $k_1$  et la longueur d'onde et d'augmenter l'ouverture numérique de l'optique de projection. Depuis les débuts de la lithographie, la longueur d'onde est passée du visible à l'ultraviolet profond qui est aujourd'hui utilisé en production. Ainsi, les lampes à mercure ont été remplacées par les lasers excimères permettant de poursuivre cette diminution de la longueur d'onde. De nombreuses améliorations ont été apportées à ces lasers en particulier en terme de largeur de bande spectrale et d'augmentation du taux de répétition, permettant ainsi leur introduction en

---

<sup>22</sup>Depth-Of-Focus

production sur les systèmes de lithographie. La longueur d'onde utilisée aujourd'hui en production est de 193 nm. La technologie « post-193 nm » en terme de diminution de longueur d'onde est la lithographie optique à 157 nm visant les générations de composants 100 à 70 nm. Elle était vue à la fin des années 90 comme la technologie pouvant faire le pont avec les technologies dites de « nouvelles générations ». Elle a cependant été abandonnée depuis car le développement de cette technologie contient trop de points bloquants concernant la performance des lasers  $F_2$ , les matériaux optiques transparents à cette longueur d'onde, les masques, les résines et l'ouverture numérique des scanners fonctionnant à cette longueur d'onde [14].

La poursuite de l'augmentation de l'intégration des transistors s'est également faite par l'augmentation de l'ouverture numérique des scanners (cf relation 1.7). Le développement de lentilles de projection plus performantes en terme d'aberrations a permis d'en augmenter la taille donc l'ouverture numérique. Finalement, la diminution de la période des motifs s'est également faite par diminution du facteur  $k_1$ . Cette constante dépendante du processus d'imagerie a été diminuée en passant d'une imagerie à trois faisceaux à une imagerie à deux faisceaux, en se rapprochant de la limite de diffraction et grâce à l'utilisation de résines plus résolvantes permettant d'imager des motifs de qualité malgré la limite de diffraction. Ainsi, la figure 1.13 montre l'évolution du facteur  $k_1$  en fonction du temps [15].

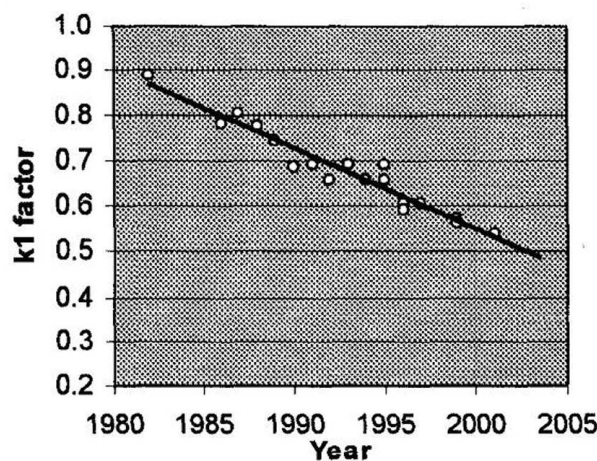


FIG. 1.13 – Evolution du facteur  $k_1$ .

D'après la deuxième équation de Rayleigh (relation 1.6), il est préférable de poursuivre la diminution de la résolution par diminution de la longueur d'onde que par augmentation de NA ou par diminution de  $k_1$  pour ne pas diminuer la DOF et augmenter la difficulté de réalisation du procédé. Mais, on est arrivé aujourd'hui à un point où il devient de plus en plus difficile de poursuivre la diminution de longueur d'onde dans l'ultraviolet profond. En effet, la technologie envisagée est la lithographie extrême ultraviolet, mais elle nécessite des modifications importantes en terme d'outil (source, système optique de projection, masques) et de matériaux (optiques et résines). Il existe une alternative permettant d'éviter ces difficultés : la lithographie à immersion. Par l'introduction d'un fluide d'indice entre le système de projection et la plaquette de silicium, il est possible d'augmenter l'ouverture numérique du système tout en gardant l'infrastructure des outils d'exposition à 193 nm. Nous verrons dans le prochain chapitre que c'est une technique très prometteuse vers laquelle tout le monde se tourne aujourd'hui.

### B.3 Contrôle de la dimension critique

Il ne faut pas oublier que toutes les considérations développées dans le paragraphe précédent concernent la diminution théorique de la résolution mais ne tiennent pas compte de la faisabilité technologique du procédé lithographique. En effet, plus la résolution est faible, plus il est difficile de contrôler les CDs. Dans la pratique, une défocalisation joue beaucoup sur les motifs et augmente la sensibilité à d'autres erreurs de procédé. De la même façon, une erreur en dose<sup>23</sup> dégrade les motifs et peut les rendre hors spécifications. On définit généralement un critère de tolérance du procédé, par exemple le CD imprimé varie au maximum de  $\pm 10\%$  du CD visé. Cela définit une plage de focalisation, la profondeur de champ, et une plage de dose, la *latitude d'exposition*. En microélectronique, conventionnellement, on caractérise un procédé d'imagerie en faisant varier simultanément la focalisation et la dose afin d'évaluer la profondeur de champ et la latitude d'exposition du procédé. La matrice focalisation-dose ainsi obtenue peut être visualisée grâce aux courbes de *Bossung* [16]. Ces courbes représentent la dimension critique imprimée en fonction de la focalisation pour différentes doses d'exposition. La figure 1.14 montre un exemple de ce type de courbe pour des lignes denses et un CD visé de 120 nm dans les conditions d'illumination suivantes : masque binaire,  $NA = 0,75$ ,  $\sigma = 0,6$ .

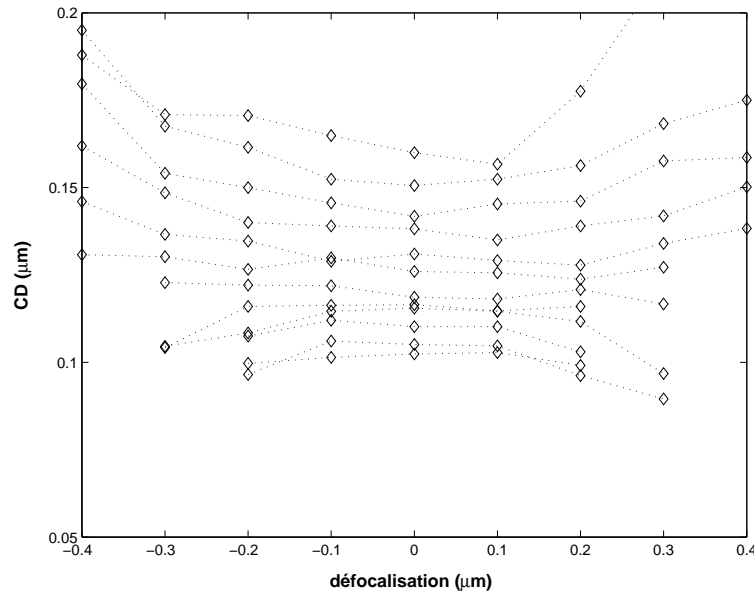


FIG. 1.14 – Courbe de Bossung représentant le CD en fonction de la défocalisation pour un CD de 120 nm ligne :espace = 1 :1,5 avec un masque binaire à  $NA = 0,75$  et  $\sigma = 0,6$ . Les courbes correspondent à différentes doses d'exposition.

A partir de ces courbes, on peut en déduire la *fenêtre de procédé* qui est la plage de focalisation dans laquelle les CDs obtenus rentrent dans les spécifications prédéfinies. Une bonne représentation des effets couplés de la focalisation et de la dose sur le procédé lithographique est de tracer la latitude d'exposition en fonction de la DOF ou de la défocalisation. La meilleure configuration est pour une grande latitude d'exposition et une grande DOF, assurant ainsi une grande fenêtre de procédé. Cependant, la diminution des dimensions s'accompagne d'une diminution de la fenêtre de procédé. Ainsi, au début, on s'y est accommodé en améliorant le contrôle de la focalisation ou la

<sup>23</sup>La dose correspond à l'énergie incidente sur la résine. Elle s'exprime en  $J/cm^2$ . C'est elle qui contrôle la taille du CD pour un procédé donné.

planéité des substrats. Aujourd'hui, il faut jouer sur les paramètres intervenant dans le processus d'imagerie pour contourner ces contraintes. L'amélioration des résines a permis dans un premier temps d'améliorer la fenêtre de procédé. Quand le procédé devient moins tolérant, il est nécessaire d'utiliser des techniques d'amélioration de résolution ou RET<sup>24</sup>.

#### B.4 Techniques d'amélioration des performances lithographiques ou RET

Il existe principalement trois techniques parmi les RETs permettant d'augmenter la fenêtre de procédé : l'illumination hors-axe ou OAI<sup>25</sup> jouant sur le type d'illumination, les corrections optiques de proximité ou OPC<sup>26</sup> et les masques à décalage de phase ou PSM<sup>27</sup> jouant sur le masque.

##### B.4.1 L'illumination hors-axe ou OAI

On parle d'illumination hors-axe lorsque le masque est éclairé avec des faisceaux sous incidence oblique. Ce type d'illumination est caractérisé par ce qu'on appelle en lithographie son *facteur de cohérence partielle*,  $\sigma$ . Ce paramètre est défini par le rapport du diamètre de l'image de la source dans le plan de la pupille d'entrée,  $\Phi_s$ , sur le diamètre de la pupille d'entrée,  $\Phi_p$ , comme schématisé sur la figure 1.15. C'est également le rapport du sinus du demi angle maximal incident sur le masque sur l'ouverture numérique de la pupille d'entrée.

$$\begin{aligned}\sigma &= \frac{\Phi_s}{\Phi_p} \\ &= \frac{\sin\theta_i}{NA_p}\end{aligned}\tag{1.9}$$

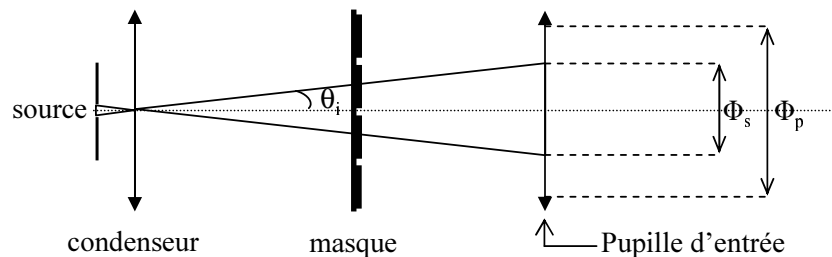


FIG. 1.15 – Définition du facteur de cohérence partielle (illumination de type Köhler).

$\sigma$  est appelé facteur de cohérence partielle mais il est mal approprié de parler ici de cohérence car la cohérence en optique est la propriété qui caractérise la capacité d'une source à produire des interférences. De manière plus générale, elle exprime la relation de phase entre deux ondes de cette source. De plus, en lithographie, on considère que chaque point de la source participe de manière indépendante à la formation de l'image. Or, ceci est vrai en optique pour une source incohérente. Il est à notre avis plus approprié d'employer le terme de facteur de remplissage que facteur de cohérence.

<sup>24</sup>Resolution Enhancement Techniques

<sup>25</sup>Off-Axis Illumination

<sup>26</sup>Optical Proximity Corrections

<sup>27</sup>Phase-Shift Mask

On distingue les cas particuliers suivants : dans le cas d'une source ponctuelle,  $\sigma$  est nul car  $\Phi_s$  est nul (l'image de la source est également ponctuelle). Lorsque la source est de dimension infinie,  $\sigma$  est infini car  $\Phi_s$  est infini. Dans le cas d'un outil de lithographie,  $\sigma$  est compris entre 0 et 1 car le diamètre de l'image de la source est au maximum égal au diamètre de la pupille. Il y a ainsi trois cas :

- $\sigma = 0$  : l'éclairage est dit « cohérent » (source ponctuelle)
- $\sigma = 1$  : l'éclairage est dit « incohérent »
- $0 < \sigma < 1$  : l'éclairage est dit « partiellement cohérent »

Classiquement en lithographie, on utilise les différentes illuminations schématisées sur la figure 1.16 avec des valeurs de  $\sigma$  variant typiquement entre 0,4 et 0,7.

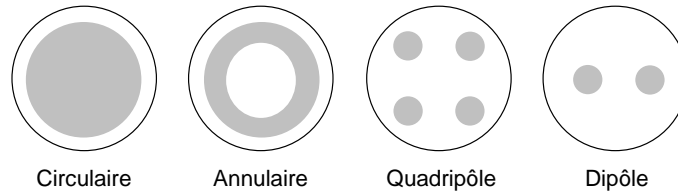


FIG. 1.16 – Schéma des différents types d'illuminations d'un outil de lithographie.

Regardons ce qui se passe dans le cas d'une illumination de type circulaire. Nous avons vu dans la partie A.2 que dans le cas où le masque est éclairé sous incidence oblique, les ordres de diffraction sont translatés dans le plan de Fourier. Dans le cas d'une illumination circulaire, les ordres de diffraction sont répartis dans un cercle centré autour de l'ordre correspondant à l'incidence normale. La figure 1.17 représente la répartition des ordres de diffraction dans la pupille d'entrée dans deux configurations de période et de  $\sigma$ .

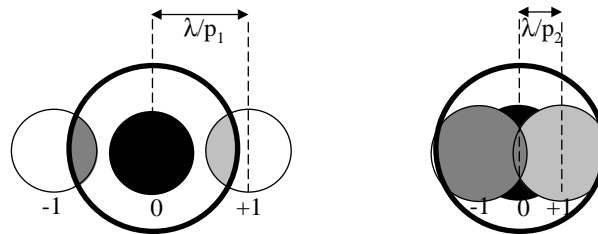


FIG. 1.17 – Répartition des ordres de diffraction dans la pupille d'entrée dans deux configurations de périodes et  $\sigma$  différents.

Dans la pupille d'entrée, chaque point collecté interagit avec son homologue issu du même point source capté par la pupille. Nous comprenons donc bien ici que selon la période des motifs et selon la valeur de  $\sigma$ , il y a interférence entre deux ordres 0/+1 ou -1/0 avec un fond continu ou trois ordres -1/0/+1 ou plus. Selon les motifs à imager (orientation, période), un type d'illumination sera plus favorable qu'un autre en terme de profondeur de champ et de contraste.

#### B.4.2 La correction des effets optiques de proximité ou OPC

Avec l'augmentation du nombre de transistors intégrés sur une puce, il apparaît des effets optiques de proximité dus à la proximité des motifs avec leurs voisins qui induisent des variations de CD par rapport au CD sur le masque. Ces effets de proximité viennent du fait que l'information contenue dans les ordres de diffraction du masque non captés par l'optique de projection d'ouverture

numérique limitée n'intervient pas dans la formation de l'image [17]. Ils sont très dépendants de la dimension des motifs et augmentent au fur et à mesure que les dimensions diminuent et qu'on approche de la limite de diffraction. Les techniques de corrections optiques de proximité sont basées sur des modifications faites sur le masque pour prendre en compte ces effets de proximité. Il existe principalement trois types d'OPC qui se caractérisent :

- par la modification des dimensions des motifs sur le masque
- par ajout d'une extension de fin de ligne ou de « hammerhead » pour corriger les arrondis de coins ou de « serifs », motifs de petite taille au niveau des coins [18]
- par ajout de motifs non résolus ou SRAFs<sup>28</sup> permettant d'augmenter la latitude sur les motifs isolés.

### B.4.3 Les masques à décalage de phase ou PSM

De la même façon que pour le masque binaire, les motifs du masque à décalage de phase sont faits en chrome sur un substrat transparent de silice fondue. Dans le cas d'un masque PSM, on ajoute un matériau ou on grave le substrat dans le but de déphaser l'onde qui va le traverser. Il existe deux types de masques à décalage de phase : le masque à décalage de phase alterné pour lequel il y a alternance entre le matériau déphaseur et le chrome et le masque à décalage de phase atténué dans quel cas le motif atténue l'amplitude et déphase l'onde qui le traverse. Contrairement au masque binaire, le masque à décalage de phase module l'amplitude et la phase de l'onde dans la formation de l'image. Les deux types de masques sont schématisés sur la figure 1.18.

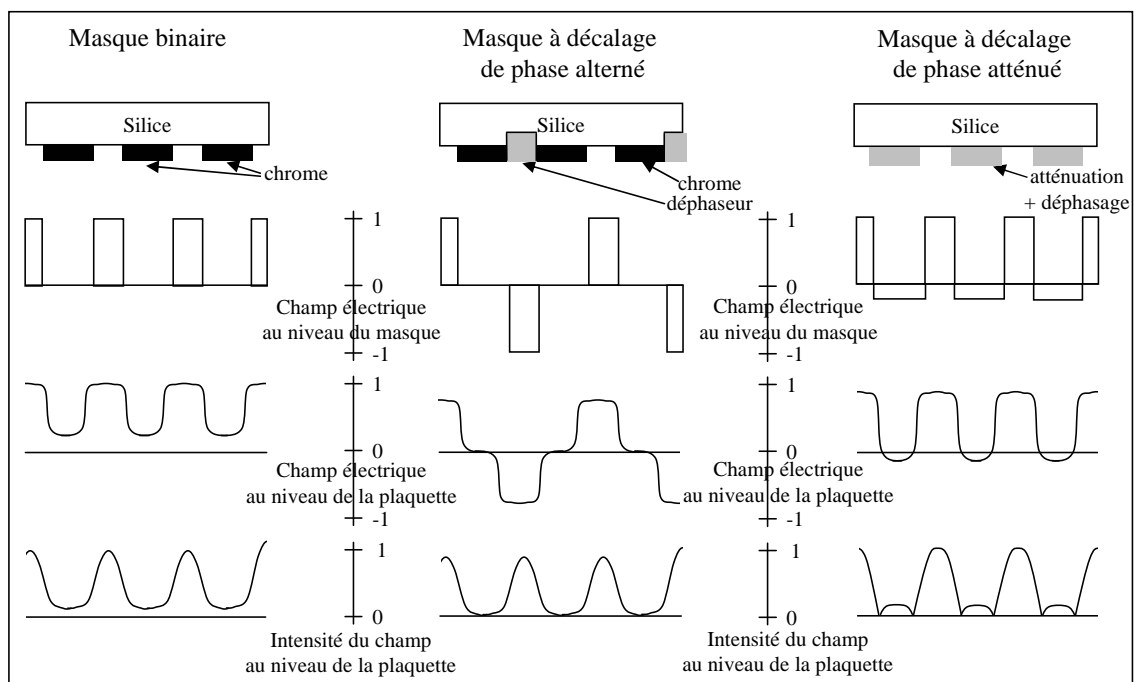


FIG. 1.18 – Masques binaire et à décalage de phase : effet sur le champ et sur l'intensité au niveau de la plaquette.

Nous avons schématisé l'effet du déphasage et de l'atténuation sur le champ électrique et l'intensité au niveau de la plaquette dans chaque cas. L'amplitude de l'intensité, et donc le contraste, est ainsi plus importante que dans le cas des masques binaires. Ce type de masque est intéressant pour

<sup>28</sup>Sub-Resolution Assist Features

améliorer les performances lithographiques (meilleure résolution, profondeur de champ, latitude en énergie) et selon l'application, il est préférable d'utiliser un masque binaire, un PSM alterné ou un PSM atténué [19]. Finalement, il faut optimiser ces trois paramètres à la fois et à un motif correspond souvent un type de masque combiné à un type de correction optique et à une illumination pour rendre le procédé le plus tolérant possible ([20], [21], [22], [23]).

### III Les lithographies de « nouvelle génération »

Les NGL<sup>29</sup> sont des techniques de lithographie pressenties pour remplacer la technique classique de lithographie optique. Ce sont des méthodes alternatives qui devraient apporter des solutions pour les générations de composants 45 nm et au-delà. Parmi les plus prometteuses, on trouve la lithographie sans masque, la lithographie extrême ultraviolet et la nanoimpression. Nous allons, dans les paragraphes suivants, décrire le principe et définir les avantages et inconvénients de chacune de ces techniques.

#### A La lithographie sans masque

L'idée de réaliser une étape de lithographie sans utiliser de masque n'est pas nouvelle ; la lithographie sans masque est en développement depuis plus de 30 ans mais tarde à entrer en production car c'est une technique complexe qui ne permet pas des débits de production aussi importants que la lithographie par projection. C'est une voie qui n'est cependant pas abandonnée car elle permet de résoudre le problème de la constante augmentation du coût des masques. Il existe deux types de lithographie sans masque qui sont détaillés dans les parties suivantes : la technique à faisceau d'électrons et la technique optique.

##### A.1 La lithographie à faisceau d'électrons

Le problème majeur de la lithographie à faisceau d'électrons est le débit qui dépend directement du nombre de pixel inscriptible par « tir ». La figure 1.19 représente les évolutions en lithographie à faisceau d'électrons en terme de nombre de pixels par tir en fonction du temps [24].

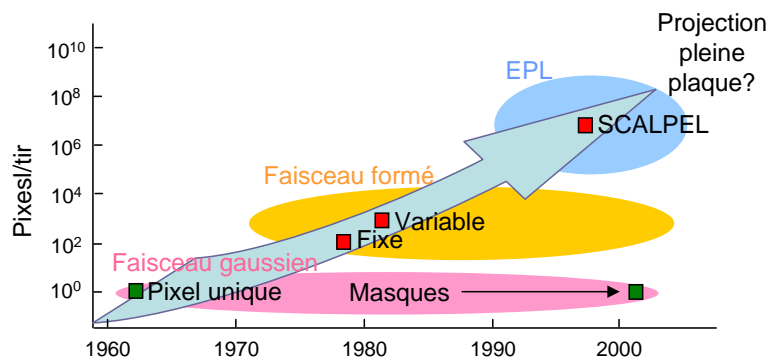


FIG. 1.19 – Evolution de la lithographie à faisceau d'électrons de 1960 à aujourd'hui. SCALPEL = Scattering with Angular Limitation Projection Electron-beam Lithography.

<sup>29</sup>Next Generation Lithography

Plusieurs techniques ont cohabité : le système à faisceau gaussien (1 pixel par tir) utilisé pour l'écriture des masques optiques, la lithographie à projection d'électrons ou EPL<sup>30</sup> (106 pixels par tir) et le système à faisceau formé (1000 pixels par tir). Bien que le nombre de pixels par tir continue d'augmenter, le débit reste un challenge pour que cette technique soit utilisée systématiquement en production car, du fait de la diminution des dimensions critiques et de l'augmentation de la taille des plaquettes, le rendement reste très faible. Il faut encore 2,4 heures pour l'écriture d'une plaquette de diamètre 200 mm [25]. Cette solution n'est néanmoins pas abandonnée car elle permet d'atteindre des résolutions de 50 nm que la lithographie optique ne peut pas encore atteindre [26]. Concernant l'amélioration du temps d'écriture, de nombreux progrès ont été réalisés. La lithographie à projection d'électrons par exemple a récemment montré l'exposition de millions de pixels par tir [27]. Actuellement, une solution à « multi-faisceaux » dite PML2<sup>31</sup> est à l'étude. Elle promet une nette amélioration du débit par rapport aux techniques d'écriture directe grâce au contrôle dynamique d'une multitude de faisceaux parallèles qui permet une écriture en parallèle contrairement aux précédentes techniques en série beaucoup plus lentes [28].

## A.2 La lithographie optique sans masque

L'architecture d'un scanner de lithographie optique sans masque ou OML2<sup>32</sup> est la même que celle d'un scanner conventionnel à la différence que le système de masque est remplacé par un modulateur spatial de lumière ou SLM<sup>33</sup>. Le système SLM est un réseau d'éléments optiques qui ont pour rôle de moduler la lumière. Ils sont contrôlés en temps réel afin de produire l'image voulue. Un tel système est actuellement en cours de développement par les sociétés ASML et Micronic Laser Systems et devrait arriver à maturité d'ici 3 ans. Ce système devrait fonctionner à une longueur d'onde de 193 nm, une ouverture numérique de 0,93, un rendement de cinq plaquettes par heure et pourrait atteindre des résolutions compatibles avec la technologie 65 nm [29].

## B La lithographie extrême ultraviolet

La lithographie EUV<sup>34</sup> est une technique de lithographie optique de projection qui permet une diminution de CD par la réduction de la longueur d'onde d'exposition à 13,5 nm. Cependant, à cette longueur d'onde, tous les matériaux utilisés habituellement sont très absorbants ; le système optique fonctionne donc uniquement en réflexion. Le schéma de l'outil est représenté sur la figure 1.20. Il est composé de miroirs de Bragg, un multicouche molybdène/silicium conçu pour maximiser la réflectivité à la longueur d'onde d'utilisation. Les masques sont réalisés avec ce même empilement recouvert en surface d'un matériau absorbant qui définit le motif à imprimer [30]. Cette technique de lithographie optique est vue comme un bon candidat pour poursuivre la diminution des CD à partir du nœud 32 nm et au-delà puisqu'elle peut atteindre des dimensions bien inférieures à 50 nm. Cependant il reste un certain nombre de points techniques à développer pour rendre possible son entrée en production. En effet, la puissance des sources reste encore insuffisante, les résines doivent être développées pour contrôler la rugosité et optimiser la sensibilité et beaucoup d'efforts sont à faire pour fabriquer des masques avec un faible taux de défauts et pour contrôler la contamination et la détérioration des optiques.

---

<sup>30</sup>Electron Projection Lithography

<sup>31</sup>Projection MaskLess Lithography

<sup>32</sup>Optical MaskLess Lithography

<sup>33</sup>Spatial Light Modulator

<sup>34</sup>Extreme UltraViolet



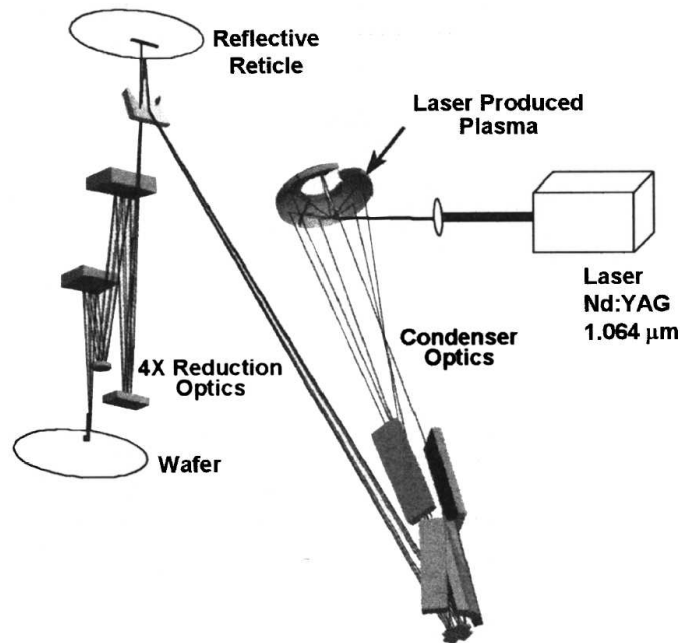


FIG. 1.20 – Schéma d'un outil de lithographie extrême ultraviolet.

## C La nanoimpression

La technique de nanoimpression est une technique de lithographie non conventionnelle, c'est-à-dire qu'elle ne fait pas intervenir un faisceau modifiant localement un matériau photosensible. Cette technique consiste à structurer un polymère par réplication d'un moule sur lequel sont définis les motifs à imprimer. Il existe deux méthodes : la nanoimpression thermique et la nanoimpression assistée par UV.

### C.1 La nanoimpression thermique

Elle consiste à l'emboutissage du moule souvent en silicium à moyenne pression dans un polymère thermoplastique préalablement chauffé au-dessus de sa température de transition vitreuse. Après cette étape, le matériau à structurer devient moins visqueux et peut venir remplir les cavités du moule donc reproduire sa structure. Suit une étape de refroidissement avant le démoulage final. La figure 1.21 présente son principe de fonctionnement. A l'étude depuis 1995, Cette technique est à l'initiative de l'équipe de S. Y. Chou qui la propose comme future technique de nanolithographie pour l'impression de structures sub-25 nm [31]. Depuis, cette technique a été développée et permet l'impression de motifs jusqu'à 10 nm [32]. Elle a été utilisée dans de nombreux domaines tels que l'enregistrement optique [33], la microélectronique sur des plaquettes 200 mm [34], la photonique [35] et la microfluidique [36]. Bien que prometteuse, cette technique nécessite encore des développements pour être utilisée en production, en particulier sur l'uniformité de pressage sur grande surface, sur les problèmes d'adhésion entre moule et polymère, sur le temps de cycle (montée en température, impression, refroidissement) et sur l'usure des moules [37].

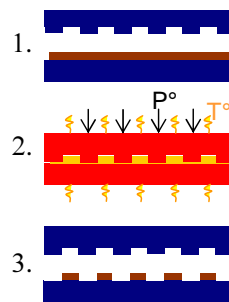


FIG. 1.21 – Schéma de principe du fonctionnement de la nanoimpression thermique (dispense de résine par centrifugation (1), montée en température puis application de la pression (2), refroidissement et démoulage (3)).

## C.2 La nanoimpression assistée par ultraviolet

Cette technique de nanoimpression est utilisée avec des polymères très peu visqueux qui vont remplir le moule sans application de pression ni montée en température. C'est la capillarité qui permet ici le remplissage. Le moule transparent aux ultraviolets permet, par le biais de l'insolation, la réticulation du polymère en fin de pressage [38]. La figure 1.22 présente son principe de fonctionnement.

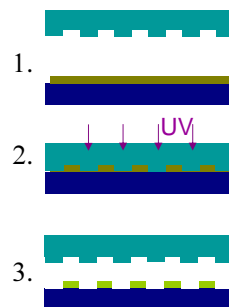


FIG. 1.22 – Schéma de principe du fonctionnement de la nanoimpression assistée par ultraviolet (dispense de résine (1), application du moule (2), retrait du moule (3)).

Cette technique est plus prometteuse que la nanoimpression thermique comme technique de lithographie pour la production microélectronique puisqu'elle semble à priori répondre aux exigences de l'industrie [39]. En effet, le temps de cycle est nettement réduit (pas de montée en température et en pression), elle permet l'alignement entre deux niveaux de fabrication grâce au moule transparent et on s'attend à ce qu'il y ait peu de problèmes d'uniformité car il y a impression de la surface d'une puce puis déplacement par « step-and-repeat » possible grâce à l'alignement. Cependant, de nombreux points restent encore à être validés avant son entrée en production en particulier en ce qui concerne la défektivité et les possibilités d'alignement.

## Conclusion

La lithographie optique par projection s'est énormément complexifiée depuis ses débuts et arrive aujourd'hui à ses limites. Pour poursuivre l'objectif d'augmentation de densité d'intégration et de performances des circuits, beaucoup d'efforts ont été entrepris pour adapter les outils de lithographie

optique à la demande en jouant sur les paramètres d'insolation tels que les masques, l'illumination, les lentilles, la résine. . . Des techniques de lithographie de nouvelle génération sont pressenties pour remplacer la lithographie optique. Cependant il reste beaucoup de points critiques à développer et elles ne seront pas matures avant encore quelques années. La technique la plus prometteuse à court terme, c'est-à-dire pour les nœuds technologiques 65 et 45 nm, est la lithographie à immersion à 193 nm. Elle permet d'améliorer les performances lithographiques tout en gardant l'infrastructure du 193 nm. Les principe et caractéristiques de cette technique sont développés dans le chapitre 2.

## Chapitre 2

# La lithographie à immersion à 193 nm : bénéfices et challenges de la technique

### Introduction

La lithographie à immersion est une technique de lithographie optique qui consiste à remplir l'espace entre l'optique de projection du scanner et la plaquette d'un fluide d'indice supérieur à celui de l'air. Cette adaptation d'indice permet de minimiser les phénomènes de réfraction aux interfaces. Dans ce chapitre, nous verrons tout d'abord que cela améliore les performances lithographiques d'un outil à 193 nm « à sec ». La lithographie à immersion est aujourd'hui pressentie comme la technique permettant la fabrication des prochaines générations de composants pour les nœuds technologiques 45 nm et au-delà. La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à un bilan de l'évolution et des challenges de la technique.



## I Historique

L'utilisation d'un fluide d'immersion en optique est connue depuis plus de 150 ans dans le domaine de la microscopie. En effet, tout a commencé dans les années 1840, quand Amici [40] invente la technique d'immersion à l'eau, puis à la glycérine et à l'huile de cèdre ; en remplissant l'espace entre l'objectif et la plaque de verre d'un fluide d'indice équivalent à celui du verre, il peut observer des images de meilleure qualité. L'adaptation d'indice entre les trois milieux diminue les phénomènes de réfraction aux interfaces et permet de capter plus de rayons lumineux. En 1880, Abbe conçoit le premier objectif de microscope à immersion. L'immersion pour des applications à la lithographie n'est envisagée que 100 ans plus tard par Takanashi en 1984 [41] et Taberelli [42] en 1985 qui imaginent un outil de lithographie dans lequel l'espace entre la dernière lentille de projection et la plaquette est rempli avec un liquide d'indice égal à celui de la résine. En 1987, Lin considère l'immersion comme un moyen d'augmenter la profondeur de champ des outils de lithographie optique déjà existants plutôt qu'un moyen d'améliorer la résolution [43]. A partir de 1989 apparaissent les premières démonstrations expérimentales de l'immersion. Kawata et al. ([44], [45]) montrent l'impression de lignes de largeur sub-200 nm avec un système de lithographie de laboratoire basé sur un microscope inversé fonctionnant dans le visible et en immersion avec de l'huile. Au même moment, en 1992, Owen et al. [46] proposent d'étendre la lithographie à 193 nm en utilisant un système optique à ouverture numérique 0,7 dans une configuration « immergée » avec de l'huile permettant ainsi d'augmenter l'ouverture numérique à 1,05 ; il prévoit l'impression de lignes de largeur allant jusqu'à 125 nm avec cette technique. Mise à part de nombreux travaux sur la lithographie interférométrique en immersion à diverses longueurs d'onde (qui fait le sujet de cette thèse et donc sera plus développé dans les prochains chapitres), les idées émises dans les années 80 et début des années 90 progressent peu jusqu'à la contribution fondamentale de Lin qui remet l'immersion sur le devant de la scène en 2002 pour des applications industrielles [47] et la démonstration des premiers concepts d'outil de lithographie à immersion en 2003 par ASML et Nikon.

## II Amélioration des performances lithographiques en immersion

### A Bénéfices de la technique

L'objectif de ce paragraphe est d'explorer les capacités de la lithographie à immersion et de décrire l'effet de l'introduction d'un fluide d'immersion sur les performances lithographiques. En lithographie à immersion, il faut faire particulièrement attention aux définitions qu'on donne de la résolution et de la profondeur de champ. Ces deux grandeurs sont classiquement définies par les équations de Rayleigh qui expriment la résolution et la profondeur de champ en fonction de la longueur d'onde,  $\lambda$ , et de l'ouverture numérique de sortie de la lentille de projection, NA. Elles sont souvent données par les formules :

$$R = k_1 \frac{\lambda}{NA} \quad (2.1)$$

et

$$DOF = k_2 \frac{\lambda}{NA^2} \quad (2.2)$$

$k_1$  et  $k_2$  étant des constantes déterminées par des paramètres d'imagerie tels que le type d'illumination, le type de masque, la résine...

NA, nommée ainsi par les initiales du terme anglais « numerical aperture », est définie par :

$$NA = n \cdot \sin\theta \quad (2.3)$$

Où  $n$  est l'indice du milieu de sortie et  $\theta$  le demi angle maximal que fait la lumière en sortie de la lentille. Elle dépend de l'ouverture de la pupille de sortie et de la distance pupille-image.

L'ouverture numérique est un paramètre très important en imagerie car, d'après la relation 2.1, elle permet de définir la propriété la plus essentielle du système : sa résolution.

Avec l'introduction de l'immersion, les équations 2.1 et 2.2 peuvent devenir ambiguës car il est possible de considérer que  $\lambda$  devient  $\frac{\lambda}{n}$  ou que  $NA$  est multiplié par  $n$  car  $NA = n\sin\theta$  auquel cas le bénéfice dû à l'introduction d'un fluide d'indice  $n$  est pris en compte deux fois. De plus, dans le cas d'une imagerie à haute ouverture numérique, ces équations ne sont plus appropriées car elles reposent sur des approximations paraxiales qui supposent des petits angles par rapport à l'axe optique. Les nouvelles expressions de la résolution et la DOF ont été calculées dans la référence [47]. Elles reposent sur le calcul de la différence de chemin optique  $\delta = RP - R_0P$  dans le cas d'un front d'onde sphérique pour un point image  $P$  dans un milieu d'indice  $n$  comme schématisé sur la figure 2.1.

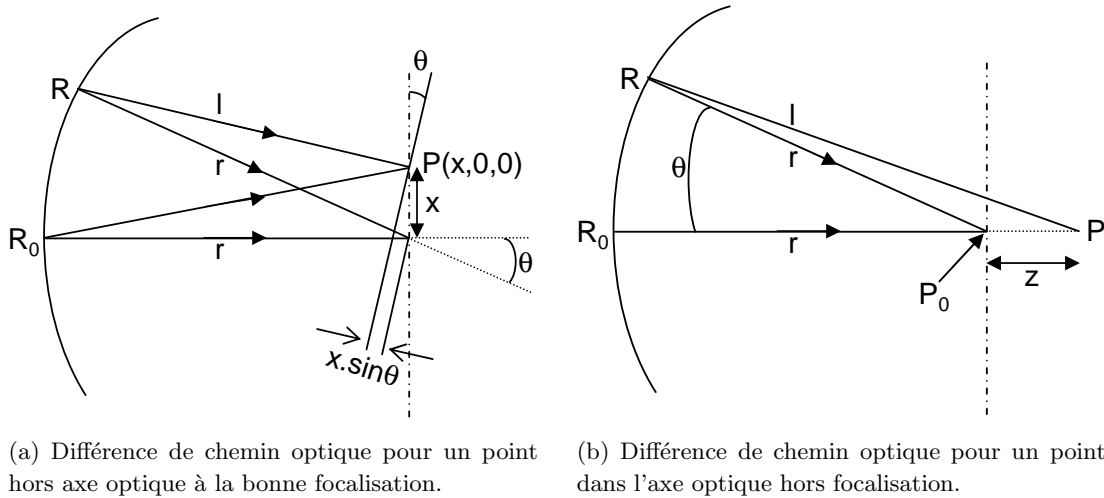


FIG. 2.1 – Différences de chemins optiques pour les calculs de la résolution et de la profondeur de champ.

Regardons d'abord le cas d'un point en dehors de l'axe optique dans le plan de bonne focalisation pour calculer l'expression de la résolution. La différence de chemin optique,  $\delta^R$ , a été calculée dans le cas de grands angles et vaut [47] :

$$\delta^R = n(l - \sqrt{r^2 + x^2}) \quad (2.4)$$

Avec  $l^2 = r^2 + x^2 - 2rx\sin\theta$ , on a :

$$\begin{aligned}\delta^R &= n \frac{l^2 - (r^2 + x^2)}{l + \sqrt{r^2 + x^2}} \\ &= n \frac{-2xr \sin\theta}{l + \sqrt{r^2 + x^2}}\end{aligned}\quad (2.5)$$

En lithographie, la distance entre la lentille et le plan image est très grande devant la dimension des motifs imprimés ce qui donne  $x \ll r$  et  $s \approx r$ . La relation précédente devient donc :

$$\delta^R = -2nxs \sin\theta \quad (2.6)$$

D'après Rayleigh, deux points image sont résolus lorsque le deuxième point est confondu avec la première frange sombre de la figure de diffraction du premier point. En prenant donc comme critère  $\delta^R = \pm 1,22\lambda_0$  correspondant à la première interférence destructive, nous pouvons en déduire l'expression de la résolution :

$$x = 1,22 \cdot \frac{\lambda_0}{2n \sin\theta} \quad (2.7)$$

Regardons maintenant le cas d'un point dans l'axe mais défocalisé. De la même façon, la différence de chemin optique a été calculée dans le cas de grands angles et vaut :

$$\delta^{DOF} = n(l - (r + z)) \quad (2.8)$$

Avec  $l^2 = r^2 + z^2 + 2rzc \cos\theta$ , on a :

$$\begin{aligned}\delta^{DOF} &= n \frac{l^2 - (r + z)^2}{l + r + z} \\ &= n \frac{-4rz \sin(\theta/2)}{l + r + z}\end{aligned}\quad (2.9)$$

$l + r + z \approx 2r$ , donc :

$$\delta^{DOF} = -2nz \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \quad (2.10)$$

Le même critère sur  $\delta^{DOF}$  permet d'en déduire la profondeur de champ. Finalement, en insérant  $k_1$  et  $k_3$  (constante de Rayleigh pour la DOF dans le cas d'approximations non paraxiales) les constantes de Rayleigh liées aux paramètres d'imagerie du système, nous avons alors :

$$R = k_1 \frac{\lambda_0}{n \sin\theta} \quad (2.11)$$

$$DOF = k_3 \frac{\lambda_0}{n \sin^2(\frac{\theta}{2})} \quad (2.12)$$

La relation 2.11 est identique dans les cas d'approximations paraxiales et non paraxiales. Pour les petits angles, l'équation 2.12 se simplifie en  $DOF = k_3 \frac{\lambda_0}{n(\theta/2)^2} \approx 4k_3 \frac{\lambda_0}{n \sin\theta}$  d'où  $k_3 = k_2/4$ .



Il est préférable d'utiliser les expressions 2.11 et 2.12 de la résolution et de la profondeur de champ en immersion plutôt que les expressions 2.1 et 2.2 car elles tiennent compte à la fois de l'introduction d'un fluide d'indice  $n$  et de l'effet des hautes ouvertures numériques sur le système d'imagerie. Elles enlèvent toute ambiguïté sur le bénéfice de l'augmentation de l'indice du milieu de sortie.

Nous voyons d'après la relation 2.11 que l'immersion a potentiellement la capacité d'améliorer la résolution. En effet,  $\sin\theta$  est au maximum égal à 1.  $k_1$  et  $\lambda_0$  étant fixés par les conditions de procédé et d'illumination,  $R$  est ultimement limitée à  $k_1 \cdot \lambda_0$  et  $k_1 \frac{\lambda_0}{n}$  dans les cas sec et immersion respectivement.

Finalement en immersion, il est d'une part possible d'améliorer la résolution grâce au design d'optiques plus grandes et en tenant compte des aberrations et distorsions de l'ensemble du système optique/fluide. D'autre part, à période de motif donnée, l'immersion permet d'augmenter la profondeur de champ. En effet, l'angle  $\theta$  est lié à la période  $p$  par la relation :

$$p = \frac{m\lambda}{n\sin\theta} \quad (2.13)$$

Où  $m$  est un entier donné par l'ordre de diffraction. En limite de diffraction, seuls les ordres zéro et  $\pm 1$  passent par la lentille et participent à la formation du motif. En combinant les équations 2.13 et 2.12, nous pouvons en déduire l'amélioration de la profondeur de champ pour un motif par l'immersion :

$$\frac{DOF^{imm}}{DOF^{sec}} = \frac{\sin^2(\frac{1}{2}\sin^{-1}(\frac{\lambda_0}{p}))}{n\sin^2(\frac{1}{2}\sin^{-1}(\frac{\lambda_0}{np}))} \quad (2.14)$$

Sur la figure 2.2, le rapport de la profondeur de champ en immersion et en sec a été tracé en fonction de la période des motifs à la longueur d'onde 193 nm.

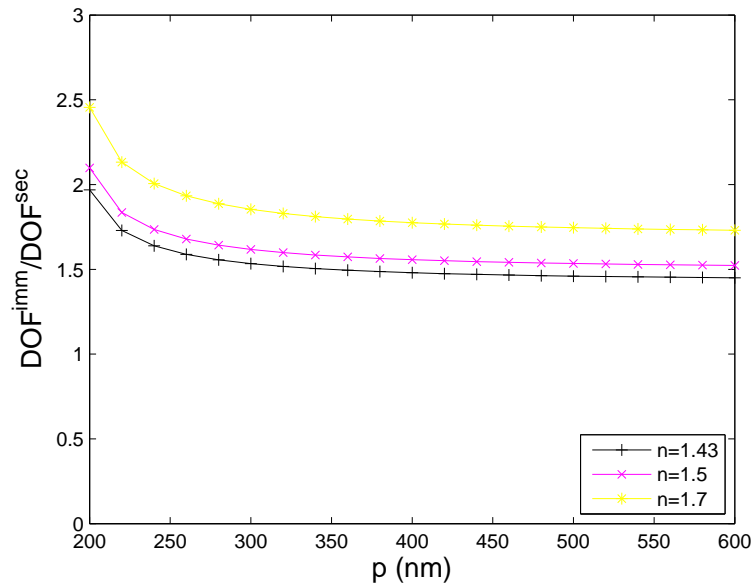


FIG. 2.2 – Rapport des profondeurs de champ en immersion et en sec en fonction de la période du motif à la longueur d'onde 193 nm pour différents indices de fluide d'immersion.

Nous pouvons remarquer que l'amélioration de la profondeur de champ est au minimum proportionnelle à la valeur de l'indice du fluide et qu'elle est plus importante pour les faibles périodes.

Cependant, il faut être vigilant lorsque l'on parle d'immersion. Deux systèmes optiques, l'un en sec, l'autre en immersion, doivent être considérés et traités distinctement, comme deux optiques à part entière, car le fluide d'immersion est à lui seul un élément optique du système et doit être pris en compte dans le design de la lentille de projection.

En effet, modélisons l'optique de projection par ses pupilles d'entrée et de sortie et ses plans principaux objet et image comme schématisé sur la figure 2.3.

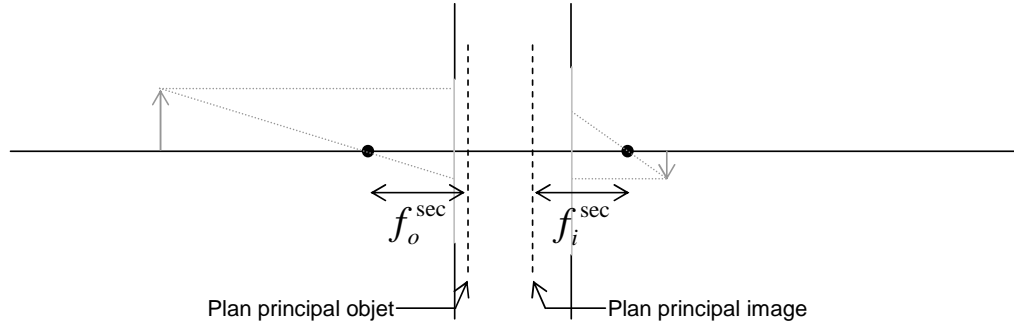


FIG. 2.3 – Pupilles d'entrée et de sortie et plans principaux objet et image de l'optique de projection.

Elle est caractérisée en sec (les milieux côté objet et image sont de l'air) par ses focales objet et image,  $f_o^{sec}$  et  $f_i^{sec}$ , et par les distances objet-plan principal objet et plan principal image-image,  $s_o^{sec}$  et  $s_i^{sec}$ , fixées par le grandissement  $G$ . Elles sont données par :

$$f_o^{sec} = \frac{1}{\frac{n_l-1}{r_1} + \frac{1-n_l}{r_2}} \quad f_i^{sec} = \frac{1}{\frac{n_l-1}{r_1} + \frac{1-n_l}{r_2}} \quad (2.15)$$

$$s_o^{sec} = \frac{1+G}{\frac{n_l-1}{r_1} + \frac{1-n_l}{r_2}} \quad s_i^{sec} = \frac{1/G+1}{\frac{n_l-1}{r_1} + \frac{1-n_l}{r_2}} \quad (2.16)$$

Où  $r_1$  et  $r_2$  sont les rayons de courbure de la lentille et  $n_l$  est son indice.

En passant à un autre milieu de sortie, d'indice  $n_i$ , elles sont modifiées et valent<sup>1</sup> :

$$f_o^{imm} = \frac{1}{\frac{n_l-1}{r_1} + \frac{n_i-n_l}{r_2}} \quad f_i^{imm} = \frac{n_i}{\frac{n_l-1}{r_1} + \frac{n_i-n_l}{r_2}} \quad (2.17)$$

$$s_o^{imm} = \frac{1+n_i G}{\frac{n_l-1}{r_1} + \frac{n_i-n_l}{r_2}} \quad s_i^{imm} = \frac{1/G+n_i}{\frac{n_l-1}{r_1} + \frac{n_i-n_l}{r_2}} \quad (2.18)$$

En faisant l'hypothèse d'un grandissement constant (comme c'est le cas des scanners de lithographie à immersion) et d'une même optique de rayons de courbure  $r_1$  et  $r_2$ , le passage en immersion a pour effet de modifier les distances  $s_o$  et  $s_i$ , ce qui change  $\theta$ , l'angle intervenant dans la définition de l'ouverture numérique. A titre d'exemple, nous avons tracé sur la figure 2.4 l'ouverture numérique en sec et en immersion ( $n_i = 1,43$ ) dans le cas d'un grandissement 4 et de rayons  $r_1 = 1$  cm,  $r_2 = \infty$  (dioptré de sortie plan) en fonction du diamètre de la pupille de sortie  $D$ . Celles-ci sont données

<sup>1</sup>Le calcul de la formule des lentilles dans le cas d'une lentille mince dans deux milieux d'indices différents est détaillé dans la référence [48].

par :

$$NA^{sec} = \frac{D/2}{\sqrt{D^2/4 + (s_i^{sec})^2}}$$

$$NA^{imm} = n_i \cdot \frac{D/2}{\sqrt{D^2/4 + (s_i^{imm})^2}} \quad (2.19)$$

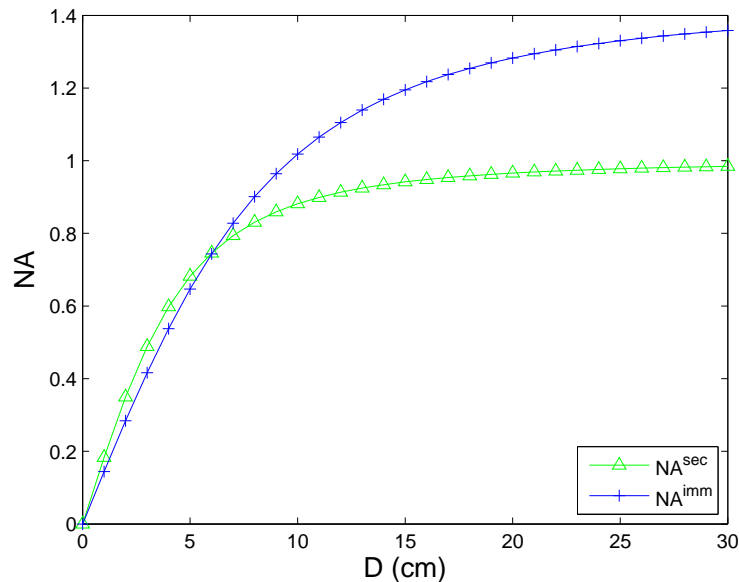


FIG. 2.4 – Ouverture numérique en sec et en immersion ( $n = 1,43$ ) en fonction du diamètre de la pupille de sortie.

Dans ce cas particulier, pour  $D < 6$  cm,  $NA^{imm}$  est inférieure à  $NA^{sec}$ . Cette optique de grandissement 4 et de rayons  $r_1 = 1$  cm,  $r_2 = \infty$  ne permet donc pas d'augmenter l'ouverture numérique en immersion quelque soit le diamètre de la pupille de sortie en gardant exactement la même optique. D'autre part, pour  $D > 6$  cm, l'immersion permet d'augmenter l'ouverture numérique. Ainsi, avec la même lentille, on peut, avec l'immersion, augmenter ou diminuer l'ouverture numérique selon l'ouverture de la pupille de sortie.

Cependant, l'immersion a bien le potentiel d'augmenter l'ouverture numérique au-delà de 1, il faut pour cela adapter l'optique au fluide pour permettre d'augmenter NA tout en tenant compte des aberrations introduites par ce nouvel élément optique qu'est le fluide.

Cet exemple est un cas particulier extrêmement simplifié puisqu'il considère les calculs de focales dans le cas d'une lentille mince mais il illustre bien le fait que toute l'optique doit être adaptée lorsque le milieu de sortie est changé et qu'il ne suffit pas de mettre une optique donnée dans un milieu d'indice supérieur pour augmenter son ouverture numérique.

## B Vérification par des simulations

Avant l'apparition des premiers outils de lithographie en immersion, des séries de simulations ont été réalisées afin de confirmer l'effet de l'immersion sur les performances lithographiques. Par exemple dans la référence [49], un outil de simulation basé sur une approche vectorielle de solutions des

équations de Maxwell a été développé pour évaluer les performances lithographiques (résolution, DOF, contraste, latitude d'exposition) dans différentes conditions d'illumination, de masques et d'ouverture numérique. Il ne prend en compte que les aspects optiques et non les aspects chimiques de la résine mais permet déjà une bonne compréhension du phénomène d'immersion. La figure 2.5 donne la DOF simulée en fonction de la dimension des motifs (CD ligne = espace) à différentes ouvertures numériques [49].

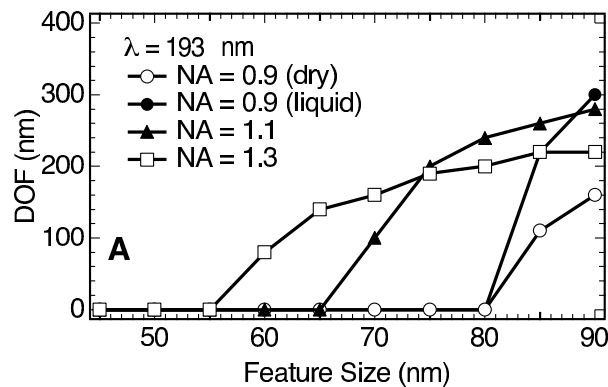


FIG. 2.5 – Simulations de la profondeur de champ en fonction de la dimension des motifs (CD ligne = espace) avec un masque binaire et en illumination circulaire.

Cette simulation montre que la DOF est doublée à une ouverture numérique 0,9 en passant d'un système sec à un système en immersion avec un masque binaire en illumination circulaire. La demi période minimum est diminuée avec l'augmentation de l'ouverture numérique en immersion : 80 nm à NA = 1,3, 65 nm à NA = 1,1 et 55 nm à NA = 0,9. De plus, elle montre que l'immersion peut être combinée avec des RETs tels que l'illumination hors-axe et l'OPC. Par exemple, l'utilisation d'une illumination annulaire en plus d'un masque binaire à NA = 1,1 permet de résoudre des motifs de 60 nm au lieu de 65 nm avec une DOF multipliée par 1,6 (voir chapitre 1 pour la définition et le principe des RETs et OPC).

De plus, d'autres simulations montrent des performances similaires en terme de fenêtre de procédé pour les techniques de lithographie à 157 nm et à 193 nm en immersion, ce qui explique la préférence des acteurs de la lithographie pour l'immersion [50].

### III Etat de l'art et challenges technologiques

Le but de cette partie est de présenter l'état de l'art de la technique ainsi que les améliorations technologiques à apporter pour atteindre les performances similaires aux scanners de lithographie à sec pour permettre son introduction en production. C'est depuis 2003 que les chercheurs et fournisseurs d'outils de lithographie commencent à évoquer la faisabilité de la lithographie à immersion et de son introduction dans l'industrie. Tous s'accordent à dire que l'immersion est une technologie capable de résolutions allant jusqu'à 50 nm et que même s'il reste quelques points bloquants à étudier (fluides, lentilles, système de distribution d'eau, résines, défektivité), elle est la prochaine technique à entrer en production pour les nœuds technologiques 65 et 45 nm voire 32 et 22 nm (demi période) avec des fluides d'indice supérieur à celui de l'eau.

## A Design des lentilles et systèmes de distribution d'eau

Dès 2003, les ingénieurs de Nikon ([51], [52]) et ASML [50] commencent à évoquer un nouveau design de lentilles à très haute ouverture numérique sans aberrations et permettant de bénéficier de l'introduction du fluide pour améliorer la résolution. Zeiss propose pour ASML une configuration de lentille de projection à 193 nm très performante en terme d'aberrations avec une ouverture numérique allant jusqu'à 1,1 avec de l'immersion à l'eau [53]. Nikon conçoit aujourd'hui des optiques de projection allant jusqu'à  $NA = 1,2$  [54]. Il existe cependant un compromis entre le facteur de réduction, le type d'optique (réfractive ou catadioptrique<sup>2</sup>) et la taille du champ d'exposition. En effet, passer à une optique catadioptrique permet de conserver des tailles de champ classiques, de 26 mm x 33 mm, à  $NA = 1,2$  tout en gardant un facteur de réduction 4X alors que conserver une optique réfractive nécessiterait, de par sa complexité et sa taille grandissante, de diminuer le champ et passer à un facteur de réduction 8X. Mais un tel facteur de réduction aurait comme conséquence une baisse du débit de production ce qui n'est pas envisageable pour la production de masse.

De plus, les fabricants de scanners ont réfléchi aux systèmes de distribution d'eau entre la lentille et la plaquette entre chaque exposition. Tous ont convergé vers trois solutions possibles, illustrées figure 2.6 [52].

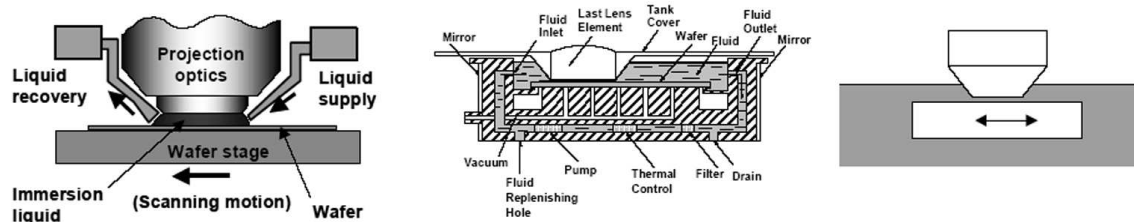


FIG. 2.6 – Schéma des trois systèmes de distribution d'eau dans un outil de lithographie à immersion : configuration de distribution locale, « plaquette immergée » et « platine immergée ».

- La configuration de distribution locale ou « douche » : cette configuration a l'avantage de nécessiter peu de changement par rapport à la configuration sèche et du fait des faibles volumes concernés, il n'y a pas de perte de temps au moment de la distribution. Les seuls problèmes possibles sont l'apparition de défauts au moment du déplacement de la zone périphérique de la plaquette et la difficulté de maintenir l'épaisseur d'eau en périphérie pendant l'exposition.
- La configuration « plaquette immergée » ou « bain » : cette solution a l'inconvénient d'empêcher le déplacement de la plaquette à grande vitesse car cela engendrerait trop d'instabilités au niveau du fluide.
- La configuration « platine immergée » : cette solution n'est pas faisable dans la pratique car elle nécessite d'énormes quantités d'eau donc une temps de distribution beaucoup trop long.

Finalement, tous les constructeurs se sont orientés vers une configuration de type « distribution locale ».

En terme de distance de travail (épaisseur de fluide), elle doit être limitée pour éviter les pertes dues à une mauvaise transmission du fluide. Du fait du mouvement lors du balayage de la plaquette, elle doit également répondre à des critères hydrodynamiques précis. En effet, des calculs d'hydrodynamique en condition de flux laminaire, ont permis, en tenant compte des mouvements de la

<sup>2</sup>Une optique est dite *catadioptrique* quand elle contient des éléments optiques réfractifs (en transmission) et réfléchissants.

plaquette, d'évaluer un ordre de grandeur de l'épaisseur d'eau acceptable, de l'ordre de 1-2 mm, ainsi que d'évaluer les vitesses de balayage de l'ordre de 250 mm/s [50].

Les tableaux de la figure 2.7 résument les spécifications des différentes générations d'outils de lithographie à immersion développées par Nikon [55] et ASML ([56], [57]). L'ouverture numérique n'a cessé d'augmenter pour dépasser 1 aujourd'hui. Des lentilles adaptées ont été conçues pour permettre des performances équivalentes à la configuration sèche. Les performances lithographiques en terme de DOF ont été améliorées, comme prévu par la théorie. Les données en défektivité sont cependant moins bonnes en immersion (nous détaillons les défauts spécifiques à l'immersion par la suite), c'est pourquoi aujourd'hui les fabricants travaillent en particulier sur l'amélioration de ce paramètre. Finalement les dernières générations d'outils permettent de contrôler la polarisation. En effet, l'introduction de la lithographie à immersion autorise l'utilisation de systèmes d'imagerie à haute ouverture numérique allant jusqu'à  $NA = 1,2$  voire même au-dessus. Il faut donc considérer une description vectorielle du champ électrique et prendre en compte la polarisation de la lumière. En lumière non polarisée, le contraste de l'image est dégradé du fait du mauvais contraste d'interférence des composantes  $p$  de la lumière, ce qui se traduit par de moins bonnes performances lithographiques dues à une diminution de la latitude d'exposition (cf annexe A pour une définition des polarisations  $s$  et  $p$ ). En étant capable de polariser linéairement en  $s$  la lumière participant à la formation de l'image, il est possible de minimiser cette perte de contraste. Cependant, plusieurs éléments de l'outil de projection jouent sur la polarisation (masque, lentille, résine) et il faut être capable de contrôler la polarisation à la traversée de chaque composant et de la mesurer assez précisément au niveau de la plaquette. Pour plus de détails sur l'effet de la polarisation à haute ouverture numérique, le lecteur pourra se reporter au chapitre 5 dans lequel nous étudions cette problématique plus en détail.

Finalement, avec l'introduction des hautes ouvertures numériques et de la lumière polarisée, de nouvelles problématiques apparaissent. Par exemple, il devient nécessaire d'optimiser l'empilement lithographique. Les couches anti-réfléchissantes, optimisées aujourd'hui pour les faibles incidences, ne sont plus adaptées à haute ouverture numérique. L'introduction de BARCs bicouche est aujourd'hui la solution pressentie pour remplacer les BARCs actuels. Ainsi, ils permettraient de minimiser la réflectivité pour une large gamme d'angles d'incidence [58]. D'autre part, l'empilement ne transmet pas de la même façon la lumière en polarisation  $s$  et  $p$ . Il est donc primordial de considérer la polarisation à tous les niveaux de la formation de l'image. Par ailleurs, comme nous le verrons dans la suite de ce chapitre, tout porte à croire que la prochaine étape de la lithographie sera la lithographie à immersion avec des fluides d'indice supérieur à celui de l'eau. Il faut donc prévoir qu'un jour l'indice du fluide sera supérieur à celui de la couche supérieure de l'empilement ce qui peut induire des phénomènes de réflexions totales à l'interface fluide/résine. Il faut donc travailler sur la résine qui doit non seulement être plus résolvante mais aussi avoir un indice supérieur.

## B Les fluides pour l'immersion

Le fluide d'immersion est un des éléments les plus critiques de la technique ; en effet, faisant partie intégrante d'un système d'imagerie optique de haute précision, il doit répondre à des critères physico-chimiques précis. Ainsi il doit être suffisamment transparent à la longueur d'onde d'exposition, avoir un indice de réfraction à cette longueur d'onde suffisamment haut pour pouvoir augmenter l'ouverture numérique, avoir une viscosité modérée pour permettre le déplacement de la plaquette à grande vitesse, être compatible avec les résines et les optiques de projection et finalement ne pas être toxique et être compatible avec les procédés de la salle blanche. En ce qui concerne la transmission, elle doit être maximale pour trois raisons [59] :

	ASML			
	AT1150i	XT1250i	XT1400i	XT1700i
NA	0,75	0,6-0,85	0,65-0,93	0,75-1,2
Année	2003	2004	2005	2006
Taille du champ	X	26 × 33 mm <sup>2</sup>	26 × 33 mm <sup>2</sup>	26 × 33 mm <sup>2</sup>
Grandissement	4x	4x	4x	4x
Débit (plaques/ heure)	X	114	133	122
Performances d'imagerie	90 nm L/S, ann. ⇒ DOF×1,6 90 nm iso, ann. ⇒ DOF×1,44 115 nm CH, quasar ⇒ DOF×1,75 130 nm CH iso, att- PSM ⇒ DOF×1,62	70 nm L/S, ann., att- PSM ⇒ DOF×1,7 70 nm iso, ann., att- PSM ⇒ DOF×1,6	65 nm	45 nm
Défectivité	> à la configuration sèche	≈ à la configuration sèche	≈ à la configuration sèche	≈ à la configuration sèche
Polarisation	Non contrôlée	Non contrôlée	Contrôlée	Contrôlée
Lentille	Réfractive	Réfractive	Catadioptrique	
	Qualité identique aux lentilles "sèches" (distortions, aberrations)			

	NIKON		
	EET	S609B	S6XX
NA	0,85	1,07	1,3
Année	2004	2005	2006
Taille du champ	X	26 × 33 mm <sup>2</sup>	26 × 33 mm <sup>2</sup>
Grandissement	4x	4x	4x
Débit (plaques/ heure)	X	130	130
Performances d'imagerie	65 nm L/S, dipole, att- PSM ⇒ DOF×1,7 80 nm L/S, ann., att- PSM ⇒ DOF×1,4 80 nm iso, ann., att- PSM ⇒ DOF×1,7	≤ 55 nm	≤ 45 nm
Défectivité	Suffisamment faible pour la production	Diminuée (bulles, watermarks, particules)	
Polarisation	Contrôlée	Contrôlée	Contrôlée
Lentille	Réfractive	Réfractive	Catadioptrique
	Qualité identique aux lentilles "sèches" (distortions, aberrations)		

FIG. 2.7 – Spécifications des outils de lithographie à immersion Nikon et ASML en terme de champ, débit, performances, défektivité, polarisation, lentille (L/S = Ligne/Espace, iso = isolé, att-PSM = masque PSM atténué, ann. = annulaire, X = données non disponibles).

- tout d'abord, l'absorption du fluide va être responsable de l'apodisation de la pupille car les rayons périphériques (les plus obliques) traversent le fluide sur une plus longue distance que les rayons centraux. La lumière reçue n'est donc pas la même pour tous les angles.
- une faible transmission peut créer une montée en température du fluide due à l'absorption de photons et la variation de l'indice de réfraction est directement proportionnelle à la variation de température. Une variation locale d'indice peut créer une variation de focalisation et des aberrations donc une distorsion d'image.
- finalement, la transmission doit être grande pour assurer un bon débit.

Un bon candidat en terme d'indice et de transmission est donc tout simplement l'eau car elle est peu absorbante,  $\alpha = 0.036 \text{ cm}^{-1}$  (base 10) [60], et a un indice de réfraction à 193 nm de  $n = 1,44$  [61]. Il faut cependant être vigilant car de l'eau uniquement déionisée peut ne pas être suffisante; des traces d'impuretés peuvent avoir un gros impact sur les propriétés optiques du fluide et plus généralement sur les performances lithographiques [62]. De plus, d'un point de vue chimique, les impuretés de l'eau peuvent être responsables de la contamination des optiques et il a été montré que l'eau réagit avec le matériau des optiques : le fluorure de calcium,  $\text{CaF}_2$  [63]. Ainsi il est nécessaire de développer des couches protectrices pour les optiques.

Concernant l'indice des fluides d'immersion, à l'heure actuelle, des recherches sont en cours pour formuler des fluides d'immersion d'indice supérieur à celui de l'eau. En effet, afin de continuer l'augmentation de l'ouverture numérique pour adresser les nœuds technologiques au-delà de 45 nm avec des valeurs de  $k_1$  raisonnables, il est nécessaire d'avoir accès à des fluides d'indice de l'ordre de 1,6 - 1,7. Par exemple pour atteindre le nœud technologique 32 nm avec un  $k_1$  de l'ordre de 0,25, il est nécessaire d'avoir un fluide dit de « seconde génération » d'indice supérieur à 1,6 et il faudra un fluide de « troisième génération » d'indice supérieur à 1,8 pour des motifs de dimension sub-32 nm. De plus, ces fluides devront répondre à des critères d'absorbance précis s'ils sont combinés avec une optique ayant une surface concave (les lentilles à surface concave sont envisagées pour s'affranchir du phénomène de réfraction totale à l'interface plane lentille-fluide pour les forts angles d'incidence). Différents candidats ont été proposés pour répondre à ces critères. Ils sont représentés sur la figure 2.8 en fonction de leur absorption et de leur indice.

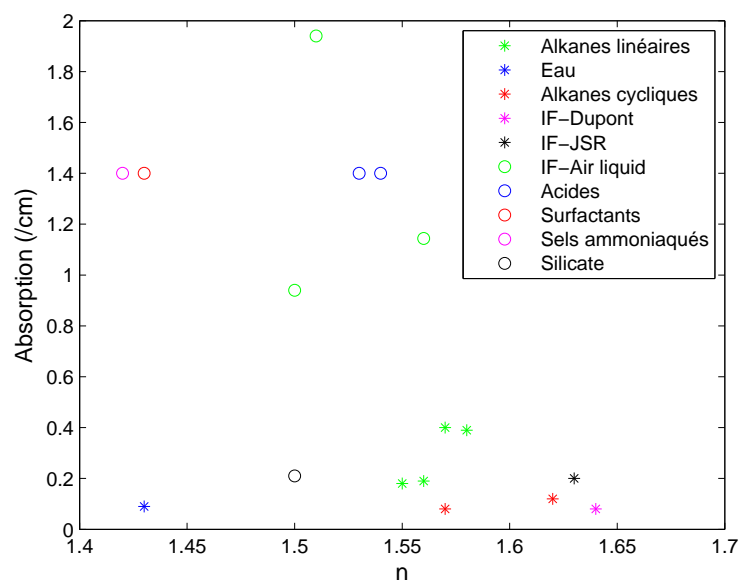


FIG. 2.8 – Absorption et indice de réfraction des fluides de « seconde génération ».



Parmi eux nous trouvons les acides de type sulfurique ou phosphorique [64], les fluides hydrocarbonés [65], l'addition à l'eau de composés tels que des surfactants [66], des nanoparticules [67] ou des sels d'ammonium [68] et d'autres dont on ne connaît pas la composition exacte ([69],[70]).

### C Les défauts introduits par le fluide d'immersion

L'introduction d'un liquide entre les optiques et la résine amène des défauts spécifiques à l'immersion qui peuvent dégrader les performances du futur circuit ; il est donc primordial de les détecter et de comprendre leur origine afin d'en diminuer le nombre. La problématique de la défektivité spécifique à l'immersion suscite aujourd'hui beaucoup d'intérêt : on travaille à diminuer la défektivité pour que ce ne soit plus un point bloquant au développement de la lithographie à immersion. Ainsi il existe quelques défauts spécifiques à l'immersion (figure 2.9) :

- Les marques d'eau ou « *watermark* » : La formation de « poches » d'air pendant les déplacements d'eau se produit quand l'eau se déplace sur des surfaces hydrophobes et ces poches, lors de l'étape de séchage, vont se fixer sur la résine sous forme de résidus de gouttes. Une formulation appropriée des résines et couches barrières en terme d'énergie de surface ([71], [72]) ainsi qu'une étape de rinçage après exposition [73] peuvent minimiser ce phénomène. En effet, une surface hydrophobe tend à réduire le nombre de résidus d'eau lors du balayage de la plaquette. Ceci combiné à une technique de rinçage optimisée permettrait de diminuer le nombre de marques d'eau.
- La dégradation des profils due à l'extraction des espèces de la résine dans l'eau d'immersion (voir paragraphe D)
- Les bulles : Elles peuvent être formées par le dégazage des résines (les espèces dégazées sont dissoutes dans l'eau mais les quantités dissoutes sont faibles, il ne peut donc pas y avoir d'impact sur l'indice de l'eau ou sur la transmission), la dissolution de l'air dans l'eau lorsque l'eau subit une montée en température ou en pression ou par les déplacements de la plaque [74]. En effet, des simulations ont montré que selon la taille et la concentration des bulles et selon la distance entre la bulle et la surface de la résine, la diffusion de la lumière par la bulle peut avoir plus ou moins de conséquence sur la qualité de l'imagerie en terme de formation de défauts et de variation locale de dose d'exposition ([75], [76]). De plus, selon les cas, l'image de la bulle peut s'imprimer sur la résine ce qui crée une zone circulaire sans motif [77]. Il faut dégazer l'eau d'immersion et concevoir un système de distribution d'eau qui supprime la formation de bulles. Certaines approches telles que l'utilisation de couches barrières épaisses sont utilisées pour empêcher la dégradation de l'image par les bulles [78].

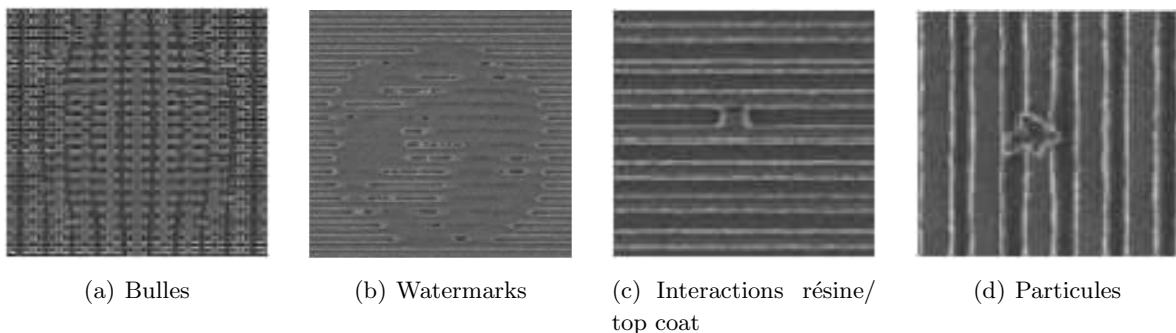


FIG. 2.9 – Exemples de défauts spécifiques à la lithographie à immersion.

## D Les résines pour l'immersion

La longueur d'onde d'exposition étant la même que pour un outil de lithographie à 193 nm classique, les résines à 193 nm peuvent également être utilisées en immersion. Cependant, le contact entre le fluide et la résine risque de favoriser l'interaction entre les deux matériaux : contamination de l'eau et des optiques avec les composants de la résine et pénétration de l'eau dans la résine. Les toutes premières études réalisées sur des résines 193 nm classiques en immersion n'ont pas montré de réel impact sur les résines. Concernant la résolution, il semblerait qu'avec des formulations appropriées, les résines à amplification chimique pourraient atteindre des résolutions jusqu'à 30 nm [74], ce qui est tout à fait compatible avec les résolutions prévues pour la lithographie à immersion. Bien que les premiers tests de résines en lithographie interférométrique aient montré de très bons résultats en immersion avec des résines classiques [52], des analyses XPS<sup>3</sup> réalisées sur la surface de la résine ont montré que la base soluble présente dans la résine diffuse dans l'eau presque immédiatement après mise en contact (phénomène de *leaching*) [79]. Des études plus approfondies ont montré que lors de la mise en contact de résines 193 nm avec de l'eau, le PAG, le photo-acide et les bases de la résine diffusent dans l'eau et que de l'eau pénètre dans le film de résine [74]. Ce phénomène a été étudié par différentes techniques qui confirment quantitativement le leaching du PAG, plus ou moins important selon la formulation, et de la base contenue dans la résine, constant quelque soit la formulation. Le solvant, quant à lui, ne diffuse pas dans l'eau [80]. Du fait du leaching, la réaction de déprotection est insuffisante et cela se traduit par des profils dits « en T » et un phénomène de « pontage » entre les lignes. Les espèces de la résine déversées dans l'eau peuvent également contaminer la dernière lentille de projection en contact avec l'eau. Ce problème est éludé par l'utilisation de couches barrières, dernière couche de l'empilement ; elle protège la résine de la contamination par les amines de l'air et l'eau de la contamination due au leaching. Il a été montré que le leaching est très nettement diminué en présence de couche barrière [81]. Le but recherché est cependant de fonctionner sans couche barrière afin de simplifier le procédé ; il est donc nécessaire de concevoir des résines à faible taux de leaching. Ainsi l'extraction des espèces de la résine peut être diminuée en jouant sur la matrice polymère donc en concevant des résines spécifiques à l'immersion ([82], [83]). Il n'a cependant pas été montré pour l'instant de procédé fonctionnant sans couche barrière, la diminution de leaching restant insuffisante pour empêcher la contamination des optiques.

## Conclusion

La lithographie à immersion présente deux avantages :

- elle permet dans un premier temps d'augmenter la fenêtre de procédé des techniques actuelles par l'augmentation de la profondeur de champ.
- Dans un second temps, l'introduction d'un fluide d'indice supérieur à celui de l'air permet d'améliorer la résolution des scanners par augmentation de l'ouverture numérique au-delà de 1.

Cette technique, basée sur l'introduction d'un fluide d'indice entre la lentille de projection et la plaquette, a nécessité de s'intéresser à de nouvelles problématiques telles que le design de lentilles à haute ouverture numérique et de systèmes de distribution d'eau, l'étude de matériaux pour l'immersion (fluides et résines) et la défektivité spécifique à l'immersion. Cependant, avant que soient disponibles les nouvelles générations d'outils de lithographie à immersion, certains de ces points peuvent être étudiés grâce à la lithographie interférométrique. C'est le but de cette thèse et nous présentons dans les chapitres suivants la conception, la réalisation et la caractérisation d'un outil

---

<sup>3</sup>X-ray Photoelectron Spectroscopy

de lithographie interférométrique à immersion à 193 nm permettant d'étudier certains points de la technique par anticipation.

## Chapitre 3

# Modélisation et conception d'un interféromètre à immersion à 193 nm

### Introduction

Ce chapitre est consacré à la conception d'un montage interférométrique dédié à l'étude de la lithographie à immersion à 193 nm. Dans ce but, nous analysons tout d'abord l'influence des paramètres jouant sur le contraste et en particulier la cohérence de la source qui est un point critique dans le cas de l'interférométrie à 193 nm. D'autre part, nous présentons un état de l'art de la technique de lithographie interférométrique à immersion ainsi que notre choix d'un montage dit « achromatique ». Finalement, nous faisons une étude théorique de la formation des franges et déterminons les grandeurs caractéristiques du montage.



# I La lithographie interférométrique à immersion

## A La lithographie interférométrique

La lithographie interférométrique, aussi appelée dans la littérature « lithographie holographique » ou IL<sup>1</sup>, consiste en l'impression dans une résine photosensible de motifs périodiques créés par l'interférence de faisceaux cohérents. Dans le domaine de la recherche en nanotechnologies, de nombreuses applications nécessitent d'avoir accès à un outil de lithographie permettant d'atteindre de très bonnes résolutions sur des grandes surfaces. A la différence d'autres techniques de lithographie, la lithographie interférométrique le permet simplement et à coût raisonnable. En effet, par exemple, la lithographie à faisceau d'électrons permet d'obtenir des motifs de toutes sortes et avec des résolutions à des échelles inférieures à la lithographie optique mais elle est limitée en surface du fait de l'écriture point par point lente et coûteuse. La lithographie optique est très courante dans l'industrie microélectronique mais reste très coûteuse pour les laboratoires de recherche et souvent trop peu résolutive. Ainsi la lithographie interférométrique a souvent été utilisée dans des domaines variés tels la croissance de cristaux par épitaxie [84], la fluidique pour la biologie [85], le magnétisme [86] et la photonique ([87], [88], [89]). C'est une technique maintenant bien établie car elle a été longuement expérimentée avec l'utilisation de différents lasers et différents montages. Les premiers travaux ont été réalisés avec des lasers continus monomodes à ions argon à 457 nm [90] et à ions cadmium (He-Cd) à 442 nm [91] puis à 363,8 nm en parallèle de la lithographie i-line à 365 nm alors utilisée en production [92]. De même qu'en lithographie optique, on a cherché à diminuer les dimensions des motifs imprimés en lithographie interférométrique par diminution de la longueur d'onde d'exposition. Cette technique a donc permis d'avoir accès à des motifs de résolutions agressives pour des applications de recherche. Elle permet également d'étudier par anticipation les phénomènes physiques et chimiques émergents avec l'introduction de nouvelles générations d'outils de lithographie optique (résines et matériaux lithographiques, polarisation, imagerie à haute ouverture numérique...). C'est cette application qui nous intéresse tout particulièrement dans le cadre de cette thèse pour étudier la technique de lithographie à immersion à 193 nm.

L'interférométrie à deux ondes, schématisée sur la figure 3.1, est le concept le plus simple et permet de réaliser des structures à une dimension, c'est-à-dire un réseau de lignes périodiques. Deux ondes planes cohérentes sont incidentes sur la couche photosensible avec des angles  $\pm\theta$ .

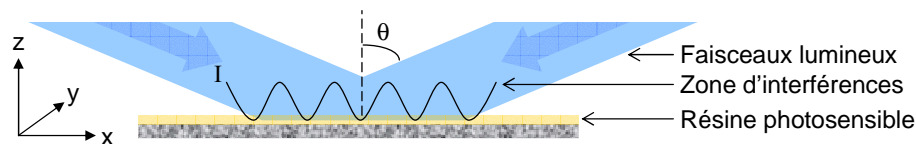


FIG. 3.1 – Interférence de deux faisceaux cohérents au niveau de la résine : principe de la lithographie interférométrique.

Dans le cas d'un modèle scalaire, la répartition de l'intensité lumineuse à la surface est donnée par la relation 3.1.

<sup>1</sup>Interferometric Lithography

$$\begin{aligned}
I(x, y) &= \left| |E_0| e^{ikx \sin \theta} + |E_0| e^{-ikx \sin \theta} \right|^2 \\
&= |E_0|^2 \left[ 2 + e^{i2kx \sin \theta} + e^{-i2kx \sin \theta} \right] \\
&= 2I_0 [1 + \cos(2kx \sin \theta)]
\end{aligned} \tag{3.1}$$

Où  $k = 2\pi n/\lambda$  avec  $n$  l'indice de réfraction du milieu d'imagerie,  $\lambda$  est la longueur d'onde d'illumination et  $|E_0|$  et  $I_0$  les amplitude et intensité du champ électrique de l'onde lumineuse incidente respectivement.

La période des lignes dans la direction  $x$  est donc égale à :

$$\begin{aligned}
\Lambda &= \frac{\lambda}{2n \sin \theta} \\
&= \frac{\lambda}{2NA}
\end{aligned} \tag{3.2}$$

Où  $NA = n \sin \theta$  est défini comme l'ouverture numérique. Il faut bien souligner ici que la définition de l'ouverture numérique dans le cas de l'interférométrie est différente de celle utilisée dans le cas d'un scanner de lithographie car elle ne fait intervenir que deux faisceaux incidents avec un angle  $\theta$  alors que dans le cas d'un scanner, une large gamme d'angles compris en  $0$  et  $\theta$  intervient dans la formation de l'image.

## B Le contraste en interférométrie

### B.1 Définition

La qualité d'une image produite par un système d'imagerie est décrite par son contraste,  $C$ , donné par la relation 3.3 :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \tag{3.3}$$

Où  $I_{max}$  et  $I_{min}$  sont les intensités maximum et minimum de la répartition d'intensité dans le champ de l'image.

Dans le cas particulier de franges produites par un système interférométrique, leur qualité est également décrite par leur contraste et la répartition d'intensité est donnée par la relation 3.4 ( $I_{max} = 2I_0(1 + C)$ ,  $I_{min} = 2I_0(1 - C)$ ).

$$I = 2I_0 [1 + C \cdot \cos(2kx \sin \theta)] \tag{3.4}$$

### B.2 Paramètres jouant sur le contraste

Différents facteurs vont participer à la perte de contraste tels que la polarisation, le rapport des intensités des deux ondes interférant, les vibrations, le pointé du laser et les paramètres de cohérence de la source :

- Avec une description vectorielle des ondes participant aux interférences, il faut prendre en compte la polarisation de la lumière. Ceci est particulièrement important à très haute ouverture numérique comme nous le verrons dans le chapitre 5. L'état de polarisation de la lumière peut en effet être décomposé en une combinaison linéaire des composantes s et p orthogonales à la surface de la résine sur laquelle la lumière est incidente (cf annexe A). Or, le contraste des franges pour chaque état de polarisation s et p est donné par (cf détail du calcul au chapitre 5) :

$$C_s = 1 \quad (3.5)$$

$$C_p = \cos(2\theta) \quad (3.6)$$

Où  $\theta$  est l'angle que fait le faisceau incident avec la normale à la surface.

Ainsi, en polarisation p, le contraste des franges diminue quand  $\theta$  augmente. C'est pourquoi, dans un état de polarisation quelconque, combinaison linéaire de s et p, le contraste diminue du fait de la composante p. En résumé, le contraste est dépendant de l'état de polarisation et plus sensiblement pour de forts angles d'incidence.

- Le contraste est dépendant du rapport des intensités des deux ondes interférant. En effet, en considérant l'équation 3.1, avec des intensités  $I_1$  et  $I_2$  de chaque onde interférant, l'intensité est donnée par :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(2kx \sin\theta) \quad (3.7)$$

Nous pouvons en déduire le contraste :

$$\begin{aligned} C &= \frac{2\sqrt{I_1 I_2}}{I_1 + I_2} \\ &= \frac{2R}{1 + R} \end{aligned} \quad (3.8)$$

Où  $R$  est le rapport des intensités  $I_2/I_1$ .

Ainsi plus les intensités  $I_1$  et  $I_2$  diffèrent, plus le contraste tend à s'annuler. C'est pourquoi en interférométrie, il faut particulièrement faire attention à égaliser l'intensité des deux bras de l'interféromètre.

- Finalement, une variation de longueur d'onde, d'angle d'incidence ou une translation du système de franges joue sur la différence de phase, car d'après la relation 3.1, elle dépend de  $\lambda$ ,  $\theta$  et  $x$  selon  $\phi = \frac{4\pi}{\lambda} . n x \sin\theta$ .  $\lambda$  varie car la source n'est pas monochromatique et a une certaine longueur de cohérence temporelle.  $\theta$  peut varier du fait d'une variation du pointé du laser ou de la grande divergence du faisceau liée à la cohérence spatiale de la source. L'influence du pointé du laser sur le contraste est développée dans la référence [93]. Il est montré que l'instabilité du pointé est moins néfaste au contraste dans le cas où le montage est compact. De plus, l'influence du pointé est évaluée dans le cas d'une distribution gaussienne. Finalement, la présence de vibrations joue sur la différence de phase,  $\phi$ , car elle induit la superposition de systèmes de franges décalés qui brouille le contraste de l'image. Nous détaillerons ce point dans le chapitre 4. Dans la partie suivante, nous nous intéressons de plus près aux problèmes de cohérence car ce sont des paramètres intrinsèques à la source et particulièrement critiques dans le cas des sources à 193 nm.

## B.3 Cohérence et interférométrie

### B.3.1 Définition



La cohérence est un paramètre très important en interférométrie et plus généralement en imagerie. Elle décrit le degré de corrélation entre deux ondes lumineuses. Son sens initial était la mesure de la capacité d'ondes à donner naissance à des interférences ; l'interférométrie sert d'ailleurs à mesurer la cohérence d'une source. Il existe deux types de cohérence qui ont toutes les deux leur importance en interférométrie. Ce sont des paramètres caractéristiques d'une source :

- La cohérence temporelle, liée à la largeur de bande spectrale finie de la source :

Une onde dite monochromatique est souvent décrite comme une série de trains d'ondes. Un train d'ondes moyen constant existe en fait pendant une durée  $\Delta T_c$  qui est le temps de cohérence, inversement proportionnel à la largeur de bande  $\Delta\nu$ . Le temps de cohérence peut être vu comme l'intervalle de temps pendant lequel, en un point de l'espace, l'onde garde une certaine relation de phase. La longueur de cohérence temporelle,  $L_t$ , est donc donnée par :

$$\begin{aligned} L_t &= v.T_c \\ &= \frac{v}{\Delta\nu} \end{aligned} \quad (3.9)$$

Où  $v$  est la vitesse de la lumière dans le milieu considéré.

Finalement, la longueur de cohérence temporelle est donnée par :

$$L_t = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (3.10)$$

Le concept de cohérence temporelle peut aussi être illustré par l'expérience de l'interféromètre de Michelson schématisé sur la figure 3.2.

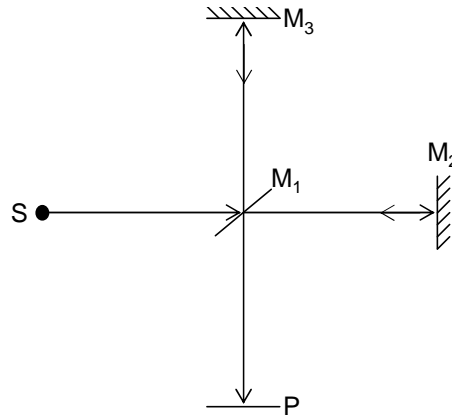


FIG. 3.2 – Illustration de la cohérence temporelle par l'expérience de l'interféromètre de Michelson.

Une source ponctuelle est séparée en deux faisceaux par le miroir  $M_1$  qui sont recombinés après réflexion sur les miroirs  $M_2$  et  $M_3$ . Si un de ces miroirs est translaté d'une distance  $\Delta l$ , les faisceaux se rencontrent avec un décalage en temps de  $\Delta t = \frac{\Delta l}{c}$ . Si  $\Delta t$  est suffisamment faible, un système de franges contrastées va se former sur l'écran P. Plus  $\Delta t$  augmente, plus le contraste diminue. Cela traduit le degré de cohérence temporelle : les deux faisceaux sont partiellement cohérents l'un par rapport à l'autre. Si  $\Delta l > L_t$ , les faisceaux sont mutuellement incohérents. Cette expérience permet donc de mesurer la cohérence de la source.

- La cohérence spatiale, liée à l'étendue spatiale de cette source :

Dans le cas d'une source étendue, deux ondes issues de deux points de la source séparés peuvent se comporter différemment, c'est-à-dire qu'elles n'auront pas forcément de lien de phase ; elles sont dites « partiellement cohérentes » ou « incohérentes spatialement » si elles n'ont aucune relation de phase. De la même façon, deux ondes issues de deux sources distinctes et indépendantes ne sont pas cohérentes spatialement et peuvent ne pas interférer avec un bon contraste de franges.

La longueur de cohérence spatiale de la source,  $L_s$ , donne la largeur maximale de la source (ou la distance maximale entre deux points source) pour qu'il y ait interférence avec un bon contraste. Dans le cas d'une source laser, on peut aussi exprimer la cohérence spatiale en fonction de la divergence de la source. En effet, en modélisant le faisceau par une onde diaphragmée par une ouverture circulaire de diamètre  $D$ , la divergence de ce faisceau est donnée par (diffraction par un trou circulaire) :

$$\Delta\theta = \frac{1,22.\lambda}{D} \quad (3.11)$$

La longueur de cohérence spatiale, égale à  $D$  (les ondes issues de cette source distantes d'une largeur inférieure à  $D$  ont une relation de phase), est donc donnée par :

$$L_s \approx \frac{\lambda}{\Delta\theta} \quad (3.12)$$

La cohérence spatiale peut être caractérisée à l'aide de l'expérience des trous d'Young schématisée sur la figure 3.3.

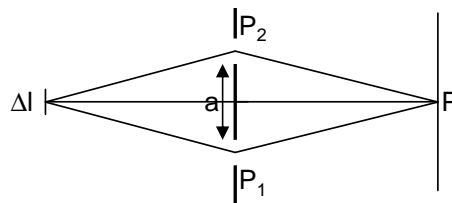


FIG. 3.3 – Illustration de la cohérence spatiale par l'expérience des trous d'Young.

On considère ici une source étendue quasi monochromatique ( $\Delta\lambda \ll \lambda_0$ ) éclairant deux trous  $P_1$  et  $P_2$ . On peut observer que si  $P_1$  et  $P_2$  sont suffisamment rapprochés, un système de franges d'interférences se forme sur l'écran. Plus on éloigne  $P_2$  de  $P_1$ , plus le contraste de ces franges diminue jusqu'à s'annuler ce qui fait disparaître les franges. Cela illustre le degré de cohérence spatiale entre les ondes qui se rencontrent.

Le concept de cohérence est en fait très complexe et fait le sujet de nombreux articles et ouvrages d'optique. Pour plus de détails sur la théorie de la cohérence, le lecteur pourra se reporter à la référence [94].

### B.3.2 Contraste et cohérence en interférométrie à 193 nm

Les lasers à 193 nm utilisés en lithographie sont des lasers de type excimère qui ont naturellement des longueurs de cohérence spatiale et temporelle faibles. Ce type de lasers est particulièrement intéressant en lithographie : leur forte puissance de sortie réduit le temps d'exposition donc améliore le débit de production et la faible cohérence empêche le phénomène de *speckle*<sup>2</sup>. En ce qui concerne la cohérence temporelle, les lasers industriels sont accompagnés d'extensions rétrécissant leur largeur de bande spectrale, ce qui augmente la longueur de cohérence temporelle. Elle est typiquement de l'ordre de 3 mm. Cependant, les lasers de laboratoires moins coûteux ont des longueurs de cohérence spatiale et temporelle faibles, de l'ordre de 500 et 300  $\mu\text{m}$  respectivement pour les plus faibles.

Une variation de longueur d'onde entre  $[\lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2}, \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2}]$  et de divergence entre  $[\theta_0 - \frac{\Delta\theta}{2}, \theta_0 + \frac{\Delta\theta}{2}]$  des faisceaux interférants ( $\Delta\lambda$  et  $\Delta\theta$  sont les paramètres de cohérence de la source) jouent sur la différence de phase donnée par  $\phi = \frac{4\pi}{\lambda}.n.x\sin\theta$ . Chaque contribution en  $\lambda$  et  $\theta$  s'additionne

<sup>2</sup>Quand un objet est illuminé par un front d'onde spatialement cohérent, la diffusion des surfaces va produire des interférences constructives et destructives sur le même plan, créant ainsi un motif aléatoire appelé *speckle*.

et participe au brouillage des franges. En effet, évaluons l'effet de toutes ces contributions sur la répartition d'intensité des franges d'interférence dans le cas d'une distribution uniforme de  $\lambda$  et  $\theta$  entre  $[\lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2}, \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2}]$  et d'un montage interférométrique à deux ondes. La variation totale de cette phase,  $\Delta\phi$ , est donnée en différenciant  $\phi$  par :

$$\begin{aligned}\Delta\phi &= \left| \frac{\partial\phi}{\partial\theta} \right| \cdot \Delta\theta + \left| \frac{\partial\phi}{\partial\lambda} \right| \cdot \Delta\lambda \\ &= 4\pi n x \left[ \frac{\cos\theta}{\lambda_0} \cdot \Delta\theta + \frac{\sin\theta}{\lambda_0^2} \cdot \Delta\lambda \right]\end{aligned}\quad (3.13)$$

En prenant comme critère de contraste, arbitraire mais communément utilisé, la condition  $\Delta\phi < \frac{\pi}{2}$ , nous pouvons en déduire une distance  $L$  au-delà de laquelle les franges sont brouillées par perte de contraste :

$$L = \frac{1}{8n \left[ \frac{\cos\theta}{L_s} + \frac{\sin\theta}{L_t} \right]}\quad (3.14)$$

La taille du champ exploitable déterminée par le nombre de franges contrastées du champ d'exposition<sup>3</sup> est dépendante des paramètres de cohérence de la source ; il faut donc avoir une source la plus cohérente possible, à la fois temporellement et spatialement, pour avoir un champ de taille exploitable. La figure 3.4 représente la répartition d'intensité normalisée des franges de période 300 nm ( $\theta = 18^\circ$ ) créées par un interféromètre à deux ondes en fonction de la position dans le champ d'interférences pour différentes valeurs de cohérences spatiale et temporelle. L'intensité totale a été calculée en sommant les contributions de toutes les longueurs d'onde pour  $\lambda \in [\lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2}, \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2}]$  et de tous les angles d'incidence pour  $\theta \in [\theta_0 - \frac{\Delta\theta}{2}, \theta_0 + \frac{\Delta\theta}{2}]$ . Les termes croisés de cohérence mutuelle entre les faisceaux ont été négligés.

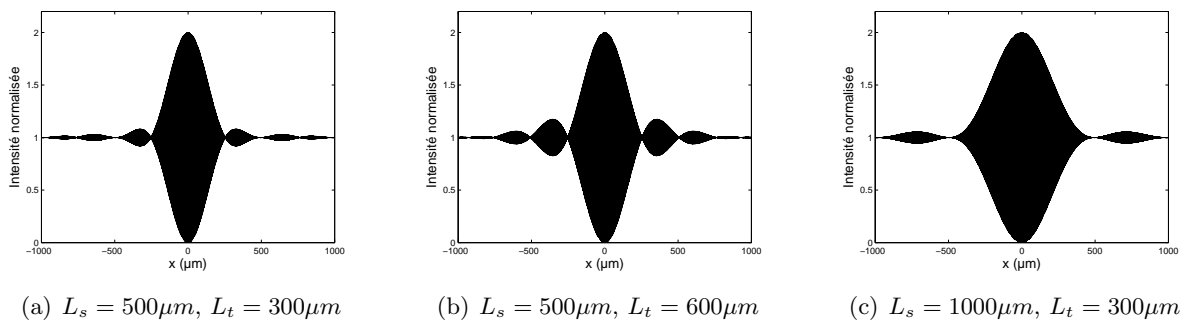


FIG. 3.4 – Intensité normalisée du système de franges de période 300 nm en fonction de la position dans le champ d'interférence pour différents paramètres de cohérence.

Les sinusoïdes sont modulées par une enveloppe en *sinc* et  $-sinc$ . Ainsi, les intensités maximum et minimum sont données par  $1 + sinc(\alpha x)$  et  $1 - sinc(\alpha x)$  respectivement où  $\alpha$  est une constante qui dépend des valeurs de cohérence spatiale et temporelle et de la période des franges.

La variation du contraste en fonction de la position dans le champ est donc donnée par :

<sup>3</sup>Le champ d'exposition est, comme dans le cas de la lithographie optique par projection, la zone exposée en une fois par l'interféromètre. Sa taille est au minimum fixée par les dimensions du faisceau laser ou par un diaphragme placé dans le chemin du faisceau.

$$C = \text{sinc}(\alpha x) \quad (3.15)$$

Nous verrons par la suite que le contraste est donné par la partie réelle de la transformée de Fourier de la densité de probabilité de la perturbation jouant sur ce contraste, ici la cohérence. Avec une distribution uniforme, nous retrouvons bien une variation en sinus cardinal du contraste.

Avec une source ayant des longueurs de cohérence spatiale et temporelle de l'ordre de 500 et 300  $\mu\text{m}$ , nous remarquons que le contraste s'annule pour  $x = 250\mu\text{m}$ . Nous en déduisons une largeur de champ (le long de la direction perpendiculaire aux lignes) de  $2L \approx 500\mu\text{m}$ . Ainsi, ce type de source utilisé avec un montage interférométrique à deux ondes donne accès à des champs de taille trop petite, en particulier pour des caractérisations ultérieures ou si le réseau de lignes est réalisé pour des applications particulières (réseaux de diffraction, cristaux photoniques, réseaux de Bragg...). Il est donc nécessaire d'augmenter la cohérence et en particulier la cohérence spatiale afin d'obtenir des tailles de champ exploitables.

Dans cet exemple, la longueur du chemin optique des deux bras du montage interférométrique est supposée être la même. Dans le cas contraire, avec un montage non symétrique ou désaligné, il faut ajouter à  $\Delta\phi$  un déphasage constant,  $\Delta\phi_0$ , correspondant à la différence de chemin optique entre les deux bras. Il faut donc s'assurer que la différence de chemin optique soit faible devant les longueurs de cohérence de la source. Cela impose des critères d'alignement du montage précis et souvent difficiles à réaliser en pratique.

#### B.4 Expression du contraste dans le cas d'une perturbation quelconque $\delta$

Généralisons l'étude précédente faite sur l'influence de la cohérence sur le contraste dans le cas d'une distribution uniforme. La différence de phase étant dépendante de  $\lambda$ ,  $\theta$  et  $x$ , nous pouvons l'exprimer par :

$$\phi = \frac{4\pi}{\lambda} . nx \sin\theta + \phi_0(\delta) \quad (3.16)$$

Où  $\phi_0$  est un déphasage créé par la perturbation  $\delta$  qui peut être une variation en longueur d'onde, en angle ou en  $x$ .

Nous nous plaçons dans le cas général où  $\Phi_0$  est décrit par une densité de probabilité quelconque  $P(\Phi_0)$ . La répartition d'intensité normalisée des franges est donc donnée par :

$$I = \int_{-\infty}^{+\infty} P(\Phi_0) \left[ 1 + \cos\left(\frac{4\pi}{\lambda} . nx \sin\theta + \phi_0(\delta)\right) \right] d\phi_0 \quad (3.17)$$

La fonction cos étant paire, l'expression 3.17 peut se simplifier en :

$$\begin{aligned} I &= \int_{-\infty}^{+\infty} P(\Phi_0) \left[ 1 + \cos(\phi_0(\delta)) \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} . nx \sin\theta\right) \right] d\phi_0 \\ &= 1 + \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} P(\Phi_0) \cos(\phi_0(\delta)) d\phi_0 \right] \cdot \sin\left(\frac{4\pi}{\lambda} . nx \sin\theta\right) \end{aligned} \quad (3.18)$$

ce qui donne pour l'expression du contraste :

$$\begin{aligned}
C &= \int_{-\infty}^{+\infty} P(\Phi_0) \cos(\phi_0(\delta)) d\phi_0 \\
&= \sqrt{2\pi} \cdot \text{Re} [TF \{P(\Phi_0(\delta))\} (\nu = 1)]
\end{aligned} \tag{3.19}$$

Où  $\text{Re} [TF \{P(\Phi_0(\delta))\} (\nu = 1)]$  est la partie réelle de la transformée de Fourier de la densité de probabilité de  $\Phi_0$  pour la perturbation  $\delta$  évaluée en la valeur  $\nu=1$ .

L'expression du contraste calculée ici confirme les résultats montrés dans le paragraphe précédent. Dans le cas d'une distribution uniforme en  $\lambda$  (ou  $\theta$ ), la densité de probabilité de  $\Phi_0$  est également uniforme entre  $[\frac{4\pi}{\lambda_0 - \Delta\lambda/2} \cdot nx \sin\theta, \frac{4\pi}{\lambda_0 + \Delta\lambda/2} \cdot nx \sin\theta]$ . La transformée de Fourier d'une fonction porte étant un sinus cardinal de période inverse à la largeur de la porte, nous obtenons bien un contraste variant en sinus cardinal en fonction de  $x$ . La période du sinus cardinal détermine la taille du champ de lignes contrastées et elle augmente quand  $\Delta\lambda$  ou  $\Delta\theta$  diminuent, c'est-à-dire pour des longueurs de cohérence spatiale ou temporelle plus grandes. De plus, cela confirme les résultats démontrés dans les références [93] et [95] sur la variations du pointé du laser et la variation de  $x$  due aux vibrations.

## C La lithographie interférométrique à immersion : état de l'art

L'utilisation de l'interférométrie dans le cadre de la photolithographie permet de modéliser de façon relativement simple et peu coûteuse une nouvelle technique de lithographie et d'étudier ses performances par anticipation. En ce qui concerne la lithographie à immersion, il a été montré que la lithographie interférométrique était une technique fiable pour valider les résines et autres matériaux développés pour l'immersion ([96], [97]), les fluides à haut indice [98], l'amélioration de la résolution [99] et l'impression de défauts spécifiques à l'immersion tels que les bulles [100]. Comme mentionné précédemment, il faut porter une attention particulière au problème de cohérence dans le cadre de l'interférométrie à 193 nm. Différents montages ont été étudiés, permettant d'associer la lithographie interférométrique à l'immersion. Comme dans le cas d'un scanner de lithographie à immersion, la lithographie interférométrique à immersion permet d'imager des franges avec une période diminuée par rapport à l'interférométrie sèche. En effet, l'augmentation de l'indice du milieu d'imagerie permet, d'après la relation 3.2, d'augmenter l'ouverture numérique et de diminuer la période. C'est pourquoi les techniques de lithographie interférométrique à immersion atteignent des ouvertures numériques supérieures à 1.

Le montage interférométrique le plus classique consiste à séparer un faisceau avec une séparatrice et recombiner les deux faisceaux ainsi formés avec deux miroirs. Dans le cas de l'immersion, on utilise un prisme pour coupler la lumière dans le fluide d'immersion. Ce montage dit « à prisme » est schématisé sur la figure 3.5. Ce type de montage présente l'avantage d'être simple à mettre en place (peu de composants optiques, facilité de réglage) mais comme nous l'avons vu précédemment, il est très sensible à la cohérence du laser utilisé ce qui peut réduire de manière excessive la taille du champ d'exposition. Différents groupes ont choisi de travailler avec ce type de montage. Ils ont donc cherché à adapter la source pour assurer une longueur de cohérence temporelle suffisante : les chercheurs d'IBM ont utilisé un laser continu  $Ar^+$  doublé en fréquence à 257 nm [101], les chercheurs de l'université du Rochester Institute of Technology (R.I.T.) ont utilisé un laser ArF excimère commercial<sup>4</sup> modifié par un résonateur instable et une optique rétrécissant la bande spectrale jusqu'à 6 pm pour améliorer les paramètres de cohérence temporelle de la source ( $L_t = 6,2$  mm) [102]. Finalement, les chercheurs de Nikon ont utilisé un laser solide très cohérent à 193,37 nm avec une

<sup>4</sup>laser Braggmaster EX10BM, GAM Inc.

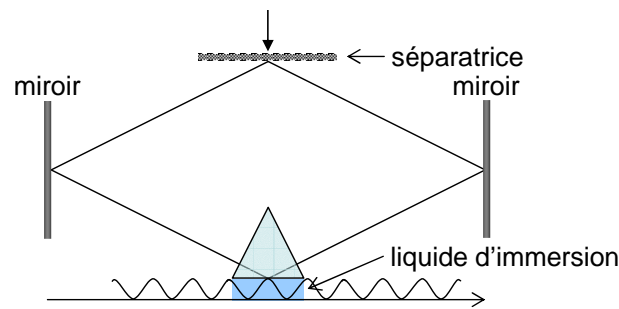


FIG. 3.5 – Montage interférométrique à immersion à prisme.

largeur de bande spectrale inférieure à 2 pm [103].

Les chercheurs de l'université de New Mexico (U.N.M) ont choisi un montage du type « miroir à cube de Fresnel » (figure 3.6) dans lequel le choix de la période des franges se fait par rotation du miroir par rapport à la plaquette où est déposée la résine photosensible. Il fonctionne avec un laser Nd :YAG au cinquième harmonique pulsé à 213 nm permettant d'avoir une longueur de cohérence temporelle de 0,6 m [104]. En effet, le montage impose une grande différence de chemin optique entre les faisceaux interférant, il est donc nécessaire de travailler avec un laser très cohérent temporellement. L'interféromètre est immergé dans une cellule d'eau pour l'immersion.

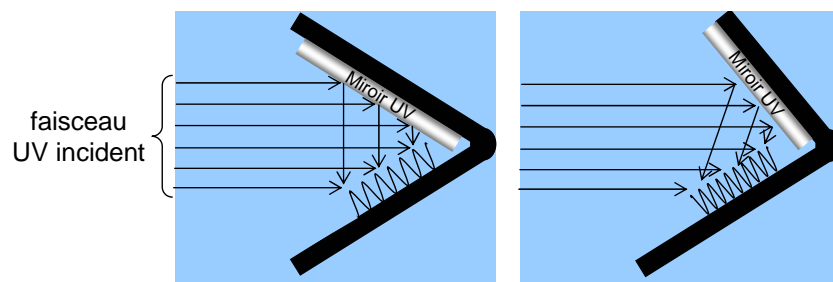


FIG. 3.6 – Montage interférométrique de type miroir à cube de Fresnel immergé dans une cellule d'eau.

De même que pour le type de montage précédent, celui-ci est relativement simple à mettre en place mais présente l'inconvénient qu'il nécessite l'utilisation de lasers très coûteux car performants en terme de cohérence.

Le dernier type de montage étudié a été conçu par le Rochester Institute of Technology et est dit « à prisme de Talbot » [102]. Il est schématisé sur la figure 3.7. Le principe est le même qu'un montage à miroirs, la différence étant qu'il est plus compact et assure la symétrie de ses deux bras ce qui empêche une différence de phase supérieure aux paramètres de cohérence de la source. Il peut donc être utilisé avec un laser excimère mais la cohérence de ce dernier doit être suffisante pour assurer un champ de taille exploitable. Ce montage a été utilisé pour diverses applications telles que l'impression de motifs de très bonne résolution avec de l'immersion à l'eau [105], avec des fluides à haut indice [106] ou par immersion solide [107]. Ce montage présente l'avantage d'être compact et figé. Il est donc insensible aux désalignements et la différence de chemin optique entre ses deux bras est contrôlée. Cependant, il reste sensible à la cohérence et le champ peut être significativement rétréci du fait de la faible cohérence de la source comme cela a été montré dans la référence [108].

Les différents montages de lithographie interférométrique à immersion de la littérature ainsi que

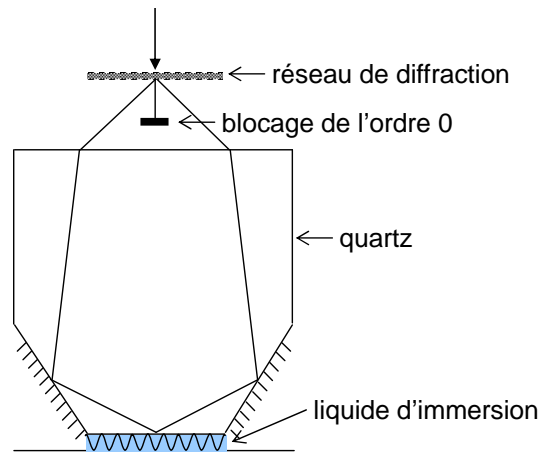


FIG. 3.7 – Montage interférométrique à immersion de type Talbot.

leurs performances sont résumés dans le tableau 3.1.

	Année	Type de montage	Laser	$NA_{max}$	$P_{min}$
IBM	1999	miroirs	Ar+ doublé à 257 nm	0,9	100 nm
Nikon	2003	miroirs	solide à 193,37 nm	0,9	100 nm
U. N. M.	2003	cube de Fresnel	Nd :YAG à 213 nm	0,87	110 nm
R.I.T.	2003	miroirs	ArF excimère à 193 nm	1,25	76 nm
R.I.T.	2004	prisme de Talbot	ArF excimère à 193 nm	1,35	72 nm

TAB. 3.1 – Caractéristiques et performances de différents montages de lithographie interférométrique à immersion à l'eau.

Finalement, nous pouvons retenir de cette étude que, pour la conception d'un montage de lithographie interférométrique à immersion à 193 nm, il faut tenir compte de critères particuliers tels que la facilité de fabrication et de mise en place et la sensibilité à la cohérence. D'autre part, il faut garder à l'esprit que ce montage doit pouvoir être utilisé avec des fluides d'indice supérieur à celui de l'eau afin de poursuivre l'amélioration de la résolution et de tester ces fluides avant leur introduction dans l'industrie. De ce fait, il faut également que la partie du montage en contact avec l'eau puisse être remplacée facilement en cas de contamination par le fluide. Dans cette perspective, nous avons conçu un montage basé sur des éléments optiques courants et disponibles dans le commerce : des réseaux de diffraction. Il est facile à mettre en place car constitué de deux réseaux pouvant être remplacé en cas de contamination par un fluide. Finalement, il présente le grand avantage de pouvoir être utilisé avec une source laser relativement incohérente telle qu'un laser excimère à 193 nm de laboratoire.

## II Conception du montage interférométrique achromatique

### A La lithographie interférométrique achromatique

Pour générer des interférences malgré la faible cohérence des lasers ArF excimères à 193 nm, nous avons choisi d'utiliser un montage dit « achromatique », c'est-à-dire insensible aux faibles cohérences spatiale et temporelle de la source. La lithographie interférométrique achromatique dans l'ultraviolet

provient d'une idée émise par des chercheurs du MIT<sup>5</sup> dans les années 80 [109]. Le montage achromatique est constitué de deux réseaux de même période, l'un diffractant et l'autre recombinaut, et permet dans sa version originale l'impression de lignes denses de période allant jusqu'à 100 nm [110]. Son caractère achromatique en fait un montage adapté à l'impression de lignes denses sur de larges surfaces pouvant aller jusqu'à  $\approx 10 \text{ cm}^2$  [111]. Nous verrons dans la partie expérimentale que cela a été confirmé par l'obtention de grands champs très homogènes. L'idée d'interféromètres à réseaux a d'abord été proposée par Weinber et Wood [112] en 1959 puis une étude détaillée sur l'interférométrie en lumière partiellement cohérente a été publiée en 1973 par Leith et Chang [113].

## B Double diffraction

Le montage interférométrique réalisé dans le cadre de cette thèse a été adapté de la configuration « en sec » étudiée au MIT. Il est constitué de deux réseaux de phase montés dans un support métallique et d'une table en translation supportant la plaquette de silicium. Le liquide d'immersion est placé entre le dernier réseau et la plaquette. Le faisceau laser incident sur l'interféromètre est diffracté en ordres -1 et +1 par le premier réseau. L'ordre 0 est bloqué à la sortie du réseau par un matériau opaque. Les ordres de diffraction -1 et +1 arrivent alors sur le deuxième réseau qui les recombine au niveau de la plaquette par diffraction à l'ordre 2. La figure 3.8 schématise la formation de franges d'interférence par double diffraction dans l'interféromètre achromatique à immersion. La partie diffractante du réseau est orientée vers le haut afin d'assurer une meilleure efficacité de diffraction même en présence de fluides haut indice (nous détaillerons les calculs d'efficacité de diffraction par la suite).

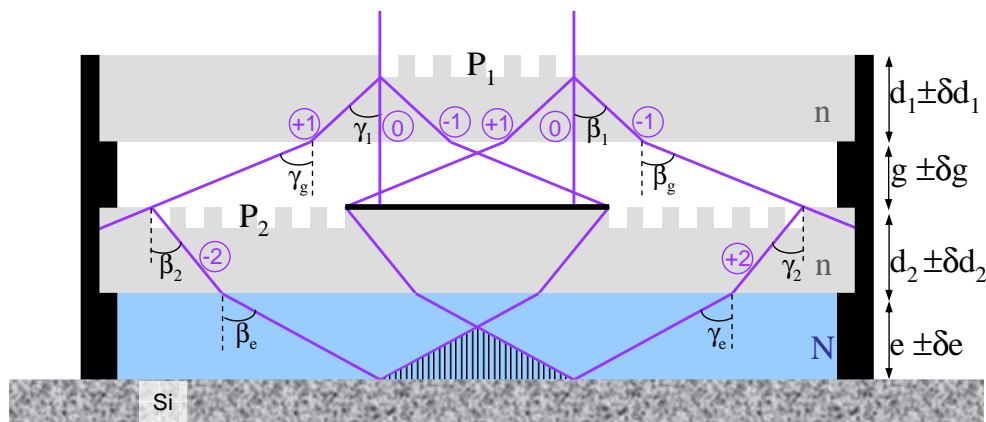


FIG. 3.8 – Montage interférométrique achromatique à immersion.

Dans cette partie, nous allons analyser le phénomène de double diffraction afin d'évaluer l'ouverture numérique du système ainsi que les périodes des motifs imprimables. La diffraction au premier ordre par le premier réseau et au deuxième ordre par le deuxième réseau permet d'exprimer les angles de diffraction représentés sur la figure 3.8. Ils sont donnés par les relations 3.20 et 3.21 obtenues par la formule des réseaux :

$$\sin \beta_g = \frac{\lambda_0}{P_1} \quad (3.20)$$

<sup>5</sup>Massachusetts Institute of Technology



$$\begin{aligned} n \cdot \sin \beta_e &= \frac{2\lambda_0}{P_2} - \sin \beta_g \\ &= \frac{2\lambda_0}{P_2} - \frac{\lambda_0}{P_1} \end{aligned} \quad (3.21)$$

Où  $\lambda_0$  est la longueur d'onde d'illumination dans l'air (193 nm),  $\beta_g$  est l'angle de diffraction des ordres -1 et +1 à la sortie du premier réseau dans l'air et  $\beta_e$  est l'angle de diffraction des ordres -2 et +2 à la sortie du deuxième réseau dans l'eau (le deuxième réseau est « attaqué » par les ordres 1 avec un angle d'incidence  $\beta_g$ ).

Nous pouvons alors définir une période de réseau équivalente,  $Q$ , donnée par la relation 3.22 :

$$\frac{1}{Q} = \frac{2}{P_2} - \frac{1}{P_1} \quad (3.22)$$

Ainsi,

$$\sin \beta_e = \frac{\lambda_0}{Q} \quad (3.23)$$

$Q$  tient compte de la diffraction à l'ordre 1 par le réseau  $P_1$  et de la diffraction à l'ordre 2 par le réseau  $P_2$  et peut être vu comme la période équivalente de l'ensemble du système diffractant  $P_1/P_2$ . D'après l'équation 3.2, nous en déduisons que la période des motifs imprimés,  $\Lambda$ , est donnée par :

$$\Lambda = \frac{Q}{2} \quad (3.24)$$

Finalement l'ouverture numérique effective du système est donnée par :

$$NA = \frac{\lambda_0}{Q} \quad (3.25)$$

D'après la relation 3.24 donnant l'expression de la période des motifs imprimés, nous pouvons voir que, au premier ordre, dans un tel système la différence de phase entre les faisceaux interférant ne dépendra pas de la longueur d'onde d'illumination, contrairement à ce qui se passe pour un montage classique à deux ondes comme le montre la relation 3.2. Cela explique le caractère achromatique du système. La divergence du faisceau à la sortie du premier réseau introduite par la diffraction d'un faisceau incohérent temporellement, c'est-à-dire avec une grande largeur de bande spectrale, est corrigée au niveau de la plaquette par la diffraction du deuxième réseau (figure 3.9 (a)). Ainsi, il n'y a pas de déphasage introduit par la cohérence temporelle de la source et l'image finale est complètement indépendante de la longueur d'onde. De plus, dans le « plan image » (i.e. là où les rayons issus d'un même point du réseau se croisent), le système est indépendant de la cohérence spatiale de la source car les faisceaux qui interfèrent proviennent de la séparation du même faisceau et sont donc mutuellement cohérents (figure 3.9 (b)). Mais plus on s'éloigne de ce plan, plus on est sensible à la cohérence spatiale. Ce phénomène de profondeur de champ est développé au paragraphe C.

## C Analyse de l'achromaticité

A partir de l'analyse faite sur la formation de franges dans la configuration sèche [110], nous pouvons évaluer l'influence des différents paramètres du système sur le degré d'achromaticité [114].

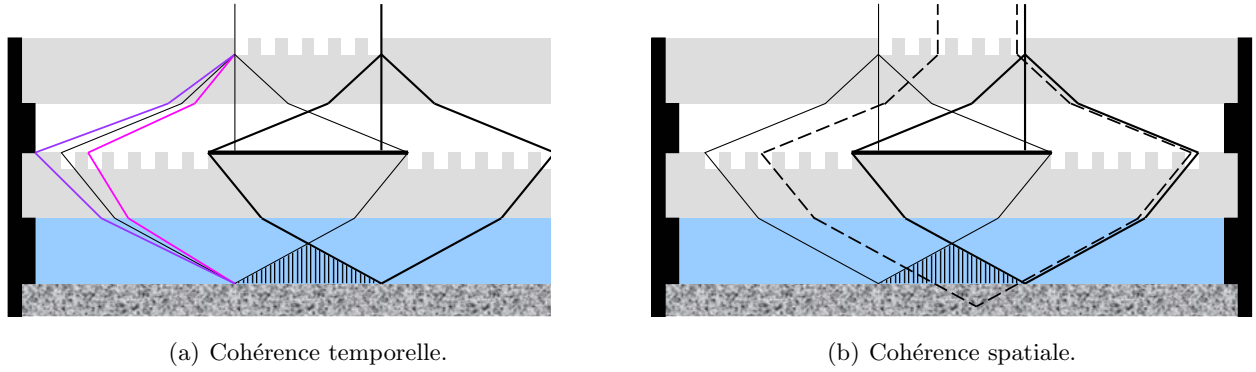


FIG. 3.9 – Achromaticité de l'interféromètre à immersion à double réseau.

En considérant maintenant le caractère ondulatoire de la lumière, calculons les champs électriques  $E_1$  et  $E_2$  suivant respectivement les chemins optiques de droite et de gauche de l'interféromètre sur la figure 3.8 et traversant successivement la silice, l'air, la silice et le fluide :

$$E_1 = A_1 e^{i\frac{2\pi}{P_1}x} \cdot e^{i\frac{2\pi n}{\lambda_0}d_1 \cos\gamma_1} \cdot e^{i\frac{2\pi}{\lambda_0}g \cos\gamma_g} \cdot B_{-2} e^{-i\frac{4\pi}{P_2}x} \cdot e^{i\frac{2\pi n}{\lambda_0}d_2 \cos\beta_2} \cdot e^{i\frac{2\pi N}{\lambda_0}e \cos\beta_e} \quad (3.26)$$

et

$$E_2 = A_{-1} e^{-i\frac{2\pi}{P_1}x} \cdot e^{i\frac{2\pi n}{\lambda_0}d_1 \cos\beta_1} \cdot e^{i\frac{2\pi}{\lambda_0}g \cos\beta_g} \cdot B_2 e^{i\frac{4\pi}{P_2}x} \cdot e^{i\frac{2\pi n}{\lambda_0}d_2 \cos\gamma_2} \cdot e^{i\frac{2\pi N}{\lambda_0}e \cos\gamma_e} \quad (3.27)$$

où  $A_1$ ,  $A_{-1}$  sont les transmittances des ordres +1 et -1 respectivement à travers le premier réseau,  $B_2$ ,  $B_{-2}$  sont les transmittances des ordres +2 et -2 respectivement à travers le deuxième réseau et  $d_1$ ,  $g$ ,  $d_2$ ,  $e$  sont les épaisseurs des différentes couches traversées.  $n$  et  $N$  sont les indices de la silice et du fluide respectivement.  $\gamma_1$ ,  $\beta_1$ ,  $\gamma_g$  et  $\beta_g$  sont les angles de diffraction que font les ordres +1 et -1 dans le premier substrat de silice et dans l'air respectivement et  $\gamma_2$ ,  $\beta_2$ ,  $\gamma_e$  et  $\beta_e$  sont les angles de diffraction que font les ordres +2 et -2 dans le deuxième substrat de silice et dans le fluide respectivement. Tous ces paramètres sont explicités sur la figure 3.8.

Nous nous intéressons à l'intensité lumineuse puisque la résine est sensible à l'intensité et non au champ électrique. L'intensité lumineuse au niveau de la résine est donnée par :

$$I = (E_1 + E_2)(E_1 + E_2)^* = (A_1 B_{-2})^2 + (A_{-1} B_2)^2 + A_1 B_{-2} A_{-1} B_2 \cos(\phi_1 - \phi_2) \quad (3.28)$$

où \* exprime le complexe conjugué et  $\phi_1$ ,  $\phi_2$  les phases de  $E_1$  et  $E_2$  respectivement.

L'intensité lumineuse est proportionnelle à  $\cos(\phi_1 - \phi_2)$ . Il est donc intéressant de regarder plus en détail la différence de phase  $\Delta\Phi = \phi_1 - \phi_2$  entre  $E_1$  et  $E_2$ .

Elle est donnée par :

$$\begin{aligned}
\Delta\Phi = & \frac{4\pi x}{Q} \\
& - \frac{2\pi n}{\lambda_0} d_1 (\cos\gamma_1 - \cos\beta_1) \\
& - \frac{2\pi}{\lambda_0} g (\cos\gamma_g - \cos\beta_g) \\
& + \frac{2\pi n}{\lambda_0} d_2 (\cos\gamma_2 - \cos\beta_2) \\
& + \frac{2\pi N}{\lambda_0} e (\cos\gamma_e - \cos\beta_e)
\end{aligned} \tag{3.29}$$

Les angles de diffraction des ordres dans leur milieu de propagation peuvent être exprimés en fonction de l'indice du milieu, de la période des réseaux, de l'angle d'incidence  $\theta_0$  sur le système, de la longueur d'onde et de  $Q$ . Pour  $\gamma_1$ , cela donne :

$$\sin\gamma_1 = \frac{1}{n} \left( \frac{\lambda_0}{P_1} - \sin\theta_0 \right) \tag{3.30}$$

Nous pouvons exprimer de la même façon les autres angles  $\beta_1$ ,  $\gamma_g$ ,  $\beta_g$ ,  $\gamma_2$ ,  $\beta_2$ ,  $\gamma_e$  et  $\beta_e$ . Comme le faisceau incident tend à être normal au premier réseau,  $\theta_0$  est très petit et  $\sin\theta_0 = \theta_0$ . Finalement,  $\Delta\Phi$  est donné par la relation 3.31 :

$$\begin{aligned}
\Delta\Phi = & \frac{4\pi x}{Q} \\
& - \frac{2\pi}{\lambda_0} d_1 \left[ \sqrt{n^2 - \left(\theta_0 - \frac{\lambda_0}{P_1}\right)^2} - \sqrt{n^2 - \left(\theta_0 + \frac{\lambda_0}{P_1}\right)^2} \right] \\
& - \frac{2\pi}{\lambda_0} g \left[ \sqrt{1 - \left(\theta_0 - \frac{\lambda_0}{P_1}\right)^2} - \sqrt{1 - \left(\theta_0 + \frac{\lambda_0}{P_1}\right)^2} \right] \\
& + \frac{2\pi}{\lambda_0} d_2 \left[ \sqrt{n^2 - \left(\theta_0 - \frac{\lambda_0}{Q}\right)^2} - \sqrt{n^2 - \left(\theta_0 + \frac{\lambda_0}{Q}\right)^2} \right] \\
& + \frac{2\pi}{\lambda_0} e \left[ \sqrt{N^2 - \left(\theta_0 - \frac{\lambda_0}{Q}\right)^2} - \sqrt{N^2 - \left(\theta_0 + \frac{\lambda_0}{Q}\right)^2} \right]
\end{aligned} \tag{3.31}$$

Au premier ordre, en négligeant l'influence de l'angle d'incidence  $\theta_0$ , nous retrouvons  $\Delta\Phi = \frac{4\pi x}{Q}$ . Ainsi la période des motifs imprimés dans la résine est égale à la moitié de la période équivalente  $Q$ . Du fait des termes additionnels qui dépendent des épaisseurs des substrats, des indices et de  $\lambda$  et  $\theta$ , la différence de phase entre les deux bras de l'interféromètre varie avec  $\lambda$  et  $\theta$ . Pour être réellement achromatique, il est nécessaire de rendre  $\Delta\Phi$  indépendant de  $\lambda$  et  $\theta$ . Calculons d'abord  $d\Delta\Phi$  dans le cas  $\theta \ll \frac{\lambda}{P_i}$  :

$$\begin{aligned}
 d\Delta\Phi &= \frac{\partial\Delta\Phi}{\partial\theta} \cdot d\theta + \frac{\partial\Delta\Phi}{\partial\lambda} \cdot d\lambda \\
 &= -2\pi(d_1 \pm \delta d_1) \left[ \frac{2\theta_0}{\lambda\sqrt{n^2P_1^2 - \lambda^2}} d\lambda + \frac{2}{\sqrt{n^2P_1^2 - \lambda^2}} d\theta \right] \\
 &\quad - 2\pi(g \pm \delta g) \left[ \frac{2\theta_0}{\lambda\sqrt{P_1^2 - \lambda^2}} d\lambda + \frac{2}{\sqrt{P_1^2 - \lambda^2}} d\theta \right] \\
 &\quad + 2\pi(d_2 \pm \delta d_2) \left[ \frac{2\theta_0}{\lambda\sqrt{n^2Q^2 - \lambda^2}} d\lambda + \frac{2}{\sqrt{n^2Q^2 - \lambda^2}} d\theta \right] \\
 &\quad + 2\pi(e \pm \delta e) \left[ \frac{2\theta_0}{\lambda\sqrt{N^2Q^2 - \lambda^2}} d\lambda + \frac{2}{\sqrt{N^2Q^2 - \lambda^2}} d\theta \right]
 \end{aligned} \tag{3.32}$$

Nous notons  $\alpha_i$  les angles définis par la relation 3.33 où  $i$  est le numéro de la couche traversée.  $\alpha_i$  est en fait l'angle du faisceau traversant la couche  $i$  pour  $\theta_0 = 0$ .

$$\sin\alpha_i = \frac{\lambda}{n_i P_i} \tag{3.33}$$

La variation totale de  $\Delta\Phi$  quand  $\lambda$  et  $\theta$  varient entre  $[\lambda_0 - \frac{\Delta\lambda}{2}, \lambda_0 + \frac{\Delta\lambda}{2}]$  et  $[\theta_0 - \frac{\Delta\theta}{2}, \theta_0 + \frac{\Delta\theta}{2}]$  respectivement, notée  $D\Delta\Phi$ , est donnée après simplification par la relation 3.34 :

$$D\Delta\Phi = 2\pi \sum_i (-1)^j \left[ d_i \tan\alpha_i \cdot \left( \frac{2\theta_0}{L_t} + \frac{2}{L_s} \right) \right] \tag{3.34}$$

Où  $j$  est l'ordre de diffraction ( $j = 1$  dans le cas de la diffraction à l'ordre 1 dans la première moitié du montage et  $j = 2$  dans le cas de la diffraction à l'ordre 2 dans la deuxième moitié du montage),  $\theta_0$  est l'angle d'incidence sur le système et  $L_t (= \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda})$  et  $L_s (= \frac{\lambda}{\Delta\theta})$  sont les longueurs de cohérence temporelle et spatiale de la source respectivement.

$D\Delta\Phi$  doit rester faible pour ne pas dégrader le contraste des franges. Nous prenons comme condition de contraste :

$$D\Delta\Phi \leq \frac{\pi}{2} \tag{3.35}$$

En effet, comme au paragraphe B.3.2, le contraste varie en  $\text{sinc}(D\Delta\Phi)$ . La condition 3.35 correspond à un contraste supérieur à 70 %. Nous faisons ici l'hypothèse qu'un contraste supérieur à 70 % permet d'assurer des franges de bonne qualité. Il est possible de jouer sur les paramètres géométriques du système,  $\alpha_i$ , déterminés par  $P_1$  et  $P_2$ , et  $d_i$ , pour minimiser  $D\Delta\Phi$ . Dans la configuration « sèche », nous choisissons  $P_1 = P_2$ ,  $d_1 = d_2$  et  $g = e$  ce qui symétrise le système et donne  $\sum_i (-1)^j d_i \tan\alpha_i \left( \frac{2\theta_0}{L_t} + \frac{2}{L_s} \right) = 0$ .

Dans le cas général, c'est-à-dire pour un milieu de sortie d'indice  $N$ , nous pouvons choisir des valeurs de  $P_1$ ,  $P_2$ ,  $d_1$ ,  $d_2$ ,  $g$  et  $e$  qui annulent  $\sum_i (-1)^j d_i \tan\alpha_i \left( \frac{2\theta_0}{L_t} + \frac{2}{L_s} \right)$ . En effet, l'annulation de cette expression permet une plus grande achromaticité du système puisque cela annule  $D\Delta\Phi$  et rend  $\Delta\Phi$  indépendant de  $\theta$  et  $\lambda$ . Cela correspond d'un point de vue géométrique à l'intersection des faisceaux d'interférence comme illustré sur la figure 3.10.

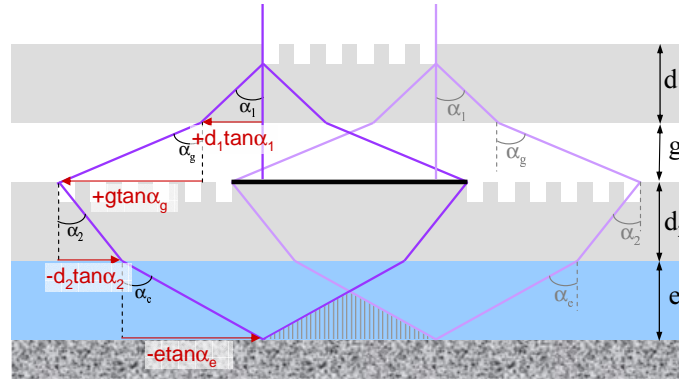


FIG. 3.10 – Conditions géométriques sur le système qui confèrent l'achromaticité dans le cas  $\theta \ll \frac{\lambda}{P_i}$ .

Il existe des conditions pratiques sur ces paramètres dont il faut tenir compte pour fixer leurs valeurs :

- $d_1$  et  $d_2$  sont les épaisseurs des réseaux de diffraction et sont donc fixés par le choix des substrats
- $g$  est la hauteur de l'espace entre les deux réseaux et est choisie en fonction du support mécanique de l'ensemble des deux réseaux
- $P_1$  et  $P_2$  sont limités par le choix du procédé de fabrication des réseaux et peuvent difficilement descendre en dessous de 200 nm quelque soit ce procédé (voir chapitre 4 I). De plus,  $Q$  étant fixé par l'ouverture numérique visée (relation 3.25),  $P_2$  dépend directement de  $P_1$  par la relation :

$$P_2 = \frac{2}{\frac{1}{P_1} + \frac{1}{Q}} \quad (3.36)$$

En résumé,  $Q$ ,  $d_1$ ,  $d_2$  et  $g$  étant fixés par les conditions géométriques précédentes, il suffit d'ajuster le paramètre  $e$  qui est la distance entre la plaquette et le dernier réseau pour assurer une parfaite achromaticité du système. Cela se fait lors de l'étape de mise au point qui consiste à aligner le système pour que les ordres 2 d'interférence se superposent.

Il faut également tenir compte des incertitudes sur les différentes épaisseurs pour remplir la condition 3.34. Nous définissons  $\delta d_1$ ,  $\delta d_2$ ,  $\delta g$  et  $\delta e$  les termes d'incertitude des épaisseurs  $d_1$ ,  $d_2$ ,  $g$  et  $e$  respectivement dépendant du polissage, du parallélisme des substrats ainsi que de l'alignement en parallélisme.  $\delta d_1$ ,  $\delta d_2$  et  $\delta g$  sont fixés par le polissage des substrats et par leur parallélisme, l'inconnue restante est  $\delta e$ . Les incertitudes entrent dans l'évaluation de  $D\Delta\Phi$  et la condition 3.35 devient :

$$\sum_i (-1)^j \delta d_i \tan \alpha_i \leq \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{\frac{2\theta_0}{L_t} + \frac{2}{L_s}} \quad (3.37)$$

Cela donne un intervalle  $[0, \delta e_{max}]$  dans lequel  $\delta e$  doit être inclus pour assurer un bon contraste de franges. Cet intervalle devient donc le critère nous permettant de déterminer la profondeur de champ ou DOF<sup>6</sup> de ce système d'imagerie. Nous définissons la DOF comme le domaine autour de la position de la plaquette dans lequel les motifs restent dans les spécifications définies en terme de contraste, c'est-à-dire 70 % de contraste. Ainsi la DOF est ici donnée par  $2\delta e_{max}$ , soit :

<sup>6</sup>Depth-Of-Focus

$$DOF = \frac{1}{\tan\alpha_e} \cdot \left( \frac{1}{4} \cdot \frac{1}{\frac{\theta_0}{L_t} + \frac{1}{L_s}} - \delta d_1 \tan\alpha_1 - \delta g \tan\alpha_g + \delta d_2 \tan\alpha_2 \right) \quad (3.38)$$

Comme  $DOF \propto (L_s, L_t), \propto \tan\alpha_e, \propto (\delta d_1, \delta d_2, \delta g, \delta e)$ , il est intéressant de travailler avec une source relativement cohérente, avec des substrats polis et alignés et de minimiser  $\tan\alpha_e$ . Ce dernier terme peut être diminué avec l'utilisation d'un milieu de sortie d'indice supérieur à celui de l'air comme illustré sur la figure 3.11.

Comme nous le verrons par la suite, une configuration pouvant fonctionner dans l'air comme dans l'eau, donc d'ouverture numérique inférieure à 1, a une profondeur de champ supérieure dans l'eau car  $n_{eau} > n_{air}$ .

Finalement, pour déterminer les paramètres  $P_1, P_2, d_1, d_2, g$  et  $e$  du montage, nous avons cherché à tenir compte des conditions géométriques du montage mécanique et des réseaux de diffraction, de la condition 3.34 pour assurer l'achromaticité et de la condition sur la profondeur de champ. La partie suivante présente la méthode choisie pour déterminer les paramètres des réseaux tout en tenant compte des considérations précédentes.

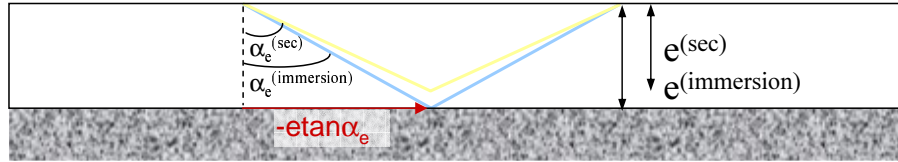


FIG. 3.11 – Le paramètre  $\tan\alpha_e$  diminue dans une configuration immergée.

### III Détermination des paramètres des réseaux de diffraction

#### A Design du montage

D'après la relation 3.25, l'ouverture numérique ne dépend que de la période équivalente  $Q$ . Il faut donc jouer sur  $Q$  pour augmenter NA. Ainsi NA peut atteindre des valeurs supérieures à 1 en choisissant  $P_1$  et  $P_2$  de telle façon que  $Q$  devienne inférieure à  $\lambda_0$ . Mais dans une configuration sèche, quand  $Q < \lambda_0$ , les faisceaux du deuxième ordre créés par la diffraction du deuxième réseau et présents dans le substrat de silice sont réfléchis totalement à l'interface silice-air car nous avons alors :

$$N \sin\gamma_e = \frac{\lambda_0}{Q} > 1 \quad (3.39)$$

Cela est possible pour  $N > 1$ . La relation 3.40 est donc la condition nécessaire sur l'indice de réfraction du milieu de sortie pour permettre la transmission de la lumière de la silice dans le milieu extérieur.

$$N \geq \frac{\lambda_0}{Q} \quad (3.40)$$

Il est donc possible de travailler « en sec » jusqu'à ce que  $Q$  atteigne la valeur de la longueur d'onde après quoi il est nécessaire d'utiliser un fluide d'immersion d'indice supérieur à 1 pour coupler la

lumière dans la résine.

La figure 3.12 montre la variation de l'ouverture numérique en fonction des périodes  $P_1$  et  $P_2$  des réseaux. Nous remarquons que dans les domaines de variation de ces périodes, choisies en fonction des possibilités de réalisation des réseaux, il est possible d'atteindre des ouvertures numériques jusqu'à 1,8 (à condition que l'indice du fluide soit adapté). De plus, un grand nombre de couples  $(P_1, P_2)$  permet d'atteindre la même ouverture numérique.

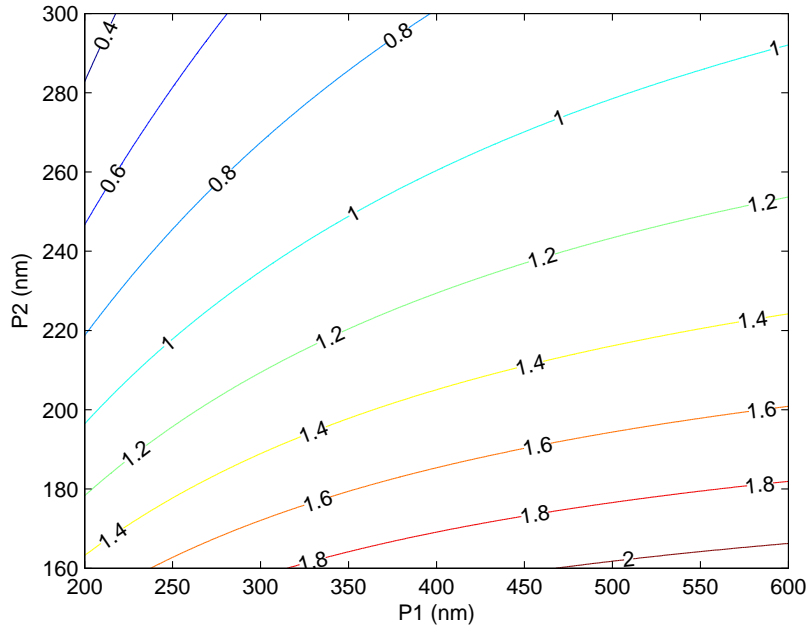


FIG. 3.12 – Variation de NA en fonction de  $P_1$  et  $P_2$ .

Nous cherchons à respecter une certaine symétrie des chemins optiques parcourus par les faisceaux dans le premier ensemble silice/air par rapport à l'ensemble silice/air ou fluide de sorte que les aberrations introduites par les variations en  $\theta_0$  et  $\lambda_0$  dans la première moitié du système soient compensées dans la deuxième moitié. Pour des raisons pratiques, l'épaisseur des substrats de silice est inférieure à l'épaisseur des gaps d'air ou de fluide, il est donc important de respecter cette symétrie dans l'air et le fluide en priorité. Ainsi, nous cherchons à avoir :

$$\sin\alpha_g = \sin\alpha_e \quad (3.41)$$

ce qui donne :

$$P_2 = P_1 \frac{2}{N+1} \quad (3.42)$$

Finalement, plusieurs couples de réseaux ont été choisis afin d'atteindre les ouvertures numériques suivantes :  $NA = 0,32, 0,96$  et  $1,2$  pour imprimer des lignes denses de période  $300, 100$  et  $80$  nm respectivement. Les caractéristiques des configurations sont résumées dans le tableau 3.2. Afin de simplifier la tâche de réalisation des optiques, nous avons cherché à conserver un réseau de diffraction en commun à deux configurations; il est donc plus facile de passer d'une configuration à une autre. La DOF a été évaluée avec les paramètres de cohérence de la source spécifiés par le fournisseur de la source :  $L_s = 500\mu m$  et  $L_t = 930\mu m$ .

Une configuration supplémentaire a été conçue pour permettre l'impression de réseaux de période inférieure à  $67$  nm, période ultime pouvant être atteinte avec de l'eau comme fluide d'immersion

pour une ouverture numérique de 1,43. Comme pour les précédentes, le deuxième réseau est de 210 nm ce qui permet de changer de configuration en changeant uniquement le premier réseau. Ses caractéristiques sont également résumées dans le tableau 3.2. Cette configuration nécessite d'avoir un fluide d'indice supérieur à 1,47 comme nous le détaillerons dans le chapitre 5.

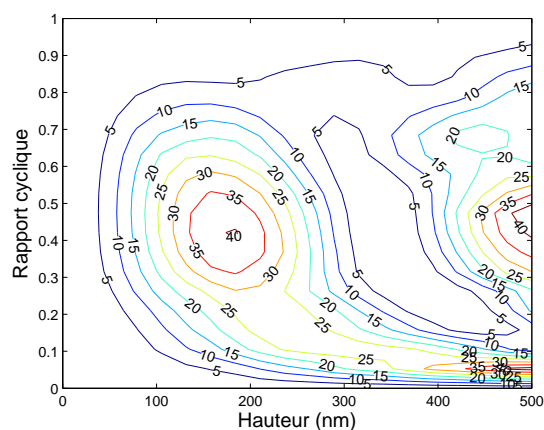
NA	0,32 (sec)	0,32 (immersion)	0,96 (sec)	0,96 (immersion)	1,2 (immersion)	1,47 (Fluide d'indice $\geq 1,47$ )
P1 (nm)	600	600	220	220	300	520
P2 (nm)	600	600	210	210	210	210
DOF ( $\mu\text{m}$ )	710	1050	15	205	125	7

TAB. 3.2 – *Caractéristiques des différentes configurations de l'interféromètre achromatique : valeurs de  $P_1$ ,  $P_2$  et de la DOF (l'angle d'incidence sur le montage et les valeurs de planéité et parallélisme ont été fixées à  $\theta_0 = 1\text{mrad}$  et à  $1\mu\text{m}$  respectivement en cohérence avec la précision d'alignement attendue et les spécifications standards des substrats des réseaux). La dernière configuration permet l'impression de réseaux de période inférieure à 67 nm.*

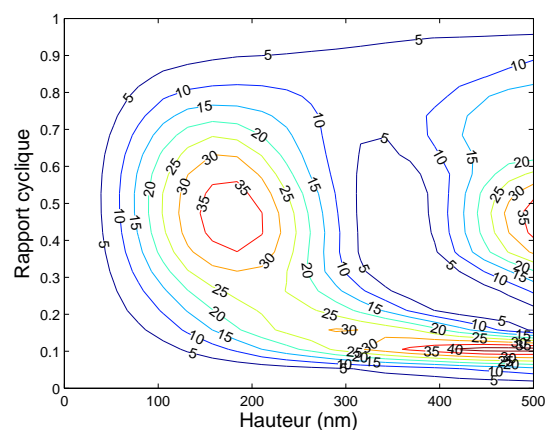
## B Efficacités de diffraction

L'efficacité de diffraction des réseaux de l'interféromètre (rapport de l'intensité lumineuse incidente sur l'intensité émergente dans un ordre de diffraction donné) est un paramètre important à prendre en compte car elle détermine la transmission totale du système (rapport de l'intensité lumineuse incidente sur l'intensité lumineuse transmise par l'ensemble du système). Prévoir cette transmission permet d'évaluer les pertes dues au système et le temps d'insolation. En effet, de la lumière est perdue à la traversée de chaque élément diffractant, il faut donc compenser par une exposition longue. Cela peut être préjudiciable si le système est soumis à des vibrations (plus l'exposition est longue, plus les vibrations auront tendance à brouiller l'image). De plus, avec la poursuite de l'amélioration de la résolution, il est probable qu'il faille utiliser des fluides plus absorbants que l'eau. Il faut donc faire particulièrement attention à l'optimisation de l'efficacité de diffraction. Celle-ci dépend de la hauteur des lignes, de leur rapport cyclique (rapport de la largeur de ligne sur la période), de leur profil et de la polarisation de la lumière éclairant le réseau. Des simulations électromagnétiques rigoureuses ont été réalisées pour déterminer l'efficacité de diffraction en fonction du rapport cyclique, de la hauteur des lignes et de la polarisation s ou p (cf annexe A pour la définition des polarisations s et p). Ce sont les deux types de polarisation utilisés dans la partie expérimentale. Moharam *et al.* [115] ont mis en place une méthode stable et efficace pour l'implémentation d'une méthode de calcul électromagnétique rigoureux pour des réseaux à une dimension de profil rectangulaire en polarisation s et p. Cette méthode a été utilisée pour calculer les efficacités de diffraction des différents réseaux de l'interféromètre. La figure 3.13 montre l'efficacité de diffraction en fonction de la hauteur et du rapport cyclique des lignes des réseaux dans la configuration  $\text{NA} = 0,32$ . Elle a été calculée pour chacun des réseaux et en s et p. Nous avons considéré que la lumière arrivait sur le premier réseau en incidence normale et l'angle d'incidence sur le deuxième réseau est déterminé par l'angle de diffraction au premier ordre du premier réseau, dans ce cas  $18,76^\circ$ . Les courbes d'efficacité de diffraction des configurations  $\text{NA} = 0,96$  et  $\text{NA} = 1,2$  sont résumées sur les figures B.1 et B.2 dans l'annexe B.

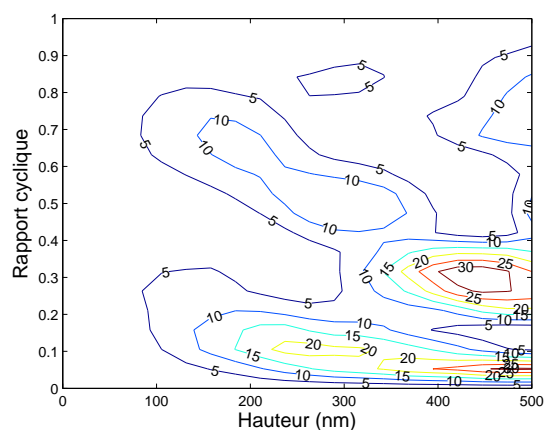




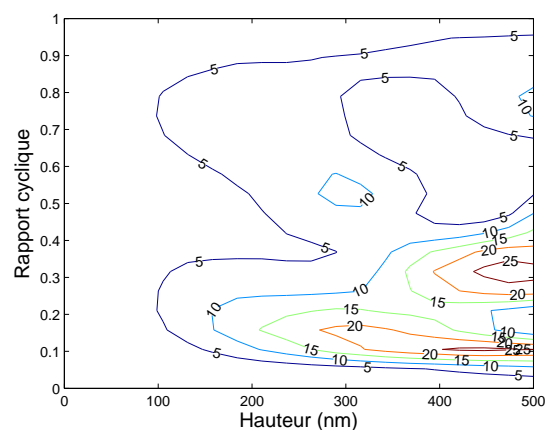
(a) 1er ordre, 600 nm, s



(b) 1er ordre, 600 nm, p



(c) 2ème ordre, 600 nm, s



(d) 2ème ordre, 600 nm, p

FIG. 3.13 – Efficacité de diffraction en fonction de la hauteur et du rapport cyclique (rapport de la largeur de ligne sur la période) (a) du réseau  $P_1 = 600$  nm au premier ordre en s sous incidence normale, (b) du réseau  $P_1 = 600$  nm au premier ordre en p sous incidence normale, (c) du réseau  $P_2 = 600$  nm au deuxième ordre en s sous incidence  $18,76^\circ$ , (d) du réseau  $P_2 = 600$  nm au deuxième ordre en p sous incidence  $18,76^\circ$ .

A partir de ces calculs, nous pouvons choisir la hauteur des lignes et les rapports cycliques dans chaque configuration permettant une efficacité de diffraction optimale au premier ordre en incidence normale pour le premier réseau et au deuxième ordre en incidence oblique pour le deuxième réseau. Les paramètres optimaux des réseaux pour avoir une efficacité de diffraction maximale sont résumés dans le tableau 3.3.

	NA=0,32				NA=0,96				NA=1,2			
	Réseau 1		Réseau 2		Réseau 1		Réseau 2		Réseau 1		Réseau 2	
	(600 nm)		(600 nm)		(220 nm)		(210 nm)		(300 nm)		(210 nm)	
	s	p	s	p	s	p	s	p	s	p	s	p
Hauteur (nm)	190	190	450	480	190	210	180	250	160	180	290	290
Rapport cyclique	0,45	0,5	0,3	0,3	0,35	0,5	0,55	0,7	0,4	0,5	0,6	0,75
Efficacité (%)	40	38	30	25	40	40	25	18	40	30	80	30

TAB. 3.3 – Hauteurs des lignes, rapports cycliques des réseaux et efficacités de diffraction correspondantes pour chaque configuration de l'interféromètre achromatique à immersion. Les hauteurs des lignes et rapports cycliques ont été choisis pour avoir une efficacité de diffraction optimale.

Nous remarquons ici que l'efficacité de diffraction des réseaux est globalement moins bonne en polarisation p et que pour obtenir une efficacité de diffraction maximale il est nécessaire d'avoir des hauteurs de lignes pouvant aller jusqu'à 290 nm. Cela devient très difficile à réaliser d'un point de vue technologique. Nous avons déterminé la hauteur des lignes des réseaux dans chaque configuration en tenant compte des procédés de fabrication des réseaux. En particulier, le rapport d'aspect<sup>7</sup> des lignes ne peut pas dépasser 2 quelque soit le procédé. Nous avons choisi d'imposer pour tous les réseaux un rapport cyclique égal à 0,5 afin de rendre possible leur fabrication par holographie. Comme il est technologiquement très difficile de fabriquer des réseaux optimisés en polarisation p, les hauteurs des lignes des réseaux ont été choisies pour permettre une bonne efficacité en polarisation s. Finalement les valeurs sont résumées dans le tableau 3.4. Elles serviront de spécifications dans le choix des réseaux. Nous avons également calculé l'efficacité de diffraction correspondante, ainsi que l'efficacité de diffraction totale du système, c'est-à-dire sa transmission.

NA	0,32		0,96		1,2	
Période (nm)	600	600	220	210	300	210
Hauteur des lignes (nm)	150	150	145	170	145	140
Efficacité de diffraction s (%)	35	3	25	20	35	20
Efficacité de diffraction p (%)	35	3	30	2	37	3
Efficacité de diffraction totale s (%)	1,05		5		7	
Efficacité de diffraction totale p (%)	1,05		0,6		1,1	

TAB. 3.4 – Hauteur des lignes des réseaux de chaque configuration de l'interféromètre achromatique à immersion choisie en fonction de l'efficacité de diffraction et de la technologie de fabrication des réseaux.

<sup>7</sup>Le rapport d'aspect est le rapport de la hauteur d'une ligne sur sa largeur. Typiquement, les lignes subissent un phénomène d'effondrement de motif (ou « pattern collapse ») lorsque le rapport d'aspect est trop grand.

## Conclusion

Dans ce chapitre, nous avons déterminé les paramètres jouant sur le contraste des franges en lithographie interférométrique à 193 nm. En particulier, nous avons montré que, dans le cas d'un montage interférométrique à deux ondes, les paramètres de cohérence de la source limitent la taille du champ d'exposition. Nous avons choisi de concevoir un montage achromatique qui permet de nous affranchir de cette cohérence. D'autre part, nous avons réalisé le design de ce montage et avons déterminé les paramètres des réseaux de diffraction permettant d'imprimer des motifs périodiques de périodes 300, 100 et 80 nm tout en maintenant une transmission du système optimale.

## Chapitre 4

# Réalisation et caractérisation du montage interférométrique

### Introduction

A partir de l'analyse théorique faite au chapitre précédent, nous avons pu déterminer les spécifications des réseaux de diffraction, composants élémentaires de l'interféromètre. Nous décrivons ici une méthode de fabrication de ces réseaux, basée sur un procédé simple avec une étape de lithographie par nanoimpression et sans gravure. La deuxième partie de ce chapitre est consacrée à la description du dispositif expérimental et à la caractérisation de la source, des réseaux et du dispositif de mise en forme du faisceau. Une caractérisation de ces éléments, la plus précise possible, est indispensable pour appréhender la robustesse et les conditions de fonctionnement du système. Celles-ci sont finalement comparées aux valeurs théoriques calculées dans le chapitre 3.



# I Fabrication des réseaux de diffraction

## A Les challenges technologiques

### A.1 Spécifications

Les composants principaux de l'interféromètre étant des réseaux de diffraction, nous nous sommes intéressés à leur fabrication avec pour objectif de répondre aux caractéristiques données dans le chapitre précédent. Ces réseaux sont des réseaux de phase périodiques de rapport cyclique 0,5 (rapport de la largeur de ligne sur la période). Pour chaque configuration d'ouverture numérique donnée, rappelons dans le tableau 4.1 les spécifications choisies au chapitre précédent en terme d'épaisseur et de taille des substrats et de périodes et hauteur des lignes pour atteindre des efficacités de diffraction et profondeur de champ optimales.

NA	0,32		0,96		1,2	
Période (nm) ( $p_1/p_2$ )	600	600	220	210	300	210
Hauteur des lignes (nm)	150	150	145	170	145	140
Taille du substrat ( $mm^2$ )	20x40					
Epaisseur du substrat (mm)	2					

TAB. 4.1 – *Spécifications des réseaux de diffraction.*

Nous avons choisi d'utiliser des substrats en silice fondue qui est la forme amorphe du dioxyde de silicium ( $SiO_2$ ). Sa dureté, ses propriétés de stabilité thermique et de transparence dans l'ultraviolet profond en font un excellent candidat pour les masques de lithographie donc pour ces réseaux de diffraction fonctionnant en transmission à la longueur d'onde 193 nm.

Les spécifications des substrats, en terme de planéité et parallélisme des faces, nécessaires au maintien d'une profondeur de champ acceptable imposent des conditions sur leur épaisseur. En effet, une surface de qualité optique est obtenue par polissage mécano-chimique. C'est pourquoi plus le substrat est fin, plus il est difficile d'obtenir un polissage de qualité, en particulier lorsqu'il est double face, ce qui nous intéresse précisément ici. En faisant un compromis entre le prix donné par les fournisseurs de substrats de silice fondue et les spécifications recherchées (planéité de chaque face de l'ordre de  $\lambda/6$  à 633 nm sur une surface de  $20 \times 40 mm^2$  et parallélisme de l'ordre de la seconde d'arc), nous avons choisi d'utiliser des substrats de 2 mm d'épaisseur.

### A.2 Etat de l'art des procédés de fabrication

Comme nous allons l'expliquer ci-dessous, la fabrication de ces réseaux de diffraction présente certaines difficultés technologiques lorsqu'on a à disposition des équipements et procédés dédiés à la microélectronique et aux substrats de silicium. D'après le tableau 4.1, nous remarquons que les conditions les plus critiques, en terme de période et hauteur des lignes, sont réunies pour la configuration  $NA = 0,96$  qui nécessite d'avoir un réseau de période 210 nm pour une hauteur de lignes de 170 nm ce qui correspond à un rapport d'aspect de 1,6 (rapport de la hauteur sur la largeur de la ligne). Les contraintes sur les autres réseaux sont plus relâchées mais restent cependant critiques car les spécifications imposent de faibles périodes pour des hauteurs de lignes relativement grandes. La fabrication de dispositifs avec topographie, transparents dans l'ultraviolet et l'ultraviolet profond

se fait classiquement par lithographie d'une couche de résine déposée sur un substrat transparent puis transfert par gravure du matériau transparent des motifs imprimés dans la résine. Les deux étapes critiques dans ce procédé sont la lithographie et la gravure :

- Les outils de lithographie optique permettant d'atteindre des résolutions jusqu'à 100 nm sont réservés à la production de masse de circuits intégrés et ceux utilisés pour générer les motifs des réticules ne permettent pas d'atteindre de telles résolutions car ils sont optimisés pour la fabrication des masques de facteur de réduction 4X. Ainsi, pour atteindre ces dimensions critiques, il est nécessaire d'utiliser une lithographie à faisceau d'électrons (e-beam). Cependant, ce type de lithographie a pour inconvénient de nécessiter des temps d'écriture très longs ce qui peut s'avérer être un frein au développement et à la fabrication plus systématique de tels composants. De plus, dans le cas de substrats isolants tels que le quartz, il est nécessaire de déposer une couche conductrice entre le substrat et la résine afin d'empêcher les effets de charge lors de l'étape d'écriture par le faisceau électronique. Cette couche conductrice, le plus souvent de type métallique (ITO, Cr), nécessite une étape de gravure supplémentaire, mais sert aussi de masque dur pour transférer les motifs dans le substrat.
- Pour la réalisation de tels dispositifs, l'étape de gravure par plasma est aussi une étape sensible puisqu'elle doit assurer le transfert de motifs de l'ordre de 100 nm sur une profondeur supérieure à 150 nm. Pour comparaison avec la microélectronique, ces dimensions sont celles visées par la roadmap ITRS pour les nœuds 45 et 65 nm en back end dans quelques années. De plus, l'utilisation d'un substrat isolant épais (2 mm dans notre cas) rend difficile la gravure par plasma de motifs sub-100 nm dans des réacteurs de gravure classique en raison d'un écrantage du champ électrostatique.

L'ensemble de ces étapes (lithographie d'une résine sur une couche conductrice métallique puis gravure par transfert dans le masque dur métallique) est aujourd'hui bien connu pour la fabrication de réticule mais il faut noter ici que les dimensions (périodes et CD) visées ne sont pas du tout du même ordre de grandeur (facteur de réduction 4X) que celles de nos réseaux de diffraction. En particulier en ce qui concerne le facteur d'aspect, nos spécifications sont beaucoup plus contraignantes.

Enfin, il faut souligner que des substrats de silice fondue épais sont atypiques dans une salle blanche dédiée à la fabrication de dispositifs sur silicium et que leur utilisation devient difficile, voire impossible sur certains équipements. En effet, l'alignement par détection laser n'est plus possible avec un substrat transparent comme la silice et le transport automatique des plaques est rendu difficile avec de tels substrats épais et lourds. Pour toutes ces raisons nous avons étudié un procédé simplifié qui permet de diminuer le nombre d'étapes et en particulier de nous affranchir de l'étape de gravure.

## B Technique de fabrication développée au laboratoire

### B.1 Description du procédé de fabrication

Nous présentons ici un procédé de fabrication avec une seule étape critique, la nanoimpression, et sans étape de gravure. Il implique l'utilisation d'une résine de silsesquioxane hydrogéné (HSQ<sup>1</sup>). C'est un matériau inorganique qui peut être déposé sur le substrat par centrifugation. Cette résine est une résine négative très résolvente pour la lithographie à faisceau d'électrons ([116], [117]). De plus, elle a la particularité d'avoir des propriétés semblables au  $SiO_2$  après recuit à haute température sous oxygène ou mélangé avec un gaz inerte [118]. Dans notre cas, c'est la propriété de transparence du  $SiO_2$  dans l'ultraviolet profond qui nous intéresse. Cette caractéristique en

---

<sup>1</sup>Hydrogen SilsesQuioxane

fait un matériau adapté à la fabrication de composants optiques transmettant dans l'ultraviolet et l'ultraviolet profond ([119], [120]). Il est également possible d'utiliser un matériau poreux MSQ<sup>2</sup> à groupement méthyl qui se transforme en une structure de «  $SiO_2$ -like » sous plasma d'oxygène.

La faisabilité d'un procédé de lithographie à faisceau d'électrons utilisant le HSQ a été récemment montrée sur des substrats en quartz mais cette méthode présente certains inconvénients techniques pour l'application recherchée [121]. En effet, il faut utiliser un dépôt conducteur et transparent entre la résine et le substrat pour permettre l'étape de lithographie électronique, par exemple l'ITO<sup>3</sup>. Cela ajoute donc une étape dans le procédé ; par ailleurs, la transparence d'une telle couche conductrice chute fortement à 193 nm d'où une limite à son utilisation. D'autre part, un masqueur électronique est un appareil très coûteux à l'achat et nécessite des temps d'écriture très longs entraînant des coûts de fabrication élevés. Finalement, ce procédé ne permet pas d'obtenir les profondeurs voulues. En effet, les doses requises pour l'exposition d'une résine HSQ par lithographie e-beam sont importantes et le seront d'autant plus que l'épaisseur de résine est grande ce qui augmente la quantité d'électrons rétro-diffusés et limite la résolution des motifs. Ce procédé est donc relativement long, nécessite plusieurs étapes parfois lourdes et permet de réaliser une topographie avec des dimensions limitées (en particulier en profondeur).

C'est pourquoi nous nous sommes intéressés à un autre procédé à base de résine HSQ. En effet, en plus de ses propriétés optiques intéressantes, le HSQ a des propriétés physico-chimiques qui en font un matériau adapté à la réplique de motifs par nanoimpression [122]. Cette technique permet de transférer les motifs d'un moule fabriqué avec des procédés maîtrisés pour le silicium. Le procédé de fabrication considéré ici est schématisé sur la figure 4.1.

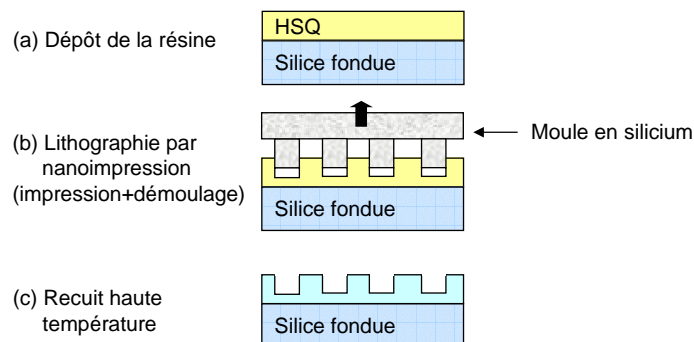


FIG. 4.1 – *Etapes du procédé de fabrication des réseaux de diffraction.*

La résine HSQ est déposée par centrifugation sur un substrat de silice fondue. Lors de l'étape de nanoimpression thermique, le substrat est préalablement chauffé à une température  $T$ . Le moule contenant les motifs à imprimer « en négatif » est appliqué sur le film de résine avec une pression  $P$  ; les motifs  $y$  sont donc transférés (cf chapitre 1 pour une description du principe de la technique de nanoimpression thermique). Après l'étape de démoulage, le substrat est chauffé à haute température pour transformer le HSQ en «  $SiO_2$ -like ».

## B.2 Procédure expérimentale

Les substrats utilisés sont des plaquettes de 100 mm de diamètre en silice fondue fournies par la société SPC Goodwill [123]. La résine utilisée, appelée FOx<sup>4</sup> et fournie par Dow Corning [124], est

<sup>2</sup>Methyl SilsesQuioxane

<sup>3</sup>Indium-Tin Oxide

<sup>4</sup>Flowable Oxide



une solution de HSQ diluée dans un solvant, le méthyle isobutyle cétone (MIBK). Dans le cadre de cette étude, deux dilutions différentes ont été utilisées, le FOx-12 et le FOx-14, permettant de déposer selon les conditions des épaisseurs de 100 à 200 nm et de 270 à 350 nm respectivement. Après dépôt, la résine a été recuite entre 50 et 100 °C lors de l'étape de PAB<sup>5</sup> pour évaporer le solvant et densifier le film avant impression.

Les moules ont été fabriqués par lithographie électronique puis gravure sur des substrats de silicium de 200 mm de diamètre. L'étape de gravure a été réalisée dans une chambre de gravure plasma à haute densité avec une chimie  $HBr/Cl_2/O_2$ , classiquement utilisée pour la gravure du silicium [125]. Les motifs du moule sont des réseaux de lignes denses de période allant de 200 à 400 nm sur des surfaces allant de  $0,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$  à  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ . La profondeur de gravure est de 150 nm.

En nanoimpression, afin de minimiser les interactions entre le moule et la résine lors de l'étape de démoulage, une couche d'un matériau anti-adhésif, aussi appelée démoulant, est appliquée sur le moule. Cela a pour effet de diminuer le phénomène d'arrachage des motifs du moule qui dégrade l'impression. Les démoulants classiquement utilisés sont le SiOC, le FOTS<sup>6</sup> ou le dépôt d'un composé fluorocarboné de type  $CF_x$ . Nous avons ici choisi d'utiliser une autre couche, appelée OPTOOL DSX<sup>7</sup>, pour son procédé de dépôt en phase liquide simplifié. De plus, des mesures d'énergie de surface ainsi que des tests de nano-indentation par AFM<sup>8</sup> ont montré qu'elle avait d'excellentes propriétés anti-adhésives ([127], [37]). Finalement, le procédé de nanoimpression du HSQ a été développé sur deux outils de pressage dont le principe de fonctionnement et les caractéristiques sont détaillés dans les références [34], [37] et [128].

### B.3 Résultats

Au cours de cette étude, nous nous sommes particulièrement intéressés au problème d'arrachage et d'adhésion de la résine au substrat lors des étapes d'impression et de démoulage. En effet, cela détériore la qualité d'impression et joue sur l'efficacité de diffraction du réseau. C'est pourquoi nous avons regardé l'influence des paramètres suivants sur l'impression : température du PAB, épaisseur de résine, température et pression de pressage. Les paramètres optimaux obtenus lors du développement du procédé sur l'équipement de nanoimpression EVG520HE de la société EVGroup sont résumés dans le tableau 4.2.

PAB	65 °C, 2 min
Epaisseur	300 nm
Température	250 °C
Pression	40kN
Temps	15 min

TAB. 4.2 – Conditions expérimentales d'impression du HSQ sur silice.

Ainsi, nous avons observé que l'impression était facilitée à haute température d'impression. 250 °C est la température maximale atteinte par la machine.

Concernant la température de PAB, elle semble n'avoir joué que sur le degré de compaction du

<sup>5</sup>Post-Applied Bake

<sup>6</sup>Perfluorooctyltrichlorosilane

<sup>7</sup>Démoulant commercial de la société DAIKIN [126]

<sup>8</sup>Atomic Force Microscopy

film. Des comparaisons de mesures FTIR<sup>9</sup> de la résine en solution, après dépôt sans recuit et après dépôt avec recuit ont montré que tout le solvant n'était plus présent dès lors que la résine était déposée sur le substrat. Le solvant s'évapore donc très rapidement après dépôt et un recuit joue uniquement sur la compaction du film (disparition du volume laissé libre après évaporation du solvant). Cependant, la température de PAB ayant de l'influence sur la qualité d'impression, il serait intéressant de poursuivre cette étude afin de mettre en évidence l'influence de la compaction du film sur son adhésion au substrat ou au moule.

La figure 4.2 montre des images MEB<sup>10</sup> de réseaux denses de différentes périodes obtenus par nanoimpression ainsi qu'un exemple de défaut d'arrachage.

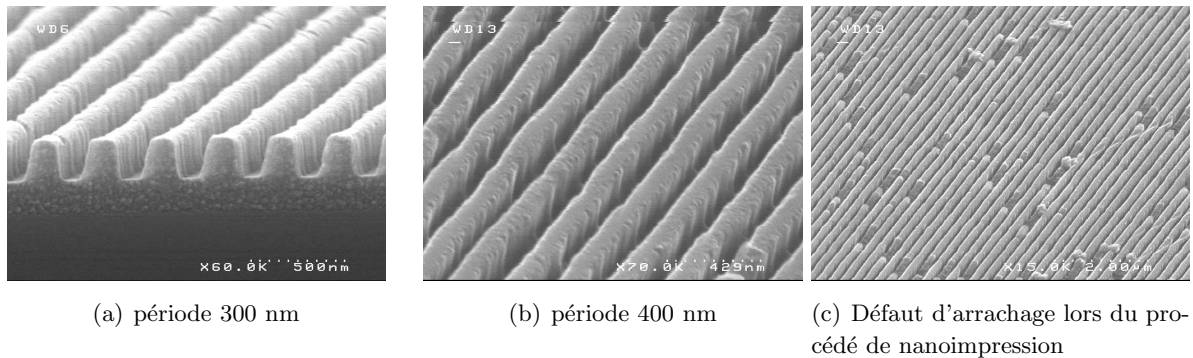


FIG. 4.2 – Réseaux de HSQ réalisés par nanoimpression (a) période 300 nm, (b) période 400 nm, (c) Exemple de défaut d'arrachage.

Il est donc possible de répliquer fidèlement certains motifs du moule dans le HSQ. Cependant, comme le montre la figure 4.2 (c), il reste un certain nombre de défauts dus à l'arrachage, ce qui n'est pas acceptable pour l'application recherchée. Cette étude n'ayant pu être achevée dans le cadre de ce travail de thèse, nous donnons ici des idées de pistes à approfondir pour diminuer les défauts d'impression. Il serait ainsi intéressant de regarder les phénomènes d'adhésion entre la résine et le moule ou le substrat et d'évaluer et minimiser les forces d'adhésion mises en jeu afin de faciliter l'étape de démoulage. De plus, il faudrait évaluer l'influence de la taille de la surface à répliquer sur la qualité d'impression. En effet, dans le cadre de la lithographie interférométrique, nous cherchons à obtenir des motifs sur une grande surface car cela facilite l'étape de caractérisation qui suit et permet éventuellement d'utiliser cette technique comme outil de lithographie pour des applications de recherche. Par ailleurs, nous avons pu observer lors du travail expérimental de montage et caractérisation de l'interféromètre à double réseau que l'utilisation de réseaux de diffraction de petite surface, typiquement de l'ordre de  $0,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$ , induisait des inhomogénéités régulières sur le champ d'exposition. Ces variations d'intensité sont dues à la diffraction de Fresnel<sup>11</sup> des bords du réseau. La figure 4.3 (a) montre l'effet des franges de Fresnel sur le champ d'exposition.

<sup>9</sup>Fourier-Transform InfraRed spectrometer : la spectrométrie infrarouge par transformée de Fourier est une méthode de détermination des liaisons chimiques des atomes des molécules d'un matériau. Elle permet, par excitation de ces liaisons par un rayonnement infrarouge, d'obtenir un spectre en nombre d'onde dont chaque pic est caractéristique d'un type de liaison. On peut obtenir par cette technique la composition chimique d'un matériau.

<sup>10</sup>Microscope Electronique à Balayage

<sup>11</sup>La théorie de la diffraction distingue la diffraction de Fresnel à distance finie de la diffraction de Fraunhofer à distance infinie. Dans notre cas, pour les dimensions considérées et à la longueur d'onde d'illumination 193 nm, le détecteur qu'est la résine est à distance finie du réseau.

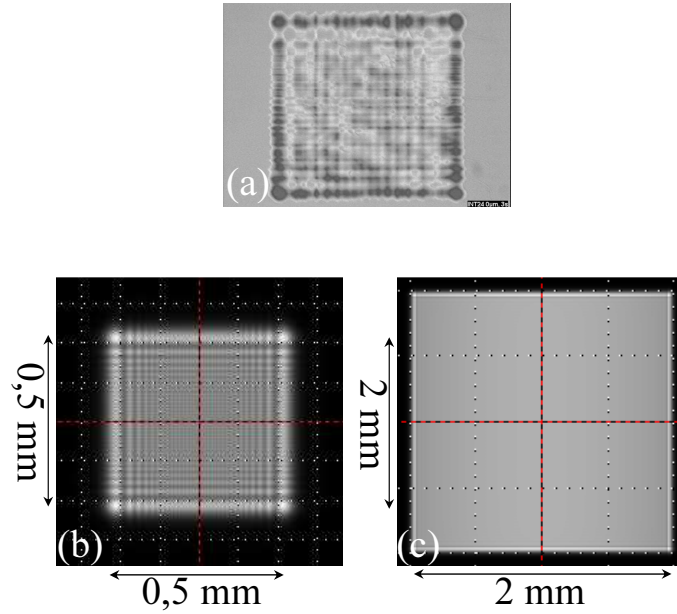


FIG. 4.3 – Effet de la diffraction de Fresnel sur le champ d'exposition d'un réseau  $0,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$  placé à 1 cm de la plaquette (a) et simulation des franges de Fresnel créées par un trou carré de (b)  $0,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$  à 1 cm du détecteur, (c)  $2 \times 2 \text{ mm}^2$  à 1 cm du détecteur.

Par des simulations, nous avons pu évaluer que le champ d'exposition était exploitable à partir d'une surface de réseaux de  $\approx 2 \times 2 \text{ mm}^2$  pour laquelle l'amplitude des franges devient négligeable au centre du réseau (cf figure 4.3 (b) et (c)).

#### B.4 Caractérisation des réseaux HSQ

Nous avons mesuré la transmission du HSQ non structuré à la longueur d'onde de 193 nm pour différentes épaisseurs et pour différentes conditions de recuit : HSQ d'épaisseur 100 et 300 nm avec un recuit à 450 °C, pendant 30 minutes sous  $N_2$  dans une étuve et d'épaisseur 300 nm à 290 °C pendant 3h30 sur plaque chauffante. Le tableau 4.3 récapitule les valeurs de transmission à la longueur d'onde 193 nm des différents échantillons.

	Transmission à 193 nm ( $\pm 0,02$ )
Silice vierge	82 %
Silice + HSQ-100nm à 450 °C sous $N_2$	89 %
Silice + HSQ-300nm à 450 °C sous $N_2$	84 %
Silice + HSQ-300nm à 290 °C	80 %

TAB. 4.3 – Transmission de la silice et du HSQ sur silice à 193 nm pour différentes épaisseurs et conditions de recuit.

La transmission reste supérieure à 80 % à 193 nm ce qui est suffisant pour notre application et ce quelque soit la méthode de recuit utilisée. En définitive, nous avons opté pour la technique de recuit sur plaque chauffante à 290 ° car cela facilite le procédé et ne modifie pas exagérément la transmission du substrat.

Finalement, nous avons caractérisé l'efficacité de diffraction d'un réseau de période 360 nm éclairé en incidence normale à la longueur d'onde 193 nm et en polarisation s (cf annexe A pour la définition de la polarisation s). Elle a été mesurée en calculant le rapport de l'énergie des ordres 1 diffractés avec l'énergie incidente. Elle est de 8 % dans les ordres -1 et +1. Cette faible valeur comparée avec les efficacités visées (de l'ordre de 40 %) est le résultat de la diffusion de la lumière par les défauts du réseau introduits lors de l'étape de nanoimpression. Ce réseau a été monté dans le dispositif interférométrique en position de réseau séparateur à l'ordre 1, la fonction de réseau recombinaut à l'ordre 2 ayant été réalisée par un réseau de période 210 nm fourni par la société Ibsen Photonics [129]. Le résultat de lithographie interférométrique est montré sur la figure 4.4.

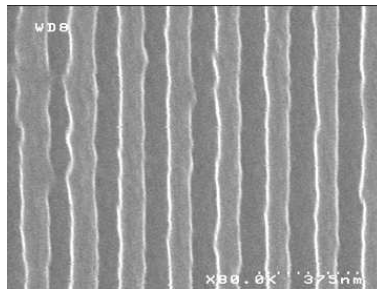


FIG. 4.4 – Lignes de période 180 nm obtenues par lithographie interférométrique. Dans cette configuration, le réseau séparateur de faisceaux en amont du montage a été réalisé par nanoimpression.

Nous avons ainsi pu obtenir des lignes contrastées de période 180 nm mais du fait de l'inhomogénéité du réseau et du fort taux de défauts, nous avons obtenu ces lignes sur plusieurs zones aléatoires de taille inférieure à  $5 \times 5 \mu m^2$ . Il semblerait que ces défauts d'arrachage introduisent des zones d'efficacité de diffraction variable ce qui ne permet pas d'imprimer des lignes sur une grande surface. C'est pourquoi ces réseaux n'ont pu être utilisés dans le montage interférométrique et nous avons choisi d'utiliser des réseaux fabriqués par Ibsen Photonics pour toutes les configurations. Ceux-là sont fabriqués par holographie avec une résine déposée sur un substrat de silice puis gravure pour transférer les motifs dans la silice. Cela permet donc d'obtenir des réseaux de très bonne qualité avec des périodes pouvant aller jusqu'à 200 nm sur des surfaces supérieures à  $50 \times 50 mm^2$ . Le montage de lithographie interférométrique faisant l'objet de cette thèse pourra d'ailleurs être utilisé ultérieurement pour la fabrication de nos propres réseaux de diffraction. Cela facilitera beaucoup le procédé de fabrication. Malgré tout, le procédé de fabrication d'éléments diffractants transmettant dans l'ultraviolet profond développé ici reste intéressant car il présente des avantages technologiques, comme nous l'avons vu précédemment, et peut être utilisé pour d'autres applications telles que par exemple la fabrication de moules pour la nanoimpression assistée par ultraviolet (cf chapitre 1 pour la description de cette technique).

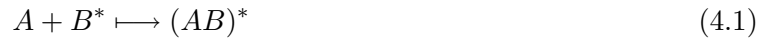
## II Description et caractérisation du montage interférométrique

### A La source

#### A.1 Laser excimère : définition

Le laser excimère fait partie de la famille des lasers chimiques. Le terme « excimère » vient de l'anglais « excited dimer » qui se réfère au milieu amplificateur chimique du laser. Un gaz rare,

l'argon, le krypton ou le xénon, et un gaz halogène, le fluore ou le chlore, sont mélangés avec un gaz inerte tel que l'hélium. Ce mélange est excité par une forte décharge électrique de courte durée (quelques nanosecondes) ou par un faisceau d'électrons très intense, ce qui crée ce milieu dit excimère. Celui-ci est formé par l'interaction entre deux atomes ou molécules, l'une d'entre elles étant excitée électroniquement [130] :



La molécule  $AB^*$  se désexcite et se dissocie rapidement de telle sorte que la radiation ainsi générée ne peut être réabsorbée. Cela assure un très bon gain :



Un diagramme d'énergie de la molécule  $AB^*$  est représenté sur la figure 4.5 [130].

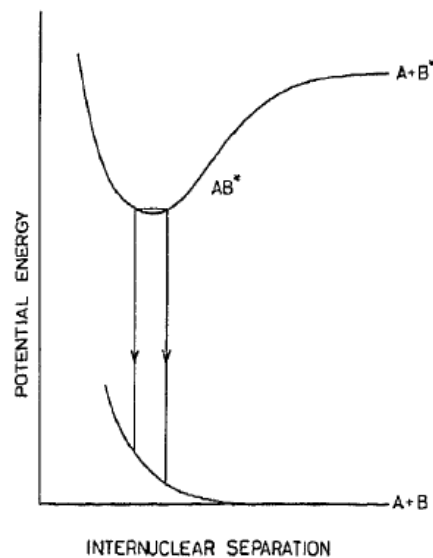


FIG. 4.5 – Diagramme d'énergie d'une molécule  $AB^*$  d'un milieu excimère.

Les lasers excimères émettent entre 157 nm pour le  $F_2$  et 351 nm pour le  $XeF$ . Ils ont la particularité d'émettre des impulsions avec un fort taux de répétition, de l'ordre de quelques kilohertz, et une puissance de sortie relativement forte de quelques watts voire quelques centaines de watts. Ce sont les sources les plus puissantes émettant dans l'ultraviolet profond. La durée de vie des lasers excimères modernes est aujourd'hui limitée à la durée de vie des optiques qui doivent supporter des flux intenses. Les lasers excimères ont la particularité d'avoir des paramètres de cohérence, spatiale et temporelle, faibles de l'ordre de la centaine de microns. La version « industrielle » de ces lasers pour la lithographie comporte une option de rétrécissement de bande spectrale améliorant ainsi leur cohérence temporelle d'un facteur 1000.

## A.2 Spécifications et caractérisation

La source utilisée dans cette thèse est un laser excimère EX10 fabriqué par GAM LASER, Inc. [131]. C'est un laser ArF à 193 nm non polarisé, refroidi à l'air et dont la décharge est déclenchée

par un thyatron<sup>12</sup>. Le gaz utilisé est un mélange de 1 % de  $F_2$ , 3,5 % de Ar et 95,5 % de Ne. Toute intervention sur le laser (alignement de la cavité, nettoyage des miroirs. . . ) est faite sous flux d'hélium. Le fluor étant très toxique, nous avons veillé à installer des dispositifs de sécurité autour du montage pour l'évacuation et la détection des gaz.

Les spécifications de ce laser données par le fournisseur sont résumées dans le tableau 4.4 :

Energie (mJ)	5-20
Puissance moyenne à 200Hz (W)	3,5
Taux de répétition (Hz)	20-300
Durée d'impulsion (ns)	12-15
Tension du thyatron (kV)	10-16
Pression (Torr)	2250-2400
Divergence (mrad)	1
Longueur de cohérence temporelle ( $\mu m$ )	930
Longueur de cohérence spatiale ( $\mu m$ )	500

TAB. 4.4 – *Spécifications du laser excimère ArF GAM.*

La figure 4.6 montre une coupe transversale du faisceau en sortie de cavité. Le profil est rectangulaire et présente des zones intenses sur la partie gauche qui peuvent dégrader l'homogénéité du champ au niveau de la plaquette. C'est pourquoi la partie la plus homogène du faisceau a été sélectionnée pour illuminer le premier réseau et participer à la formation des franges d'interférence.

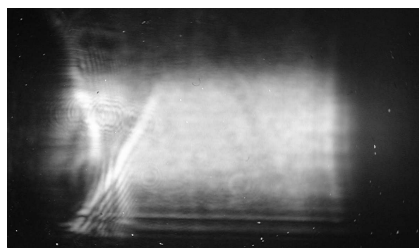


FIG. 4.6 – Coupe transversale du faisceau en sortie du laser.

La figure 4.7 montre un profil d'intensité des sections transversales mesuré à 10 cm en sortie de cavité. Le long de la grande dimension, le profil est en porte alors que le long de la petite dimension le profil est gaussien. Ils montrent une uniformité relativement bonne de l'ordre de 10 %. Les dimensions du faisceau sont de  $4 \times 8 \text{ mm}^2$  à mi-hauteur. L'uniformité du faisceau est un paramètre très important dans notre cas car cela détermine l'homogénéité du champ d'interférences donc la dispersion en CD sur ce champ. C'est pourquoi nous avons mis en place un système de balayage du faisceau : la rotation d'une lame de silice sur le chemin du faisceau pendant l'exposition permet de balayer le faisceau sur le premier réseau. Cela moyenne l'énergie et l'homogénéise. Nous obtenons finalement au niveau du premier réseau un faisceau homogène sur une surface de quelques  $\text{mm}^2$  ce qui couvre largement la surface de ce réseau.

Un autre paramètre important à contrôler dans le cadre de la lithographie interférométrique est la valeur de l'énergie en sortie du laser ainsi que sa stabilité<sup>13</sup> car cela joue sur le CD imprimé.

<sup>12</sup>Un thyatron est un tube à gaz (constitué d'électrodes entourées par un gaz) utilisé comme interrupteur pour les fortes puissances. Lorsque le potentiel de l'électrode de contrôle augmente par rapport à celui de la cathode, le gaz entre l'anode et la cathode s'ionise et conduit le courant. Une fois rendu conducteur, le thyatron le restera tant qu'un courant suffisant circulera entre son anode et sa cathode.

<sup>13</sup>La stabilité de l'énergie en sortie du laser est exprimée en stabilité rms de l'anglais « root mean square ». Elle est donnée en % et indique les fluctuations en énergie autour de la valeur moyenne. Plus cette valeur est faible, plus l'énergie est stable.

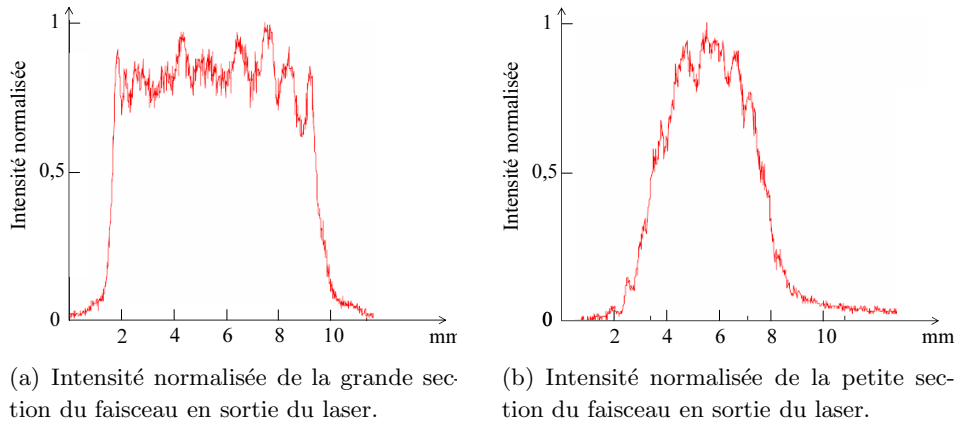


FIG. 4.7 – Intensité normalisée des sections transversales du faisceau en sortie du laser.

Nous avons mesuré ces paramètres en fonction de la tension du thyatron à différentes fréquences d'impulsion (figure 4.8).

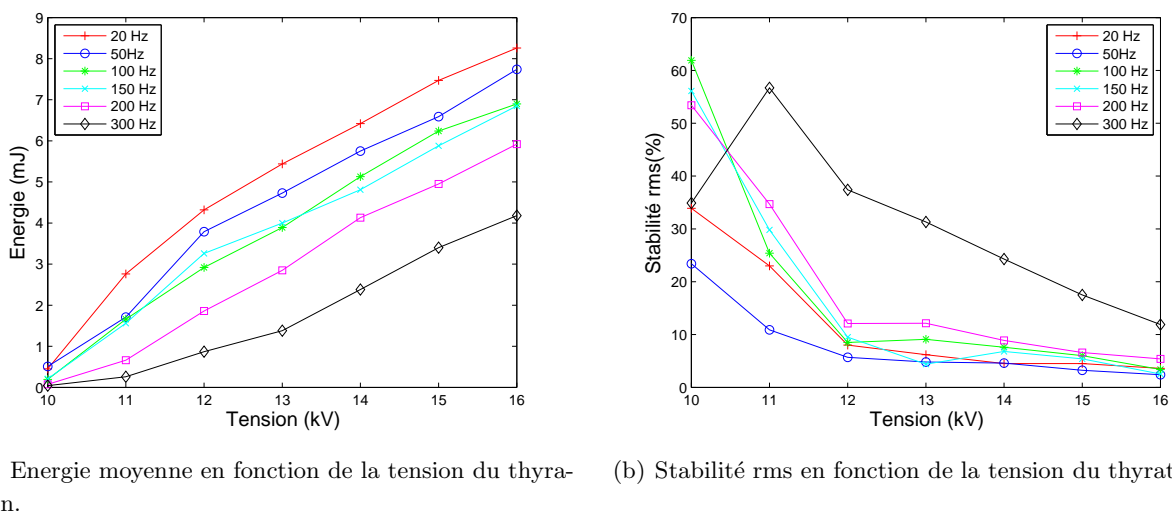
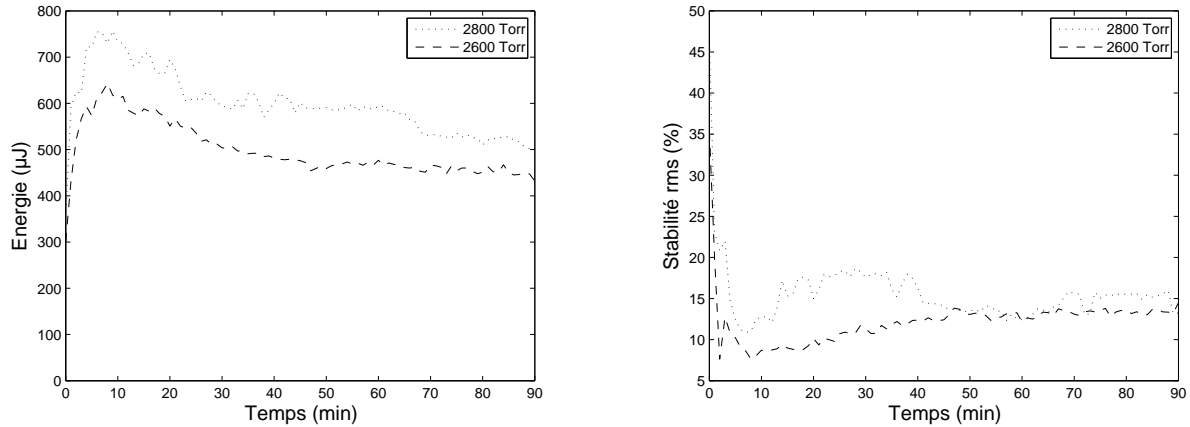


FIG. 4.8 – Energie moyenne et stabilité rms en fonction de la tension du thyatron.

L'énergie augmente avec la tension du thyatron et pour les faibles fréquences d'impulsions. De plus cette énergie est plus stable pour les fortes tensions et les faibles fréquences. Cependant, nous n'avons jamais pu atteindre les énergies données par le fournisseur, elles sont restées inférieures à 10 mJ. De plus, l'utilisation de fréquences d'impulsions faibles nécessite, à nombre d'impulsions constant, des temps d'exposition beaucoup plus longs. Or, il n'est pas favorable d'avoir des temps d'exposition longs car l'effet des vibrations sur le contraste des franges peut devenir très gênant. De plus, les résines utilisées étant très sensibles aux amines de l'air, des temps d'exposition longs favorisent la contamination des résines par ces amines ce qui peut dégrader très nettement les profils des motifs (profils en T). C'est pourquoi nous avons choisi de fonctionner à une fréquence de 200 Hz et une tension de 16 kV. Dans ces conditions, les temps d'exposition obtenus expérimentalement sont typiquement de l'ordre de 5 s. Nous avons également mesuré l'énergie et la stabilité en fonction du temps de chauffe (figure 4.9).

L'énergie augmente rapidement pendant les quelques minutes après allumage et diminue ensuite,



(a) Energie moyenne en fonction du temps de chauffe.

(b) Stabilité rms en fonction du temps de chauffe.

FIG. 4.9 – *Energie moyenne et stabilité rms à une fréquence d'impulsion de 200Hz et une tension du thyratron de 16 kV en fonction de temps de chauffe.*

après stabilisation, ce qui correspond à la consommation du gaz de la cavité. La stabilité reste constante après un temps de chauffe de l'ordre de 20 minutes. C'est pourquoi nous avons fait fonctionner le laser en continu afin de mieux contrôler l'énergie pendant l'exposition. Le temps d'exposition est contrôlé par l'ouverture d'un obturateur. L'énergie moyenne est mesurée avant exposition. Le temps d'ouverture est choisi en fonction de l'énergie totale voulue. Dans ces conditions, il est possible de contrôler l'énergie d'exposition à environ 5 % près. Les valeurs d'énergie sur le graphe (a) sont données en  $\mu J$  car le détecteur mesure une partie de l'énergie du faisceau. Cette mesure est proportionnelle à la valeur réelle. Les mesures ont été faites à deux pressions différentes, 2600 et 2800 Torr. Mettre la cavité en surpression par rapport aux spécifications données par le fournisseur permet ainsi d'augmenter l'énergie moyenne en sortie du laser. Nous fonctionnerons donc par la suite à des pressions supérieures à 2600 Torr.

De manière générale, nous avons pu remarquer que l'énergie était systématiquement inférieure aux spécifications données par le fournisseur et étaient très instables dans le temps. Nous avons pu remédier ponctuellement à ce problème soit par des purges prolongées à l'hélium ou par le changement des miroirs de la cavité, leur traitement anti-réfléchissant étant très vite endommagé par le flux du laser.

Finalement, les paramètres de cohérence du laser étant très importants dans l'évaluation de la profondeur de champ, il est intéressant de pouvoir mesurer les cohérences spatiale et temporelle de la source. Nous verrons au paragraphe C.2.2 que la cohérence spatiale a été évaluée par mesure de la divergence par une méthode d'auto-collimation. Par ailleurs, nous envisageons de mesurer la cohérence temporelle en montant un interféromètre de Michelson à la sortie de la source.

## B Les réseaux

Etant donné la difficulté de réalisation des réseaux de diffraction (cf paragraphe I), nous avons utilisé des réseaux disponibles dans le commerce. Les réseaux de période 600 nm ont été fabriqués par la société Photronics et les réseaux de période inférieure à 300 nm ont été fabriqués par la société Ibsen Photonics. La première configuration 600/600 nm visant à l'impression de lignes de période 300 nm sera appelée par la suite « photronics » et les deux autres seront appelées « Ibsen1 »



pour la configuration 300/210 nm et « Ibsen2 » pour la configuration 220/210 nm. Les réseaux ont été fabriqués par lithographie à faisceau d'électrons (Photronics) ou par holographie (Ibsen) puis transferts par gravure plasma sur des substrats de quartz de 2 mm d'épaisseur. L'efficacité de diffraction à 193 nm des réseaux Ibsen est contrôlée en temps réel pendant l'étape de gravure. C'est le contrôle de ce paramètre qui détermine la profondeur de gravure des réseaux. Cette méthode est particulièrement adaptée à notre application puisque c'est effectivement l'efficacité qui nous intéresse ici. Les réseaux ont finalement été découpés pour atteindre la dimension de  $20 \times 40 \text{ mm}^2$  afin de rentrer dans le support mécanique.

Les trois configurations sont présentées sur la figure 4.10 :

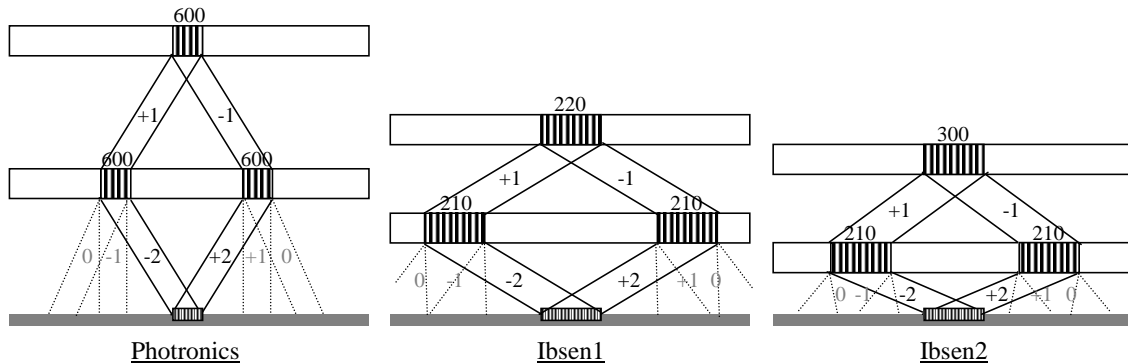


FIG. 4.10 – Schématisation des trois configurations de l'interféromètre : Photronics (600/600nm), Ibsen1 (300/210 nm) et Ibsen2 (220/210 nm).

### B.1 Planéité et parallélisme des substrats

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la planéité et le parallélisme des substrats de silice sont des paramètres très importants car ils jouent sur la profondeur de champ du système. Ces grandeurs ont été mesurées avec un interféromètre de Fizeau ZYGO. Cet instrument est constitué d'une source laser hélium néon à 633 nm, d'un condenseur qui forme un faisceau de rayons parallèles et d'un plan étalon proche du substrat à mesurer pour éviter toute instabilité et perturbation. Le condenseur focalise la lumière réfléchiée par les deux surfaces au niveau de l'écran d'observation. L'interférogramme obtenu par l'interférence des deux faisceaux permet de qualifier et quantifier la planéité de la face mesurée par rapport au plan étalon ou le parallélisme des deux faces. Le plan étalon présente une planéité de l'ordre de  $\lambda/20$  à 633 nm de sorte que l'interférogramme représente la planéité de la face à caractériser. La figure 4.11 donne un exemple d'interférogramme obtenu lors de la mesure de planéité de la face supérieure du réseau de période 210 nm de la configuration 300/210 nm.



FIG. 4.11 – Interférogramme obtenu par interférométrie de Fizeau pour mesurer la planéité de la face supérieure du réseau de période 210 nm de la configuration 300/210 nm.

Nous observons quatre franges sur la surface utile centrale rectangulaire de  $10 \times 40 \text{ mm}^2$ . La répar-

tion d'intensité du système de franges créées dans la lame et entre la lame et l'étalon est donnée par :

$$I = \frac{I_0}{2} \left( 1 + \cos \frac{2\pi ne}{\lambda} \right) \quad (4.3)$$

Où  $n$  est l'indice de l'air ou de la lame,  $e$  est l'épaisseur d'air entre les deux lames ou l'écart entre les deux faces et  $\lambda$  est la longueur d'onde d'illumination.

Une frange indique donc une variation de  $e$  d'une valeur  $\lambda/2$  (ou  $\lambda/2n$ ). Le nombre de franges visibles donne la variation totale de  $e$  sur toute la longueur du substrat. La planéité de chaque face du substrat à caractériser est donnée par le nombre de franges observées sur la surface utile multiplié par  $\lambda/2$ . Cela donne la valeur « crête-à-crête »<sup>14</sup>. Le parallélisme est quant à lui égal à  $(N \cdot \frac{\lambda}{2})/L$  où  $N$  est le nombre de franges et  $L$  la longueur de la surface à caractériser.

L'ensemble des réseaux utilisés dans chaque configuration du montage interférométrique a été caractérisé par cette méthode et les valeurs de parallélisme et planéité de chaque face sont résumées dans le tableau 4.5 (la face supérieure est la face structurée du réseau de diffraction ; c'est celle qui reçoit le flux laser en premier).

	Période (nm)	Surface (mm <sup>2</sup> )	Planéité face supérieure (μm)	Planéité face inférieure (μm)	Parallélisme (mrad)
Photronics	600	0,5 × 0,5	≤ 0,16	≤ 0,16	0,04
	600	0,5 × 0,5	0,63	0,63	0,016
Ibsen1	220	10 × 10	≤ 0,32	≤ 0,32	0,008
	210	10 × 40	0,32	0,32	0,3
Ibsen2	300	10 × 10	2,53	0,32	0,3
	210	10 × 40	3,16	0,32	4

TAB. 4.5 – Parallélisme et planéité de chaque face des réseaux utilisés dans chaque configuration du montage interférométrique.

Les réseaux ont une planéité et un parallélisme relativement bons excepté le réseau de période 210 nm de la configuration Ibsen2. C'est pourquoi nous avons choisi d'utiliser pour les deux configurations Ibsen le premier réseau de période 210 nm (voir schéma des trois configurations sur la figure 4.10).

## B.2 Profils et efficacité de diffraction

Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, la période des réseaux, le rapport cyclique (rapport de la largeur de ligne sur la période) et la hauteur des lignes jouent beaucoup sur l'efficacité de diffraction des réseaux. Nous avons donc cherché à mesurer ces paramètres afin d'estimer la transmission totale du système.

La période des réseaux Photronics a été mesurée à l'aide d'un goniomètre et d'un laser à 351 nm. Par la mesure de l'angle de diffraction, nous pouvons en déduire le pas du réseau. La période mesurée est de  $601,4 \pm 0,3$  nm. Cette méthode est très précise car elle permet d'obtenir une précision angulaire de  $0,02^\circ$  mais ne peut être utilisée pour des réseaux de période inférieure à la longueur

<sup>14</sup>La valeur crête-à-crête indique seulement les écarts extrêmes entre les creux et les bosses de la surface mesurée. Un substrat peut donc disposer d'une valeur crête-à-crête importante, qui ne s'intéresse qu'à deux points de la surface et pourtant avoir une planéité excellente. Les fournisseurs donne souvent uniquement la valeur crête-à-crête. Pour mesurer les déformations moyennes sur toute la surface, il faut mesurer la valeur Root Mean Square (RMS) qui indique une valeur efficace des défauts de la surface.

d'onde du laser, ici 351 nm. Les réseaux Ibsen ne peuvent donc être caractérisés par cette méthode. Nous sommes actuellement en cours d'adaptation d'un système goniométrique sur le banc interférométrique pour faire cette mesure à 193 nm dans le but de déterminer précisément la période des réseaux Ibsen.

Les réseaux Ibsen1 et Ibsen2 ont été caractérisés par scattérométrie (cf annexe C pour une description détaillée de cette technique). Les mesures ont été faites à trois angles : 60, 65 et 70°. Les valeurs des périodes, largeur et hauteur des lignes sont résumées dans le tableau 4.6 (ces valeurs sont obtenues à quelques % près). De plus, ces mesures nous ont permis de vérifier que les périodes étaient conformes à celles annoncées par le fournisseur. Les réseaux Photronics n'ont pu être caractérisés par scattérométrie car étant de surface  $500 \times 500 \mu m^2$ , il n'est pas possible de focaliser le faisceau ellipsométrique sur une si petite surface. Les largeur et hauteur des lignes des réseaux Photronics ont été mesurées en transférant les motifs du réseau par nanoimpression dans une résine. L'observation et la mesure à partir d'images MEB d'une coupe transverse de ces lignes nous a permis d'en déduire ces paramètres. Ceux-ci sont résumés dans le tableau 4.6. D'autre part, nous nous sommes servi de ces valeurs pour estimer les efficacités de diffraction de ces réseaux à l'aide de la méthode de calcul électromagnétique rigoureux utilisée dans le chapitre précédent. Elle fait l'hypothèse d'un profil de lignes rectangulaire.

	Période (nm)	Largeur (nm)	Rapport cyclique	Hauteur (nm)	Efficacité s (%)
Photronics-1	600	250	0,42	140	35
Photronics-2	600	250	0,42	140	2
Ibsen1-300	300	108	0,36	193	44
Ibsen1-210	210	105	0,5	173	23
Ibsen2-220	220	82	0,43	154	40
Ibsen2-210	210	112	0,53	171	37

TAB. 4.6 – *Caractéristiques géométriques et efficacités de diffraction calculées des réseaux du montage interférométrique.*

Les valeurs mesurées et calculées ici sont conformes aux valeurs données par le fournisseur.

## C Le montage

Le dispositif expérimental comprenant le montage interférométrique ainsi que son environnement optique est schématisé sur la figure 4.12. Dans cette partie, nous décrivons l'ensemble du système et détaillons les réglages permettant de contrôler les paramètres d'exposition et ceux jouant sur l'achromaticité du système, comme nous l'avons développé dans le chapitre précédent.

### C.1 Contrôle des paramètres d'exposition

#### C.1.1 La polarisation

La source ArF n'étant pas polarisée, nous avons placé un polariseur de type Wollaston<sup>15</sup> en sortie du laser. En effet, comme nous le démontrerons et vérifierons par la suite (cf chapitre 5), l'état de

<sup>15</sup>Un polariseur de type Wollaston est fait avec un prisme de quartz. La biréfringence de ce matériau permet de contrôler la polarisation en sortie du prisme en créant deux faisceaux faiblement divergents de polarisations orthogonales entre elles. Il fait partie des polariseurs par séparation de faisceau par opposition aux polariseurs par absorption qui absorbent la polarisation non désirée.

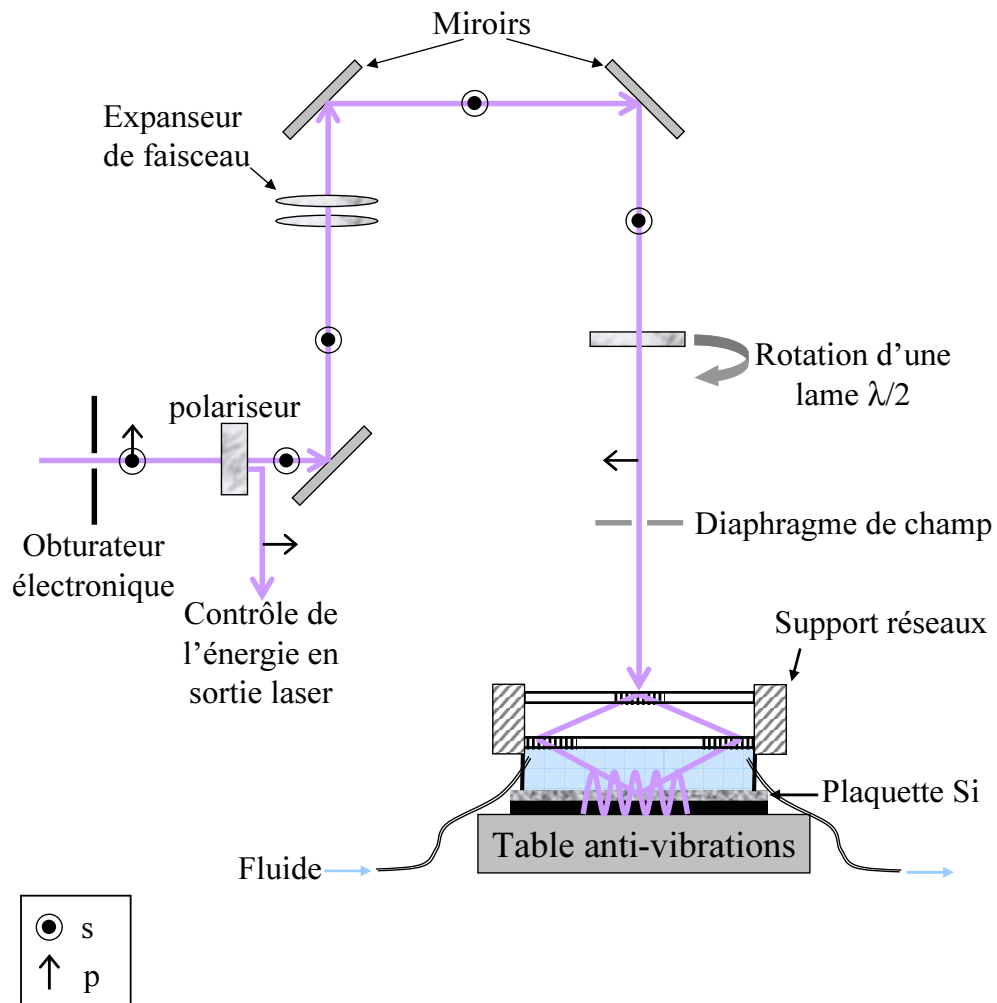


FIG. 4.12 – Schéma du montage interférométrique.

polarisation de la lumière participant à la formation de franges d'interférence joue sur le contraste de ces franges à haute ouverture numérique. Le meilleur contraste est obtenu en polarisation s, il est donc primordial de polariser la lumière incidente sur l'interféromètre. Une lame demi onde<sup>16</sup> permet de contrôler cet état de polarisation. Elle transforme une polarisation linéaire en une polarisation linéaire de direction symétrique par rapport à l'axe optique de la lame. La rotation de cette lame permet de faire varier l'état de polarisation entre s et p. Les réglages sont détaillés en annexe A et l'état de polarisation de la lumière le long de l'axe optique est représenté sur la figure 4.12.

### C.1.2 La dose d'insolation

Un obturateur électronique est placé en sortie du laser pour contrôler le temps d'exposition. Le contrôle de l'énergie cumulée lors d'une exposition par un obturateur permet de faire laser en continu la source ce qui assure une meilleure stabilité en énergie et un contrôle plus précis de l'énergie incidente sur la résine. La dose d'exposition exprime la quantité d'énergie du faisceau lumineux arrivant sur la résine par unité de surface de résine exposée en  $mJ/cm^2$ . Dans notre cas, il est plus aisé d'évaluer l'énergie cumulée pendant le temps d'ouverture de l'obturateur au niveau du détecteur pour la polarisation p déviée par le polariseur (cf figure 4.12). Cette dose est proportionnelle à l'énergie incidente sur la résine ; elle permet donc de servir de référence pour notre procédé mais n'est pas la même que les valeurs de doses requises pour un procédé de lithographie classique, c'est-à-dire sur un scanner. Afin de retrouver des valeurs de dose connues, il suffit de calibrer une résine de référence avec notre procédé.

## C.2 Contrôle des paramètres d'achromaticité

### C.2.1 Parallélisme des réseaux

Un support mécanique a été conçu et monté pour permettre l'assemblage des deux réseaux. L'ensemble des pièces et le détail du montage est schématisé sur la figure 4.13.

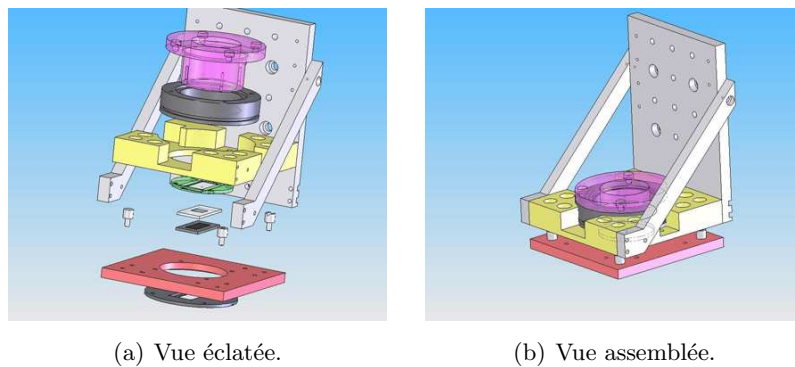


FIG. 4.13 – Vue éclatée et assemblée de l'interféromètre. La pièce violette permet de contrôler l'espace d'air entre les deux réseaux de diffraction.

Une lame de verre, opaque à 193 nm, est insérée au centre du substrat inférieur pour bloquer l'ordre 0

<sup>16</sup>Une lame demi onde est un composant optique qui introduit un déphasage de  $\pi/2$  entre les composantes s et p de l'onde qui la traverse. Elle permet donc de changer l'état de polarisation de cette onde. Chaque composante ne se propagera pas à la même vitesse selon qu'elle est parallèle ou perpendiculaire à cet axe, d'où le déphasage. Contrairement à un polariseur, l'état de polarisation en sortie de la lame dépend de l'état de polarisation en entrée. Le déphasage dépendra de l'épaisseur de la lame, du matériau utilisé et de la longueur d'onde de la lumière.

émis par le premier réseau (s'il est présent, il y a un fond continu qui brouille le contraste des franges). Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, le parallélisme des réseaux de l'interféromètre est un paramètre important car il joue sur la profondeur de champ du système. Un support trait-point-plan permet de régler ce parallélisme et d'ajuster l'écartement des réseaux sur une distance de l'ordre du millimètre. Le parallélisme est contrôlé avec un interféromètre de Fizeau simplifié et monté à demeure. Il a été schématisé sur la figure 4.14.

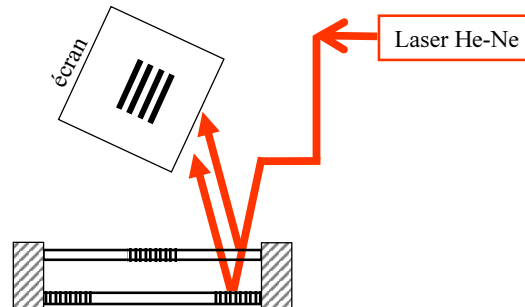


FIG. 4.14 – *Interféromètre de Fizeau.*

Le faisceau d'un laser hélium néon est collimaté et envoyé sur l'interféromètre. Il est partiellement réfléchi par chaque lame de silice supportant les réseaux. Ces deux faisceaux réfléchis forment un système de franges d'interférences que nous observons sur un écran. La teinte plate obtenue en jouant sur l'inclinaison d'un réseau par rapport à l'autre définit le bon parallélisme des réseaux.

### C.2.2 Divergence du faisceau

Un extenseur de faisceau de grandissement 5X est placé sur l'axe optique pour réduire la divergence du faisceau et augmenter sa cohérence spatiale. Il est constitué de deux lentilles montées en système afocal, c'est-à-dire que l'on fait coïncider le foyer image de la première lentille avec le foyer objet de la seconde (cf figure 4.15). Cela permet d'agrandir le diamètre du faisceau émergent d'un grandissement égal à  $f_2/f_1'$  où  $f_2$  est la focale objet de la deuxième lentille et  $f_1'$  la focale image de la première lentille. La divergence est ici diminuée d'un facteur cinq.

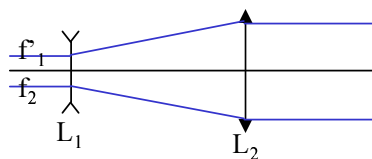


FIG. 4.15 – *Extenseur de faisceau*

### C.2.3 Incidence du faisceau sur l'interféromètre

Tout comme le parallélisme, le réglage de la perpendicularité du faisceau sur le montage est important car joue sur la profondeur de champ. Il est fait par auto-collimation comme schématisé sur la figure 4.16. Le faisceau est diaphragmé par un trou de diamètre 2 mm placé avant l'extenseur de faisceau qui collimate la lumière. Le faisceau est alors réfléchi par la première lame de silice. Il fait le chemin inverse et vient s'imaginer à côté du trou si le système n'est pas auto-collimaté. Le réglage se fait en faisant coïncider le faisceau avec le trou en jouant sur l'orientation des miroirs

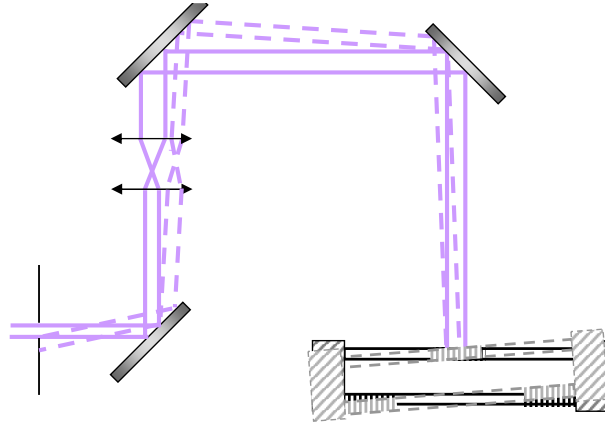


FIG. 4.16 – Auto collimation du faisceau sur l'interféromètre.

supérieurs. Nous avons pu évaluer la divergence du faisceau ainsi que l'angle d'incidence du faisceau sur le premier réseau en analysant le faisceau dans le plan focal d'une lentille de focale  $f = 260$  mm. La divergence du faisceau,  $\Delta\theta$ , est donnée par :

$$\Delta\theta = \frac{r}{f} \quad (4.4)$$

Où  $r$  est le diamètre de la tâche dans le plan focal.

L'erreur sur l'alignement de la perpendicularité donnant l'angle d'incidence maximal,  $\theta_0$ , est due à la taille du trou,  $d = 2$  mm. Nous mesurons l'effet d'un décalage par rapport au trou,  $dx = 5$  mm, dans le plan focal de la lentille. La mesure de la translation du centre de la tâche dans le plan focal donne  $\Delta x = 185 \mu\text{m}$ . Ainsi, l'angle d'incidence maximal est donné par :

$$\theta_0 = \frac{\Delta x}{f} \cdot \frac{d}{dx} \quad (4.5)$$

Nous avons donc estimé que la divergence du faisceau est inférieure à 0,1 mrad et que l'angle d'incidence que fait le faisceau sur le premier réseau est inférieur à 0,3 mrad.

Cette estimation de la divergence nous permet d'en déduire que la cohérence spatiale est au minimum égale à  $1930 \mu\text{m}$ , soit presque quatre fois plus que la valeur donnée par le fournisseur. Cela est principalement dû à l'expandeur de faisceau. Nous verrons par la suite l'influence de cette cohérence sur la profondeur de champ estimée.

### C.3 Distribution d'eau

#### C.3.1 Cellule d'immersion

Une cellule d'immersion a été dessinée et conçue pour maintenir le fluide d'immersion dans l'espace entre le réseau inférieur et la plaquette pendant les déplacements de la plaquette. Lorsque cet espace est inférieur à 3 mm, les forces capillaires exercées par l'eau maintiennent le ménisque lors des déplacements mais au-delà une cuvette est nécessaire. Dans notre configuration, la géométrie impose une distance de travail variant de 1 à 24 mm selon la paire de réseaux choisie. La figure 4.17 montre un schéma de la cellule d'immersion. Elle est fixée au support du réseau inférieur par l'intermédiaire de l'anneau en inox. Le contact avec la surface de la plaquette est faite avec une lèvre d'étanchéité. Cette cuvette a été conçue de telle sorte que la partie du ménisque d'eau en contact

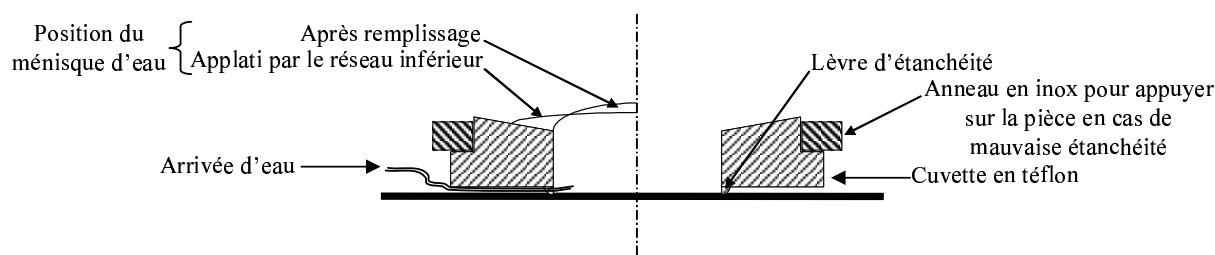


FIG. 4.17 – Schéma de la cellule d'immersion.

avec le réseau peut être « aplatie » pour permettre des variations de focalisation. Quatre cuvettes ont été réalisées permettant des distances de travail entre 5 et 24 mm. Le tableau 4.7 résume les différentes configurations disponibles ainsi que le domaine de variation de cette distance afin d'avoir une plus grande latitude de focalisation.

Distance de travail (mm)	Distance min. (mm)	Distance max. (mm)
24	22,5	26
9,5	8,5	12
7	6,5	9
5	4,5	6

TAB. 4.7 – Caractéristiques des différentes cuvettes d'immersion.

### C.3.2 Système de préparation et distribution d'eau

Nous avons dans un premier temps utilisé de l'eau comme fluide d'immersion. Afin de contrôler les propriétés optiques de ce milieu d'imagerie, il est nécessaire d'utiliser de l'eau ultra pure filtrée, dégazée et thermostatée. En effet, les espèces organiques dissoutes dans l'eau font varier son indice de réfraction. De plus, cet indice varie avec la température, il faut donc pouvoir contrôler la température [132]. Le filtrage de l'eau est également indispensable pour ne pas augmenter son absorption car celle-ci peut être affectée par les espèces dissoutes susceptibles d'être absorbantes à la longueur d'onde d'exposition [59]. Afin de contrôler les espèces organiques, inorganiques et gazeuses dissoutes ainsi que la température, nous avons conçu et monté un système de traitement d'eau. L'ensemble du système est schématisé sur la figure 4.18. L'eau déionisée est d'abord dégazée sous vide puis elle passe dans une unité de purification qui enlève les impuretés organiques, ioniques ainsi que les bactéries et particules. L'eau sort de cette unité avec une résistivité<sup>17</sup> de 18,2  $M\Omega.cm$ , un taux de carbone ou TOC<sup>18</sup> inférieur à 2 ppb<sup>19</sup> et un taux de bactéries très bas. L'eau passe finalement dans un bain thermostaté qui contrôle la température à  $\pm 0,1^\circ C$ . Le bain est réglé pour garder la température de l'eau égale à celle de la pièce pour éviter des changements de température pendant le transfert de l'eau jusqu'au montage interférométrique et du fait du contact avec l'interféromètre lui-même. L'eau peut ensuite être récupérée après exposition pour analyse.

<sup>17</sup>La résistivité permet d'évaluer le taux d'ions dans la solution

<sup>18</sup>Total Oxidizable Carbon

<sup>19</sup>part per billion, c'est-à-dire partie pour milliard. C'est une unité permettant d'exprimer les concentrations. On utilise généralement des ppb en partie par volume pour les liquides.



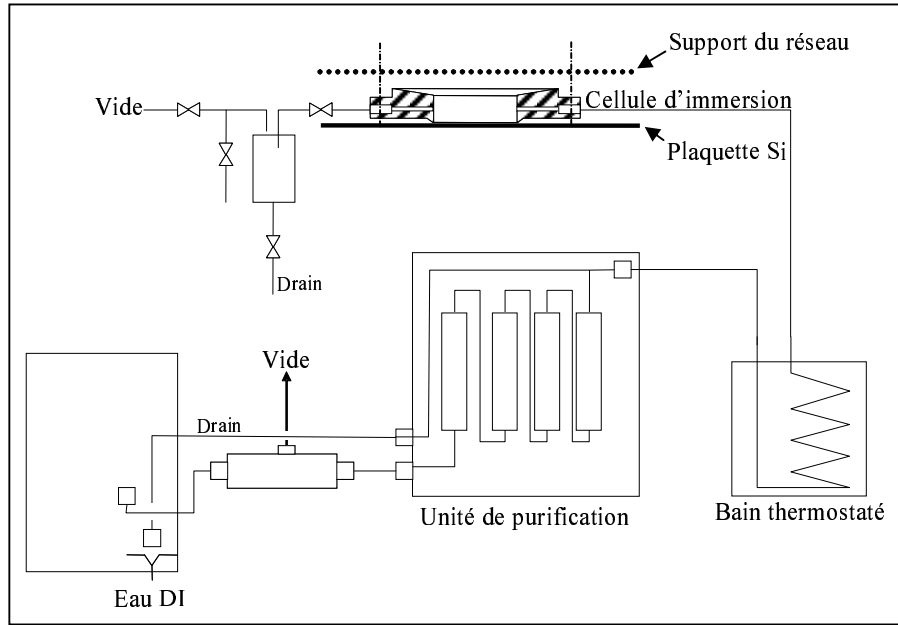


FIG. 4.18 – Schéma du système de distribution d'eau.

#### C.4 Contrôle et amortissement actif des vibrations

Le problème du contrôle des vibrations est un point très important dans le cadre de l'interférométrie et plus généralement pour tout système d'imagerie. Comme nous l'avons développé précédemment, elles induisent une perte de contraste des franges qui dégrade la qualité de l'image. Dans le cas de l'interféromètre à double réseau, c'est le déplacement de l'ensemble des deux réseaux par rapport à la plaquette, c'est-à-dire le déplacement du système de franges, qui peut brouiller les interférences. Comme nous l'avons vu au chapitre précédent, le contraste est donné par :

$$c = \sqrt{2\pi} \cdot \text{Re} [TF \{P(\Phi_0(\delta))\} (\nu = 1)] \quad (4.6)$$

Où  $\Phi_0$  est le déphasage introduit par la perturbation  $\delta$  (variation de  $\theta$ ,  $\lambda$  ou  $x$ ),  $P(\Phi_0)$  est sa densité de probabilité et TF est la transformée de Fourier. Dans le cas de l'interféromètre achromatique, le système de franges est décrit par  $\Phi = \frac{4\pi}{Q}x$ , donc une variation de  $x$  introduite par des vibrations peut induire un déphasage  $\Phi_0$  qui est une variable aléatoire ayant une certaine densité de probabilité. Considérons que le déplacement du système de franges est un bruit gaussien. Sa densité de probabilité est alors donnée par :

$$P(\Phi_0) = \frac{1}{\sigma_{\Phi_0} \sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{\Phi_0^2}{2(\sigma_{\Phi_0})^2}} \quad (4.7)$$

Où  $\sigma_{\Phi_0}$  est la déviation standard de la variable aléatoire  $\Phi_0$ . Sa transformée de Fourier s'écrit donc :

$$TF \{P(\Phi_0)\} (\nu) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \cdot e^{-\frac{\nu^2 (\sigma_{\Phi_0})^2}{2}} \quad (4.8)$$

Le contraste s'exprime donc par :

$$\begin{aligned}
c &= \sqrt{2\pi} \cdot \text{Re} [TF \{P(\Phi_0(\delta))\} (\nu = 1)] \\
&= e^{-\frac{(\sigma_{\Phi_0})^2}{2}}
\end{aligned}
\tag{4.9}$$

Etant donné la relation entre  $\Phi$  et  $x$ ,  $\Phi = \frac{4\pi}{Q}x$ , la déviation standard de la variable aléatoire  $x$  est donnée par  $\sigma_x = \frac{Q}{4\pi} \cdot \sigma_{\Phi_0}$ . Nous pouvons évaluer le contraste en fonction de l'amplitude des vibrations représentée par la déviation standard  $\sigma_x$ . Sur la figure 4.19, le contraste a été tracé en fonction de  $\sigma_x$  pour différentes ouvertures numériques, NA = 0,32 à 1,2.

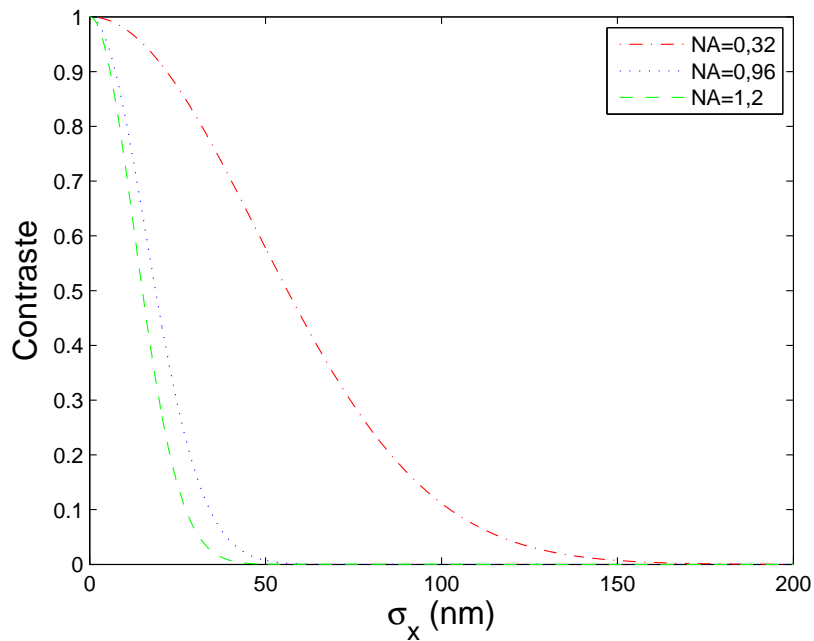
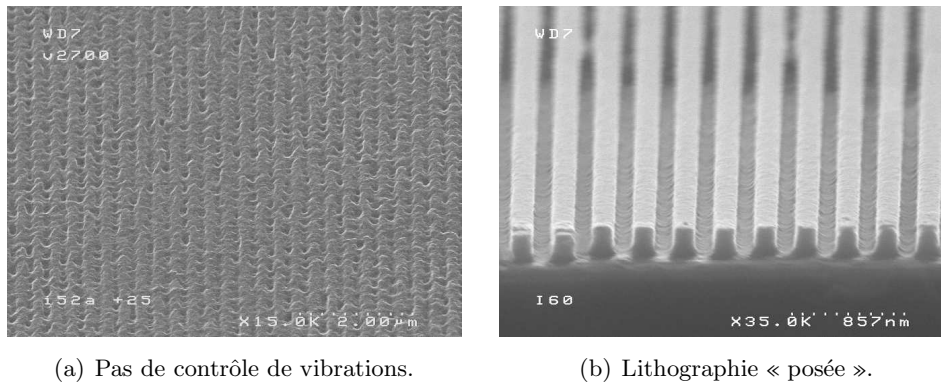


FIG. 4.19 – *Contraste en fonction de la déviation standard de l'amplitude de vibrations  $x$ .*

Il diminue rapidement quand  $\sigma_x$  augmente et ce d'autant plus que l'ouverture numérique est grande. Ainsi, il faut être capable de contrôler l'amplitude de vibrations à 32, 11 et 8 nm près pour NA = 0,32, 0,96 et 1,2 respectivement pour garder un contraste supérieur à 0,8. Les vibrations apparaissent généralement à des fréquences particulières qui dépendent de leur origine (mouvements du sol ou de l'air dus à l'activité humaine ou à l'environnement) et des pics de résonance de l'instrument. Nous avons réalisé des mesures de vibrations et il apparaît des pics de vibrations en l'absence de tout système anti-vibrationnel. Cependant, les appareils de mesure utilisés ne permettent pas de mesurer des amplitudes de vibrations en-dessous de la centaine de nanomètres. Constatant expérimentalement un mauvais contraste de franges, nous avons monté l'ensemble {porte-substrat-réseaux} sur une table anti-vibrations permettant de l'isoler des sources de vibrations (laser, salle blanche, mouvements humains...). La figure 4.20 montre des réseaux de lignes imprimées dans une résine à 193 nm classique à une ouverture numérique 0,32 avec notre montage interférométrique dans différentes configurations de vibrations. La première configuration est dépourvue de tout système anti-vibrations et la perte de contraste induite par les vibrations se traduit par une forte rugosité. La deuxième image montre le cas d'une lithographie dite « posée » : le montage interférométrique est directement posé sur la résine. Ce type de montage permet de rendre solidaire le réseau du détecteur (la résine) et empêche ainsi les mouvements relatifs entre les deux éléments. Le résultat



(a) Pas de contrôle de vibrations.

(b) Lithographie « posée ».

FIG. 4.20 – Lignes de période 300 nm obtenues dans différentes configurations de vibrations.

de cette expérience montre des profils droits ce qui indique un très bon contraste. Nous avons par la suite utilisé une table anti-vibrations. Comme nous le verrons dans le chapitre suivant montrant les résultats expérimentaux, les lignes obtenues sont également très contrastées ; cela montre l'efficacité de la table pour isoler le montage des vibrations extérieures. De plus, nous avons observé que les images à ouverture numérique 1,2 étaient également contrastées ce qui indique que ce système permet de contrôler les vibrations d'amplitude inférieures à 8 nm.

La figure 4.21 montre une photo de l'ensemble du montage expérimental comprenant tous les éléments décrits et caractérisés dans ce paragraphe. La partie comprenant le cœur de l'interféromètre, c'est-à-dire les deux réseaux montés dans leur support, a été zoomée.

## Conclusion

Nous nous sommes intéressés ici à la fabrication des principaux composants du montage : les réseaux de diffraction. Un procédé de fabrication a été développé et caractérisé. L'interféromètre a ensuite été monté et les différents éléments optiques et mécaniques ont été caractérisés. Finalement, nous avons pu évaluer les paramètres entrant dans le calcul de la profondeur de champ du système développé au chapitre précédent. Les valeurs de DOF ainsi que la transmission du système (rapport de l'énergie incidente sur le système par l'énergie émergente du système) dépendant de l'efficacité de diffraction des réseaux, de la polarisation de la lumière incidente ainsi que de l'ouverture numérique considérée ont été évaluées avec les valeurs de cohérence spatiale, les planéité et parallélisme et les caractéristiques des réseaux mesurées. Ces valeurs sont résumées dans le tableau 4.8. Il est en effet très important de pouvoir prévoir cette transmission car cela détermine la dose d'insolation.

NA	0,32 (sec)	0,32 (immersion)	0,96 (sec)	0,96 (immersion)	1,2 (immersion)
DOF ( $\mu\text{m}$ )	1420	2090	139	531	317
Transmission en s (%)	0,3		10,4		14,9
Transmission en p (%)	0,7		1,4		1,8

TAB. 4.8 – Paramètres de profondeur de champ et de transmission des différentes configurations de l'interféromètre achromatique.

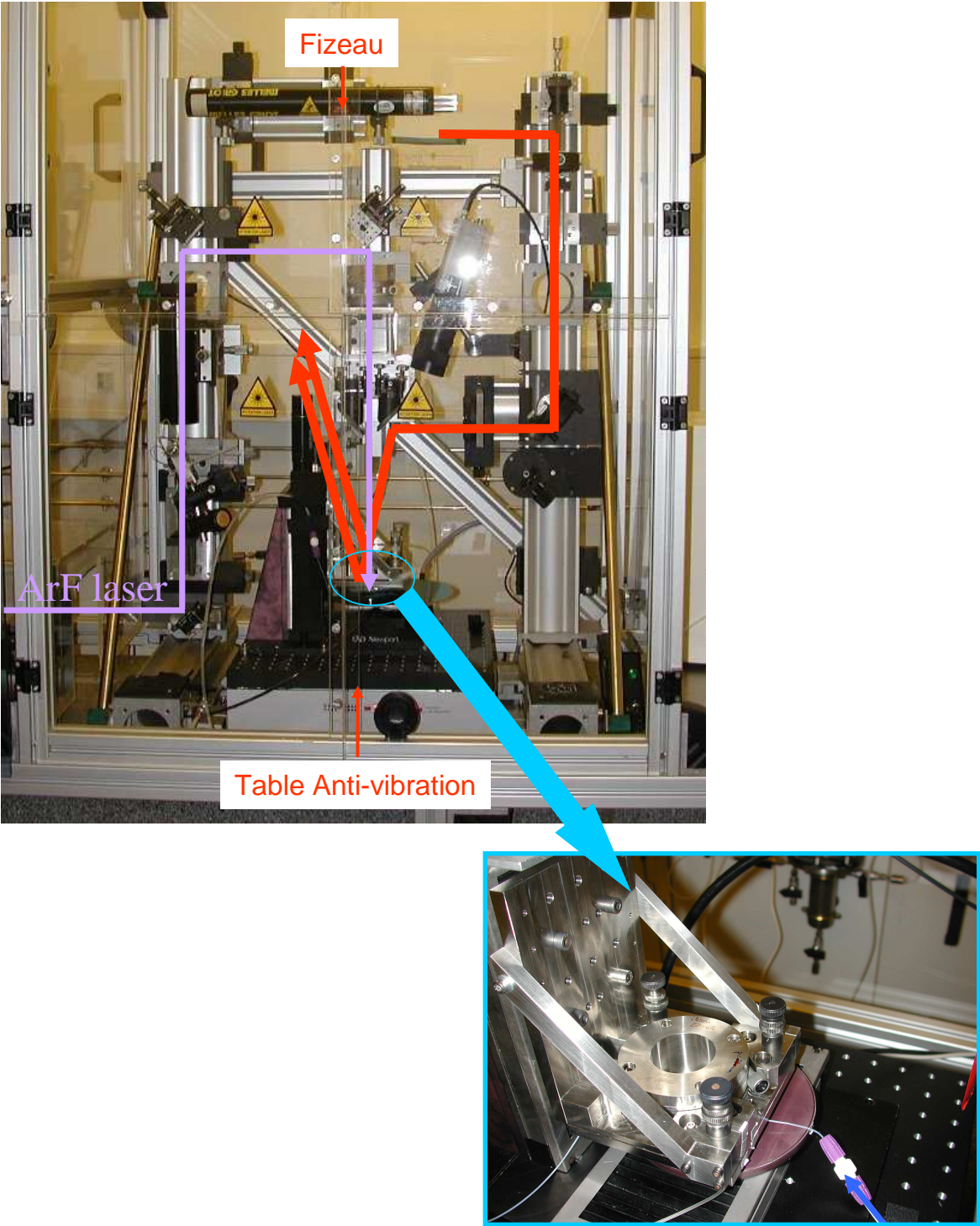


FIG. 4.21 – Montage expérimental.

Les valeurs de profondeur de champ sont beaucoup plus grandes que celles prévues par la théorie qui sont résumées dans le tableau 3.2 ; la cohérence spatiale mesurée après l'expandeur est supérieure à celle donnée par le fournisseur ce qui relâche des contraintes sur le système en terme de profondeur de champ. De plus, la transmission du système est globalement supérieure à celle prévue théoriquement (cf tableau 3.4) quelque soit la polarisation et la configuration considérée. Seule la configuration « Photonics » a une transmission mesurée inférieure à la transmission théorique. Cela est dû au fait que le procédé n'est pas optimisé pour obtenir les efficacités de diffraction optimales. Finalement, le système est globalement plus performant en terme de profondeur de champ et de transmission que ce que nous avions prévu par la théorie.

## Chapitre 5

# Etude de l'imagerie à haute ouverture numérique

### Introduction

Ce chapitre est consacré à la validation expérimentale du travail de conception et caractérisation fait dans les deux chapitres précédents. Nous décrivons la procédure expérimentale du procédé lithographique et nous montrons la robustesse du montage par l'impression de lignes contrastées de période 80 nm. Après cette démonstration de résolution en immersion, nous nous focalisons sur les aspects optiques de la technique et en particulier nous montrons l'effet de la polarisation de la lumière sur la qualité des franges à haute ouverture numérique.



# I Etude de la résolution

## A Procédure expérimentale

### A.1 Les matériaux de l'empilement lithographique

Tous les résultats expérimentaux présentés dans cette thèse ont été obtenus avec un empilement lithographique de type couche barrière/résine/BARC (cf chapitre 1 pour une description détaillée du rôle et des caractéristiques de chaque couche). Tous les matériaux de l'empilement ont été fournis pour la société Rohm&Haas, ils sont résumés dans le tableau 5.1.

	Empilement 1	Empilement 2	Empilement 3
Couche barrière	XP1029-38 nm	XP5136-51 nm	XP6788A-90 nm
Résine	XP1020B-190 nm	XP4946A-71 nm	XP5347E-70 nm
BARC	AR40-80 nm	AR40-80 nm	AR40-36 nm

TAB. 5.1 – Matériaux de l'empilement lithographique.

Différents empilements ont été utilisés car les performances des matériaux lithographiques ont été améliorées au cours de ces trois ans de travail. De manière générale, les nouvelles formulations sont développées pour améliorer les performances en terme de résolution, rugosité, défektivité et fenêtre de procédé. Ces résines sont toutes de type méthacrylate et dédiées à des applications Ligne/Espace pour la grille du transistor mais la XP4946A est plus performante que la XP1020B. Elle est plus hydrophobe et a été conçue dans le but de diminuer la rugosité des motifs et le taux de défauts. Par ailleurs, la formulation XP5347E est dédiée pour le nœud 45 nm ; elle a un taux de leaching 10 fois inférieur à la XP4946A et permet de diminuer la rugosité de l'ordre de 1 nm. Elle est finalement plus performante en terme de latitude d'exposition et de profondeur de champ (mesurées sur un scanner). Tous les empilements comportent une couche barrière car l'environnement des plaques est potentiellement très contaminé et les temps d'exposition peuvent être très longs ce qui favorise la contamination de la résine par les amines de l'air.

Tous les matériaux ont été déposés sur des plaquettes de 200 mm de diamètre avec une piste d'étalement automatisée TEL assurant une bonne uniformité sur toute la plaquette de l'ordre de 2 %. Les épaisseurs de BARC sont optimisées pour que la réflectivité de l'empilement silicium/BARC soit minimisée à l'angle d'incidence considéré. D'autre part, les épaisseurs de résine sont optimisées en fonction des dimensions visées pour éviter le phénomène de pattern collapse<sup>1</sup>. Après exposition, les plaquettes ont toutes subi une étape de PEB<sup>2</sup>, de développement et de rinçage suivant un procédé précis donné par le fournisseur<sup>3</sup>.

### A.2 Outils de caractérisation et métrologie

Les outils de caractérisation et métrologie utilisés dans le travail expérimental et cités dans ce manuscrit sont décrits en annexe C.

<sup>1</sup>Lorsque le rapport d'aspect des motifs (rapport de la hauteur sur la largeur du motif) est trop élevé, ceux-ci peuvent subir un phénomène d'effondrement des lignes dit « pattern collapse »

<sup>2</sup>Post-Exposure Bake

<sup>3</sup>Typiquement, le PEB est de l'ordre de 95 °C pendant 90 s et les temps de développement et rinçage sont de 60 s et 20 s respectivement. Ils sont cependant optimisés pour chaque empilement.



## B Résultats expérimentaux

### B.1 Impression de lignes périodiques

Nous présentons les résultats expérimentaux obtenus avec le montage interférométrique que nous avons conçu, monté et caractérisé dans les chapitres précédents. Les trois configurations permettant d'atteindre des ouvertures numériques effectives de 0,32, 0,96 et 1,2 ont été montées et validées. Les résultats sont illustrés par les photos MEB de la figure 5.1.

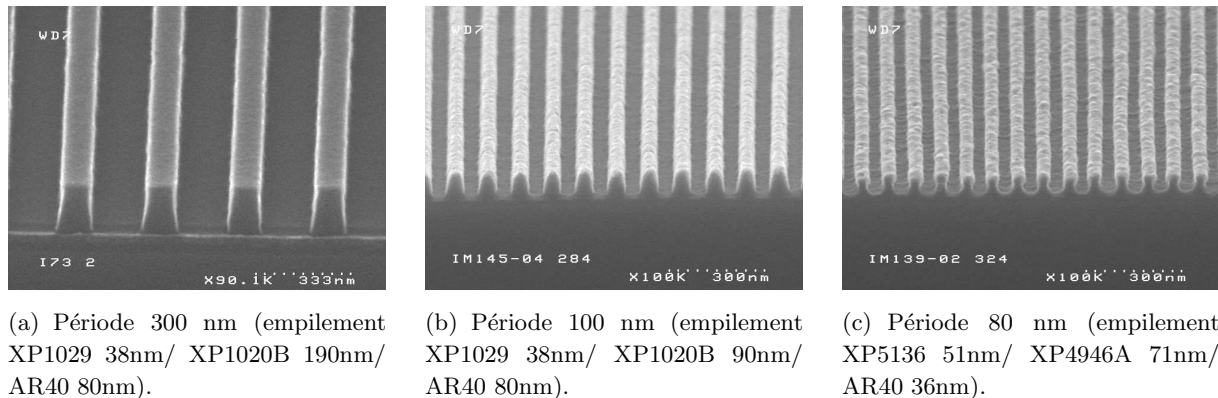


FIG. 5.1 – Lignes denses en résine obtenues par lithographie interférométrique à immersion à l'eau en polarisation s.

Nous présentons l'impression de réseaux de lignes de période 300 nm, 100 et 80 nm sur les figures 5.1 (a), (b) et (c) respectivement avec l'interféromètre achromatique à double réseau en polarisation s. Pour les résultats montrés ici, la dose a été optimisée pour avoir des motifs denses ligne = espace. Ces motifs ont des profils droits, sont très bien définis et ce sur une très grande surface supérieure à environ 90 % du champ d'exposition. De plus, un très faible taux de défauts a été observé sur toute la surface d'impression. La grande qualité d'impression est une bonne indication du fort contraste des franges. En effet, comme nous le verrons par la suite dans le cas de l'étude de l'influence de la polarisation à haute ouverture numérique, un faible contraste optique a pour effet d'augmenter la pente et la rugosité des lignes. L'ensemble du système a été compacté au maximum et l'utilisation d'une table anti-vibrations performante a permis d'imprimer des réseaux de lignes très contrastées et même à très haute ouverture numérique 1,2.

Par ailleurs, nous pouvons voir sur ces photos MEB que la rugosité des motifs augmente lorsque la dimension des motifs diminue. Ce phénomène est aujourd'hui bien connu pour les résines à amplification chimique [133]. Cela fait l'objet de nombreux travaux et ceci d'autant plus avec le développement de la lithographie à immersion qui promet de nettes améliorations de la résolution mais nécessite le développement de résine « haute résolution ». Cette problématique ne fait pas l'objet d'une étude particulière dans le cadre de cette thèse mais il est important de la mentionner car cela deviendra probablement un des points bloquants à regarder dans un futur proche en parallèle de l'amélioration de la résolution.

Les résultats obtenus et montrés sur la figure 5.1 démontrent les bénéfices de l'immersion sur la résolution. En effet, les résolutions de 300 et 100 nm de période peuvent être obtenues à sec mais la résolution limite avec de l'air comme fluide d'imagerie est obtenue à ouverture numérique 1, c'est-à-dire pour une période de 96,5 nm. L'utilisation d'un fluide d'indice supérieur à celui de l'air, ici l'eau d'indice 1,43 à 193 nm, permet d'imprimer des réseaux de période 80 nm.

Ces résolutions ont été imprimées sur des champs de surface particulièrement grande, de l'ordre de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ . La figure 5.2 montre un exemple de champ d'exposition obtenu avec l'interféromètre. Sur cette photo, la plaquette a été clivée pour les besoins de l'observation, c'est pourquoi le champ ne fait ici que  $1 \times 4 \text{ mm}^2$ . De plus, le grandissement du MEB ne permet pas d'observer le champ dans sa totalité. Cependant, nous observons bien sur cette figure que le champ est très homogène.



FIG. 5.2 – *Champ d'exposition.*

Cette démonstration de résolution place ces résultats au niveau de l'état de l'art international (voir le bilan de l'état de l'art de la lithographie interférométrique à immersion au chapitre 3). De plus, c'est la première fois que ce type de montage achromatique à double réseau est utilisé en configuration immersion et permet d'atteindre des périodes sub-100 nm. Les résultats présentés ici montrent l'originalité de ce travail.

Remarque : les valeurs de profondeur de champ estimées dans le chapitre précédent n'ont pu être vérifiées expérimentalement. En effet, dans le cas des petits réseaux de surface  $500 \times 500 \mu\text{m}^2$ , la hauteur du cône d'interférences (zone de croisement des deux bras où il y a interférence) est inférieure à la DOF prévue. Dans cette zone, nous avons pu vérifier que le contraste ne changeait pas. Dans les configurations « immergées », la hauteur de la cuvette de fluide étant fixe, la profondeur de champ n'a pas pu être mesurée. De manière générale, nous n'avons pas constaté de dégradation de contraste après réglage de la focalisation par superposition des ordres d'interférence. Nous pouvons donc uniquement conclure que la profondeur de champ était suffisante pour imprimer des lignes contrastées dans tous les cas de figure après avoir suivi la procédure d'alignement adaptée.

## B.2 Impression de trous périodiques

Nous avons expérimenté l'impression de trous denses par double exposition orthogonale avec l'interféromètre à immersion à double réseau. Cela a été réalisé par rotation de  $90^\circ$  de la plaquette et double exposition. La figure 5.3 montre des trous de diamètre 50 nm. Ce résultat peut être utilisé pour l'étude de la lithographie de trous de contact. C'est un résultat très encourageant car correspond aux dimensions visées par la feuille de route ITRS pour le nœud 45 nm en 2010. De plus, ce résultat est unique car il n'est pour l'instant possible d'atteindre ces dimensions avec aucun autre outil de lithographie à la longueur d'onde 193 nm. Bien que réalisés avec une résine formulée pour l'impression de lignes, les trous sont imprimés sur une grande surface de l'ordre de  $5 \times 5 \text{ mm}^2$ . Une étude est en cours pour tester une résine formulée pour l'impression de trous de contact qui devrait améliorer leur circularité. De plus, nous travaillons actuellement sur la fabrication d'un système interférométrique à 4 ondes dans le but d'imprimer des trous par simple exposition (diffraction au premier niveau dans deux directions orthogonales et recombinaison par quatre réseaux).

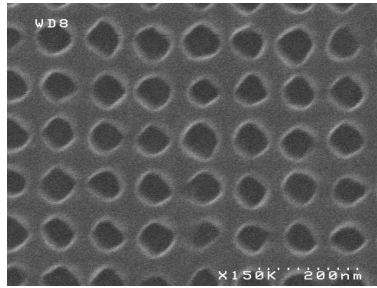
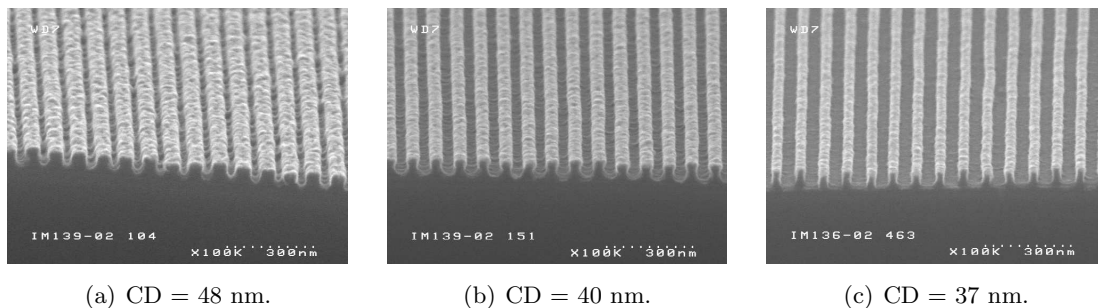


FIG. 5.3 – Trous de diamètre 50 nm imprimés par double exposition avec l'interféromètre à immersion à double réseau (empilement AR40 80nm/ XP1020B 90nm/ XP1029 38nm).

### C Contraste et latitude d'exposition

Nous avons ici cherché à estimer le contraste des franges d'interférence obtenues par lithographie interférométrique. Par analogie avec la lithographie optique par projection, nous avons évalué la latitude d'exposition. Elle représente le domaine de variation en énergie d'exposition (ou dose) sur lequel le CD<sup>4</sup> reste dans les spécifications et est exprimée en pourcentage de la dose nominale. Dans le cadre de la lithographie par projection, elle englobe la contribution de tous les paramètres rendant le procédé plus difficile à contrôler mais dans le cas simplifié de la lithographie interférométrique, elle dépend uniquement du contraste de l'outil et du contraste de la résine (cf chapitre 1 pour la définition du contraste). Comme nous l'avons vu précédemment (cf chapitre 3), le contraste de l'outil dépend principalement de son niveau de vibration, des paramètres de la source (cohérence et polarisation) et de l'équilibre de l'intensité des bras de l'interféromètre. La figure 5.4 montre des réseaux de ligne de période 80 nm à différents CD obtenus avec différentes doses d'insolation. Les CD ont été mesurés avec le logiciel SuMMIT à partir des photos MEB (cf annexe C pour une description des outils de métrologie). La latitude d'exposition a été évaluée pour les motifs les plus petits, c'est-à-dire de période 80 nm, car ils sont plus sensibles aux pertes de contraste.



(a) CD = 48 nm.

(b) CD = 40 nm.

(c) CD = 37 nm.

FIG. 5.4 – Réseaux de lignes de période 80 nm à différents CD obtenus à différentes doses par lithographie interférométrique à immersion à l'eau en polarisation s.

Sur la figure 5.5, le CD des réseaux de période 80 nm mesuré par scattérométrie a été tracé en fonction de la dose d'exposition en unités arbitraires. Nous pouvons remarquer sur ce graphique que la variation de CD en fonction de la dose est linéaire. Le comportement est le même avec les mesures faites avec le logiciel SuMMIT à partir de photos MEB. La faible pente de cette droite

<sup>4</sup>Critical Dimension : c'est la largeur de la ligne imprimée. C'est une fraction de la période des lignes et elle est contrôlée par la dose.

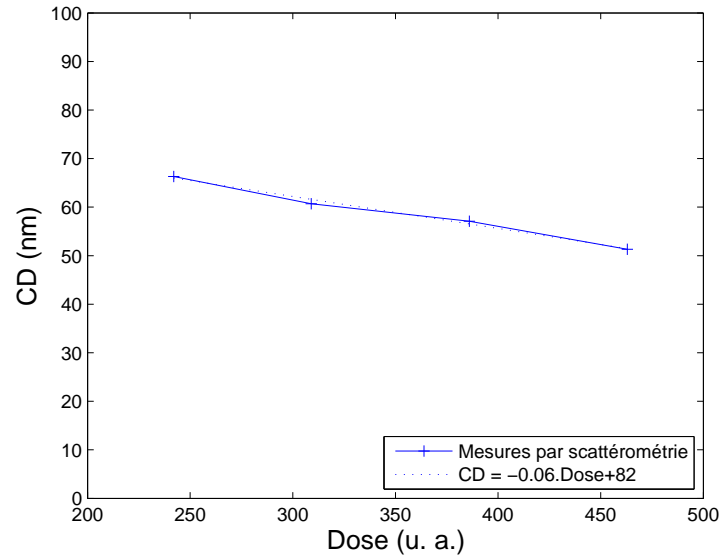


FIG. 5.5 – CD mesuré en fonction de la dose d'exposition (unités arbitraires) par scattérométrie.

indique que le contraste est élevé : une forte variation de dose conduit à une faible variation de CD : le procédé est donc relativement facile à contrôler. L'évaluation de la pente de cette droite permet d'en déduire la latitude d'exposition. Nous avons pris comme critère une variation inférieure à 10 % du CD visé, ici 40 nm. Nous obtenons une latitude d'exposition de 9,5 %. Pour indication, les valeurs de latitude d'exposition des procédés actuels sont de l'ordre de 8 % à 0,5  $\mu\text{m}$  de DOF en immersion pour des lignes denses ligne = espace de CD 70 nm. Cela confirme que le contraste est beaucoup plus important en interférométrie qu'avec un scanner. Sur la figure 5.6, nous avons représenté l'effet d'une variation de dose de 50 % sur le CD dans deux conditions de contraste différentes : 100 et 40 %. La résine est caractérisée par son seuil au-delà duquel la dose rend la résine soluble et celle-ci est éliminée. Ces figures illustrent bien le fait qu'une variation de dose pour des franges contrastées a moins d'effet sur le CD que pour des franges moins contrastées.

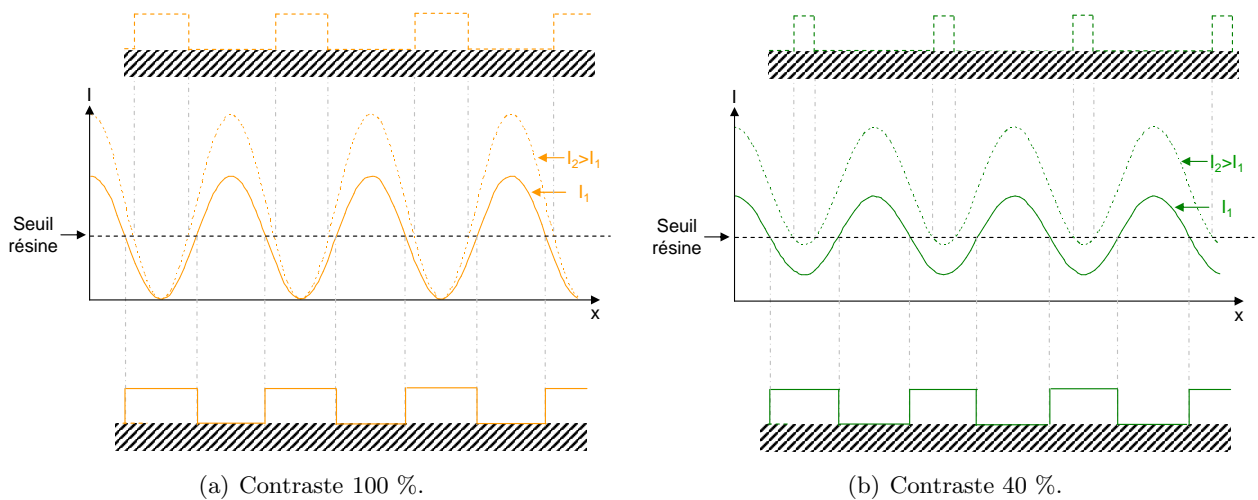


FIG. 5.6 – Effet d'une variation de dose de 50 % sur le CD dans deux conditions de contraste.

Par ailleurs, nous avons pu constater expérimentalement que le contraste était élevé car l'uniformité du champ d'exposition est très bonne comme nous le voyons sur la figure 5.2. Il est difficile de quantifier cette uniformité, cependant nous avons pu évaluer la variation de CD dans le champ qui est de l'ordre de 5 %. En effet, du fait de l'inhomogénéité du laser (de l'ordre de 10 %) et de la diffraction des poussières et des inhomogénéités rencontrées par le faisceau le long du chemin optique, l'homogénéité de la répartition d'intensité éclairant les réseaux est inférieure à 10 %. La grande uniformité du champ d'exposition indique que ces variations de dose sur le champ ne changent pas le CD suffisamment pour que ce soit visible sur le champ. Cela est possible car le contraste est bon. Il est difficile de remonter à une valeur de contraste à partir de la latitude d'exposition car elle fait intervenir les paramètres de la résine, nous pouvons donc uniquement conclure de manière qualitative pour ce qui est de l'estimation du contraste. De plus, nous remarquons comme nous l'avons prévu précédemment que le contraste est constant sur tout le champ contrairement à ce qui se passe pour un interféromètre de type Talbot [108]. Cela confirme l'avantage de ce montage.

## D Super-résolution

Un montage de lithographie interférométrique comme celui que nous avons conçu présente l'avantage de pouvoir prévoir jusqu'où pourra aller la lithographie à immersion. En effet, il est prévu que l'eau soit remplacée par un fluide d'indice supérieur afin d'améliorer encore la résolution. La lithographie interférométrique permet de confirmer l'amélioration en résolution ainsi que d'anticiper les problèmes pratiques liés à l'introduction d'un fluide pouvant être plus absorbant, plus visqueux et plus corrosif que l'eau.

Dans ce but, nous avons conçu deux nouvelles configurations de réseaux permettant d'atteindre les ouvertures numériques de 1,35 et 1,38 avec respectivement des couples de réseaux de valeur {420 nm - 210 nm} et {520 nm - 210 nm}. Ces configurations peuvent être utilisées avec de l'eau ou avec un fluide à haut indice. Ainsi, la validation du nouveau couple de réseaux peut être faite avec l'eau et sera ensuite suivie de tests pour valider la faisabilité d'un procédé avec un fluide haut indice. Nous avons travaillé avec des fluides à haut indice destinés à être implémentés sur les scanners à immersion industriels afin d'étudier par anticipation leurs caractéristiques et avantages. Leurs caractéristiques données par le fournisseur sont résumées dans le tableau 5.2.

Fournisseur	Indice	Absorption ( $cm^{-1}$ )
Mitsui [134]	1,63	0,08
JSR [65]	1,65	0,14
DuPont [70]	1,65	0,16
DSM	1,64	×

TAB. 5.2 – *Caractéristiques de fluides haut indice.*

Nous avons mis en place deux méthodes pour caractériser leur absorption :

- Par mesure de la transmission du fluide dans une cuve de spectromètre en quartz (la transmission de la cuve est mesurée en faisant une mesure de référence avec l'eau dont l'absorption est connue).
- Par spectrométrie donnant un spectre d'absorption en valeurs absolues dans l'ultraviolet.

Leur indice sera mesuré grâce à un goniomètre adapté sur un ellipsomètre SOPRA fonctionnant dans l'ultraviolet profond [135]. Il permet des mesures d'indice avec une précision de  $10^{-4}$ .

## II Effet de la polarisation de la lumière à haute ouverture numérique

### A Le contraste en lumière polarisée

Avec l'introduction de scanners fonctionnant à haute ouverture numérique ( $> 0,6$ ) voire à très haute ouverture numérique pour la lithographie à immersion ( $NA > 1$ ), de très grands angles participent à la formation de l'image. Ainsi, une approximation scalaire n'est plus suffisante et il est maintenant nécessaire d'utiliser une description vectorielle des ondes lumineuses afin de prendre en compte différents effets optiques très importants à haute ouverture numérique. En particulier, avec une approche vectorielle, il faut prendre en compte la polarisation de la lumière. Regardons ici l'effet de la polarisation de la lumière au niveau de la plaquette, c'est-à-dire la lumière qui participera aux phénomènes d'interférences, sur la qualité de l'image. Dans les configurations simples, nous pouvons considérer que l'état de polarisation de la lumière peut être décomposé en une combinaison linéaire des composantes s et p (cf annexe A). C'est pourquoi nous pouvons regarder tout d'abord séparément les polarisations s et p : Considérons le système schématisé sur la figure 5.7. Il correspond au cas où la lumière incidente sur l'interféromètre est polarisée en s ou p et se propage comme schématisé sur la figure A.4 de l'annexe A. Deux ondes,  $\vec{E}_1$  et  $\vec{E}_2$  de vecteur d'onde  $\vec{k}_1 = k \sin \theta \vec{x} - k \cos \theta \vec{y}$  et  $\vec{k}_2 = -k \sin \theta \vec{x} - k \cos \theta \vec{y}$  respectivement, incidentes sur la résine avec un angle  $\theta$ , interfèrent.

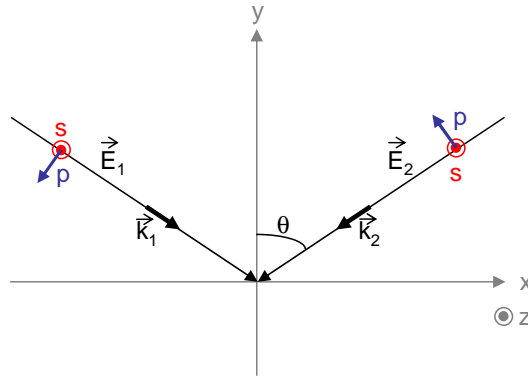


FIG. 5.7 – Interférence à deux ondes polarisées.

Regardons séparément les cas où les ondes sont polarisées linéairement en s et en p.

Dans le cas s,  $\vec{E}_1$  et  $\vec{E}_2$  vibrent parallèlement au vecteur unitaire  $\vec{z}$  et sont données par :

$$\vec{E}_1 = E_0 \cdot e^{i(kx \sin \theta - ky \cos \theta)} \vec{z} \quad (5.1)$$

et

$$\vec{E}_2 = E_0 \cdot e^{i(-kx \sin \theta - ky \cos \theta)} \vec{z} \quad (5.2)$$

Où  $E_0$  est l'amplitude des champs électriques  $\vec{E}_1$  et  $\vec{E}_2$ .

La distribution d'intensité de la figure d'interférence donnée par  $|E|^2$  avec  $\vec{E} = \vec{E}_1 + \vec{E}_2$  s'écrit alors :

$$I_s = 2E_0^2 (1 + \cos(2kx \sin \theta)) \quad (5.3)$$

Dans le cas p,  $\vec{E}_1$  et  $\vec{E}_2$  vibrent parallèlement à la direction des vecteurs  $-\cos \theta \vec{x} - \sin \theta \vec{y}$  et

$-\cos\theta \vec{x} + \sin\theta \vec{y}$  respectivement et sont données par :

$$\vec{E}_1(x, y) = E_0 \cdot e^{i(kx\sin\theta - ky\cos\theta)}(-\cos\theta \vec{x} - \sin\theta \vec{y}) \quad (5.4)$$

et

$$\vec{E}_2(x, y) = E_0 \cdot e^{i(-kx\sin\theta - ky\cos\theta)}(-\cos\theta \vec{x} + \sin\theta \vec{y}) \quad (5.5)$$

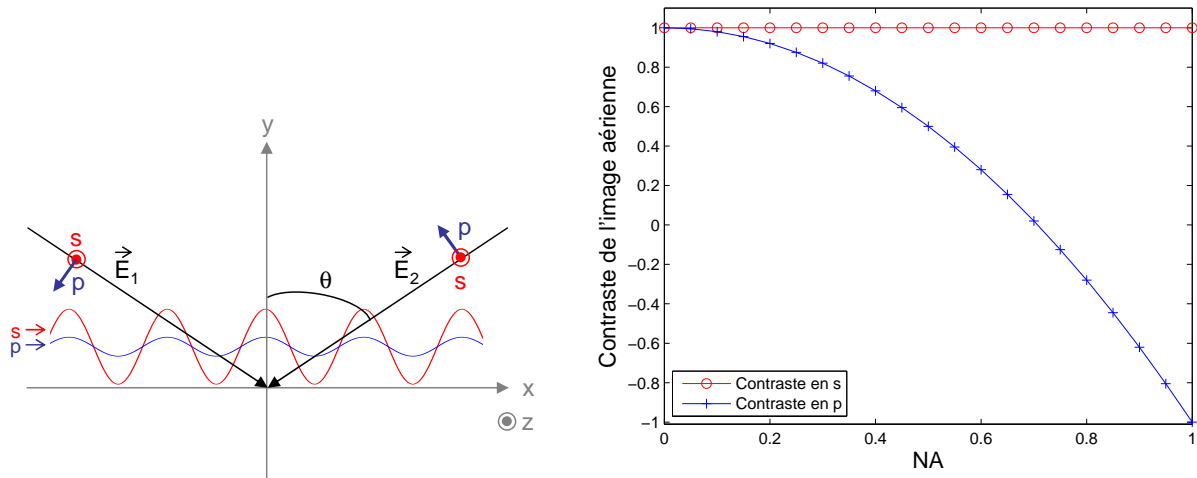
La distribution d'intensité donnée par  $|E|^2 = E_x E_x^* + E_y E_y^*$  s'écrit donc cette fois :

$$I_p(x, y) = 2E_0^2(1 + \cos(2\theta)\cos(2kx\sin\theta)) \quad (5.6)$$

Ainsi, dans les deux cas, la période des franges est inchangée mais le contraste, donné par  $C = (I_{max} - I_{min}) / (I_{max} + I_{min})$ , est constant et égal à 1 dans le cas de deux ondes polarisées linéairement en s et dépend de l'angle d'incidence  $\theta$  dans le cas de deux ondes polarisées linéairement en p selon :

$$C_p = \cos(2\theta) \quad (5.7)$$

Sur la figure 5.8, nous avons tracé le contraste de l'image aérienne en polarisation s et p en fonction de l'ouverture numérique. Nous rappelons ici que l'ouverture numérique dans le cas de l'interférométrie à deux ondes est définie avec les deux faisceaux participant à la formation des franges. Elle est de plus invariante avec la couche traversée mais ne peut être supérieure à 1 que dans le cas de l'immersion.



(a) Répartition de l'intensité dans l'air en s et p pour un contraste  $C_s = 1$  et  $C_p = 0,18$ .

(b) Contraste de l'image aérienne en fonction de l'ouverture numérique effective.

FIG. 5.8 – *Contraste de la répartition d'intensité des franges d'interférence pour les polarisations s et p.*

En polarisation s, les vecteurs champ électrique des deux ondes sont colinéaires quelque soit l'ouverture numérique, les deux ondes peuvent donc parfaitement interférer : le contraste est constant et égal à 1 (cercles rouges sur la figure 5.8 (b)). En polarisation p, les ondes ne peuvent pas parfaitement interférer car les champs électriques ne sont pas parallèles. Ainsi le contraste diminue quand NA augmente jusqu'à ce que les vecteurs soient orthogonaux auquel cas le contraste s'annule (croix bleues sur la figure 5.8 (b)). Dans le cas présent où nous regardons le contraste des franges dans

l'air, le contraste s'annule à  $NA = 0,7$ . Pour  $NA > 0,7$ , le contraste est négatif : c'est l'inversion de contraste. On crée l'image en négatif des franges de contraste positif. La figure 5.8 (a) représente l'effet de la perte de contraste en p sur la répartition d'intensité à  $NA = 0,65$ . Ceci est vrai dans le cas d'interférences à deux ondes mais plus généralement pour différents types de masques donc différentes répartitions des ordres de diffraction dans la pupille de l'optique d'un scanner de lithographie, la tendance est la même avec une forte diminution de  $C_p$  avec l'augmentation de NA [136].

Nous avons ici considéré l'image aérienne, c'est-à-dire l'image formée dans l'air. Or, en lithographie, l'image est formée dans la résine qui a un indice optique supérieur à celui de l'air typiquement  $n = 1,7$ . Les lois de Descartes donnant les angles de propagation de la lumière en fonction de leur indice indiquent que l'angle de propagation dans un milieu d'indice supérieur à l'air tel que la résine sera moins oblique. De cette façon, l'effet de l'augmentation d'ouverture numérique sur la perte de contraste sera moindre dans la résine que dans l'air. La figure 5.9 montre la variation de contraste dans la résine d'indice  $n = 1,7$  en polarisation s et p en fonction de l'ouverture numérique.

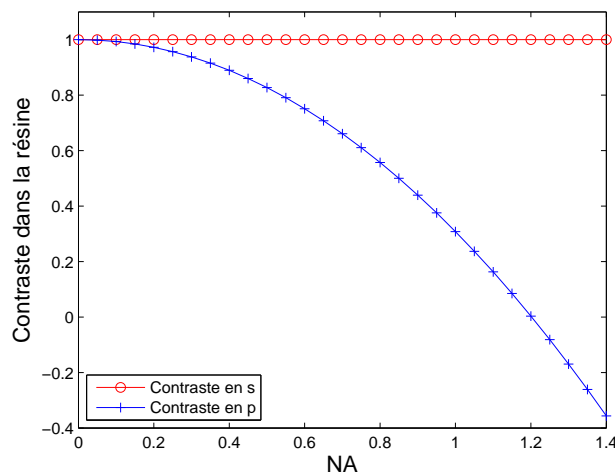


FIG. 5.9 – *Contraste dans la résine d'indice 1,7 en fonction de l'ouverture numérique.*

Ici, NA a été étendue au-delà de 1 pour prendre en compte le cas de l'immersion. Le contraste en p s'annule cette fois à une ouverture numérique de 1,2. Ainsi, dans le cas d'une approche vectorielle, il est primordial de regarder l'image dans la résine en tenant compte de son indice et non de se limiter à l'image aérienne comme on le fait souvent car la composante p se comporte différemment selon l'indice du milieu qu'elle traverse.

Finalement, dans le cas d'un outil de lithographie dont la source est non polarisée, c'est-à-dire dans le cas où l'onde lumineuse est constituée d'une contribution égale des composantes s et p, le contraste de l'image diminuera aux très hautes ouvertures numériques du fait de la composante p. Cette perte de contraste joue sur les performances lithographiques et en particulier sur la fenêtre de procédé. C'est pourquoi il devient nécessaire de pouvoir polariser linéairement en s la lumière incidente sur la plaquette et ce quelque soit le motif. La configuration la plus favorable est d'être polarisé en s pour tous les angles dans la pupille, c'est-à-dire la polarisation azimutale. Dans la référence [105], différents types d'illuminations polarisées ont été évalués par des simulations pour différentes orientations de motifs. L'optimisation du type d'illumination permet d'améliorer les performances lithographiques. Par exemple, l'illumination de type quadripôle croisée polarisée s permet d'obtenir



un très bon contraste pour les orientations horizontales et verticales de motifs.

Cependant, il ne faut pas seulement tenir compte de la polarisation au niveau de l'illumination car elle peut être modifiée lors de la traversée des différents éléments optiques de l'outil de projection lorsqu'ils sont polarisants. Divers groupes de chercheurs se sont intéressés à la polarisation aux niveaux masque [137], lentille de projection [138] et résine ([139], [137]) ainsi que des techniques de mesure de la polarisation [138]. C'est un aspect de la lithographie à très haute ouverture numérique très important et qu'il faut prendre en compte pour les générations futures d'outils lithographiques.

## B Influence du contraste sur la rugosité à très haute ouverture numérique

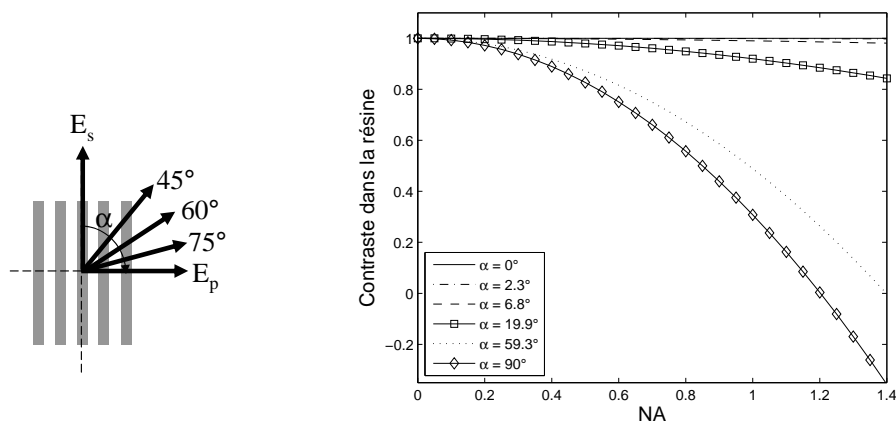
Dans cette partie, le montage interférométrique à immersion à double réseau a été utilisé à ouverture numérique 1,2, c'est-à-dire pour l'impression de réseaux de lignes de période 80 nm, à différents états de polarisation linéaire entre s et p dans le but d'évaluer expérimentalement l'effet de la perte de contraste due à la polarisation sur la qualité de l'image projetée dans la résine [140]. Nous avons polarisé linéairement la lumière incidente sur les réseaux à différents angles de polarisation entre s et p. Nous appelons  $\alpha$  l'angle que fait le champ électrique avec la direction des lignes des réseaux de l'interféromètre comme schématisé sur la figure 5.10 (a). En polarisation s,  $\alpha$  est nul et en polarisation p,  $\alpha = 90^\circ$ . Lorsque le champ électrique est polarisé linéairement avec un angle  $\alpha$  compris entre s et p, il s'exprime par :

$$\vec{E} = E_0 \cdot \cos\alpha \vec{E}_s + E_0 \cdot \sin\alpha \vec{E}_p \quad (5.8)$$

Le contraste d'intensité à un angle de polarisation  $\alpha$  est donc donné par :

$$c(\alpha) = \cos^2\alpha + \sin^2\alpha \cdot \cos(2\theta) \quad (5.9)$$

Sur la figure 5.10 (b), nous avons tracé le contraste dans la résine d'indice 1,7 en fonction de l'ouverture numérique pour différents angles de polarisation.



(a) Définition de l'angle de polarisation  $\alpha$ .

(b) Contraste dans la résine en fonction de l'ouverture numérique pour différents angles de polarisation.

FIG. 5.10 – Variation de l'angle de polarisation entre s et p : effet sur le contraste dans la résine.

A haute ouverture numérique, le contraste diminue d'autant plus que l'angle de polarisation est

grand. Nous avons polarisé la lumière incidente sur le premier réseau avec des angles  $0^\circ$  (s),  $30^\circ$ ,  $45^\circ$ ,  $60^\circ$ ,  $75^\circ$  et  $90^\circ$  (p). Cependant, d'après les calculs du chapitre 2, le système ne transmet pas de la même façon en s et p. En tenant compte de la transmission du système en s (14,9 %) et p (1,8 %) données dans le tableau 4.8, les angles de polarisation effectifs au niveau de la résine sont :  $0^\circ$ ,  $2,3^\circ$ ,  $6,8^\circ$ ,  $19,9^\circ$ ,  $59,3^\circ$  et  $90^\circ$ . Ainsi, le contraste théorique de l'image dans la résine vaut 0,3, 26,4, 88,5, 98,6 et 100 % respectivement. Nous avons fait varier l'angle de polarisation pour atteindre ces valeurs de contraste afin d'évaluer l'influence d'une perte de contraste sur la qualité de l'image dans la résine. La figure 5.11 montre des lignes denses de période 80 nm (ouverture numérique effective 1,2) à différents angles de polarisation  $\alpha = 90, 59,3, 19,9, 6,8, 0^\circ$ .

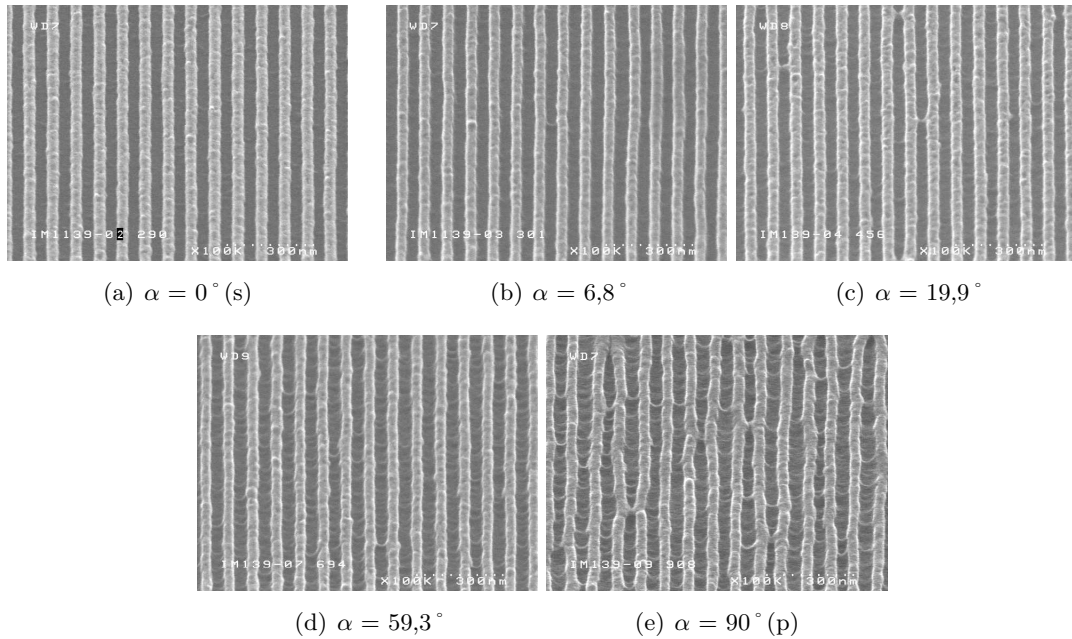


FIG. 5.11 – Lignes denses de période 80 nm à différents angles de polarisation variant de s à p.

Nous n'avons pu estimer le contraste expérimentalement car l'homogénéité du champ était insuffisante. Nous remarquons ici que la perte de contraste joue sur la rugosité des lignes imagées. Nous avons mesuré les valeurs de rugosité LER<sup>5</sup> et LWR<sup>6</sup> à partir de ces images MEB à l'aide de SuMMIT, un logiciel de traitement d'images (cf annexe C). Le paramètre à prendre plutôt en compte dans l'évaluation de la qualité de l'image est le LWR car il joue sur les performances du futur transistor sub-100 nm [141]. La figure 5.12 montre la variation des LER et LWR moyennés sur plusieurs doses d'insolation en fonction de l'angle de polarisation.

Le LER et le LWR augmentent avec l'augmentation de l'angle de polarisation, c'est-à-dire lorsqu'on se rapproche de la polarisation de faible contraste p. La tendance est la même pour ces deux valeurs de rugosité avec des valeurs de LWR légèrement supérieures au LER. Les valeurs données étant moyennées sur plusieurs doses d'insolation, elles sont supérieures aux valeurs réelles de rugosité. Cependant, cette méthode de mesure indique bien l'évolution de la rugosité quand le contraste varie. Ce que nous observons sur la figure 5.12 met en évidence la corrélation entre la dégradation de l'image et la variation de contraste induite par l'état de polarisation à haute ouverture numérique. Des chercheurs se sont intéressés à l'influence du contraste sur la rugosité des lignes lithographiées

<sup>5</sup>Line-Edge Roughness définie par la variation dimensionnelle d'un côté de la ligne.

<sup>6</sup>Line-Width Roughness définie par la variation dimensionnelle des deux côtés de la ligne, c'est-à-dire de la largeur de cette ligne qui définira par exemple la grille du transistor.

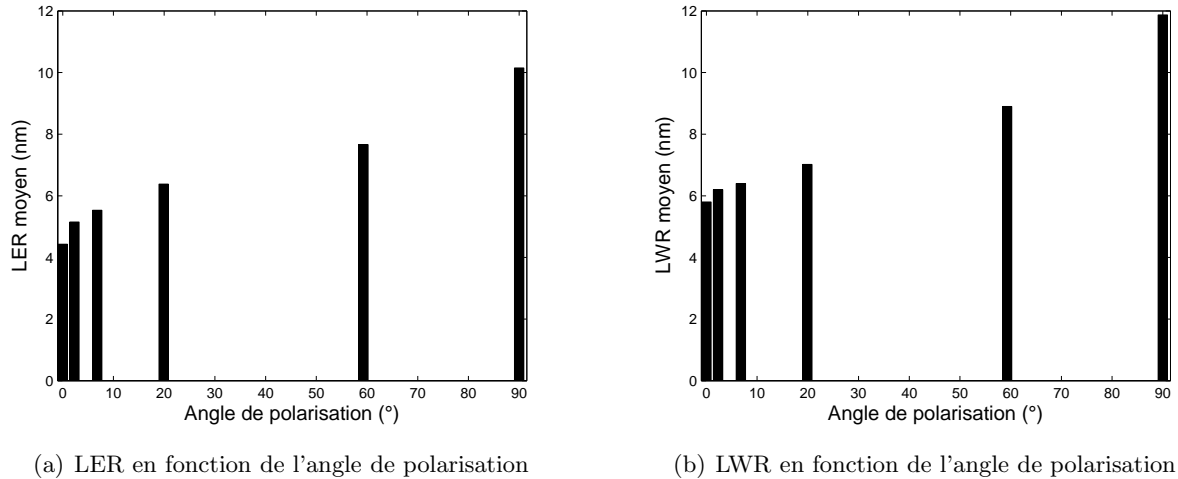


FIG. 5.12 – *LER et LWR en fonction de l'angle de polarisation.*

([142], [143]). La tendance est comparable à ce que nous observons ici : la rugosité augmente lorsque le contraste diminue. Une résine est caractérisée par sa courbe de contraste qui représente la variation de son épaisseur en fonction de la dose d'insolation comme schématisé sur la figure 5.13 dans le cas d'une résine à amplification chimique. Pour des faibles doses, la résine n'est pas soluble dans le développeur, c'est-à-dire que son épaisseur ne change pas par rapport à l'épaisseur initiale. Pour des fortes doses, la résine est déprotégée et devient soluble dans le développeur. Il existe une zone de doses intermédiaires dans laquelle l'épaisseur varie linéairement avec le logarithme de la dose. La pente de cette courbe donne le contraste de la résine. Elle est généralement assez grande de sorte qu'une faible variation de dose fait passer la résine d'un état insoluble à un état soluble. C'est grâce à l'introduction de ce type de résine qu'il est possible, avec les scanners actuels fonctionnant en limite de résolution, d'obtenir des motifs rectangulaires alors que l'image aérienne est sinusoïdale du fait des ordres de diffraction perdus au niveau de la pupille.

Regardons plus en détail l'effet d'une image aérienne peu contrastée sur les lignes imagées dans la résine. Sur la figure 5.13, nous avons représenté la répartition d'intensité de deux systèmes de franges de contraste différent, 100 et 40 %, ainsi que leur image dans la résine répondant à la courbe de contraste théorique schématisée à gauche de la figure [144]. Lorsque l'intensité est supérieure à la dose intermédiaire, la résine est dégagée et lorsqu'elle est inférieure, la résine n'est pas soluble, son épaisseur est donc inchangée. Dans la zone de dose intermédiaire, la solubilité varie entre ces deux extrêmes. Le LER peut alors s'expliquer par une solubilité spatialement inhomogène dans cette zone due par exemple à une diffusion non uniforme de l'acide généré lors de la réaction de déprotection [145] ou une répartition statistique de la solubilité [146]. Sur la figure 5.13, nous voyons bien l'influence du contraste sur le LER. Dans le cas d'une image de contraste unitaire, cette zone de solubilité aléatoire est traversée rapidement car la pente de la sinusoïde est grande. Au contraire, dans le cas d'une image de plus faible contraste, cette zone concerne une plus grande étendue spatiale autour du côté de la ligne car la pente est plus faible ce qui a pour conséquence d'augmenter le LER.

Ces résultats montrent bien que le contraste joue énormément sur la qualité de l'image dans la résine et en particulier sur la rugosité. Dans le cas présent, cela confirme bien le fait qu'il est primordial, à haute ouverture numérique, de contrôler la polarisation de la lumière, au niveau de la résine, entrant dans le processus de formation de l'image afin de maintenir un contraste suffisant.

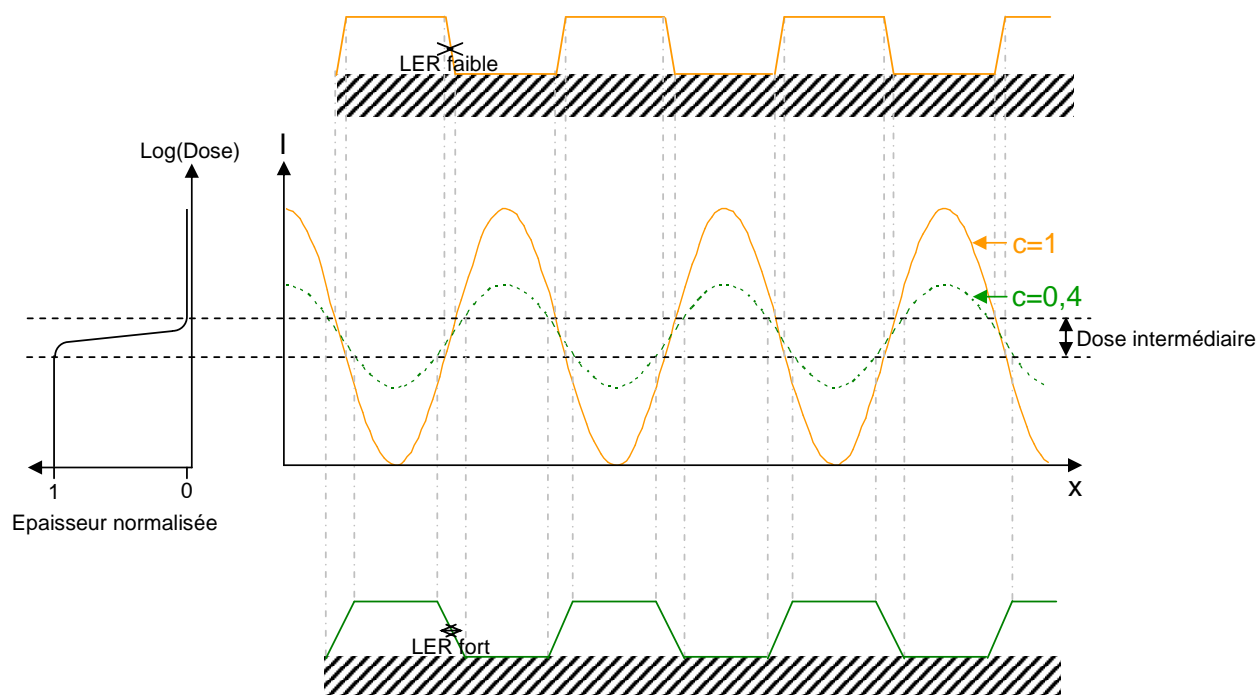


FIG. 5.13 – Influence du contraste sur les lignes imagées dans une résine à amplification chimique.

## Conclusion

Ce chapitre nous a permis de valider expérimentalement le travail théorique de conception du montage interférométrique. Les résultats d'impression de lignes de période 80 nm permettent de nous placer au niveau de l'état de l'art international de la lithographie interférométrique à immersion. En plus d'être original, ce montage présente l'avantage de pouvoir réaliser des grands champs d'exposition, ce que nous avons vérifié expérimentalement dans ce chapitre. Une mesure de la latitude d'exposition nous a également permis de montrer que les franges d'interférence imprimées dans la résine étaient très contrastées. Finalement, nous avons appliqué ces résultats à une étude de l'effet de la polarisation à ouverture numérique 1,2. Nous avons donc mis en évidence la corrélation entre la perte de contraste due à la polarisation et l'augmentation de la rugosité des lignes. Cela confirme le fait qu'il est indispensable de polariser la lumière participant à la formation de l'image à haute ouverture numérique.



# Conclusion

L'objectif de ce travail de thèse était de concevoir, monter et caractériser un interféromètre fonctionnant à la longueur d'onde 193 nm et permettant d'atteindre en immersion des réseaux périodiques de période sub-100 nm. Un tel dispositif expérimental nous donne l'avantage de pouvoir étudier par anticipation la technique de lithographie à immersion à 193 nm de manière simple et peu coûteuse. Cette dernière est envisagée par les industriels de la microélectronique et en particulier par la société STMicroelectronics initiatrice de cette thèse, comme la technique de lithographie qui permettra la réalisation des prochaines générations de composants pour les nœuds technologiques 65, 45 voire 32 nm.

En interférométrie, la qualité de l'image est caractérisée par son contraste. Nous nous sommes donc intéressés aux paramètres jouant sur ce dernier. Nous avons pu montrer que dans le cas d'un montage classique, du fait de la faible cohérence des sources de laboratoire à 193 nm, le champ d'exposition peut être nettement réduit en taille et devenir inexploitable pour des étapes de caractérisation ultérieures. De ce fait, nous avons choisi de concevoir un montage composé de deux réseaux de diffraction ayant la particularité d'être insensible aux paramètres de cohérence de la source. Un tel montage est dit achromatique et a l'avantage de ne pas limiter la taille du champ d'exposition. Nous avons étudié théoriquement la formation des franges par ce système et avons mis en évidence une profondeur de champ dépendante de grandeurs caractéristiques du montage et de la source. Cette analyse, en parallèle de calculs théoriques des efficacités de diffraction des réseaux de l'interféromètre, nous a permis de déterminer les paramètres de notre montage comme les périodes, la profondeur et le rapport cyclique des réseaux satisfaisant des profondeurs de champ et transmission optimales. Nous avons ainsi conçu différentes configurations permettant d'atteindre des périodes de 300 à 80 nm.

Par ailleurs, nous avons procédé au montage et à la caractérisation du dispositif expérimental. Dans un premier temps, nous avons développé un procédé de fabrication des réseaux de diffraction avec un nombre d'étapes réduit. Bien que pas encore mature pour notre application, le procédé est intéressant car innovant et utile à d'autres applications reposant sur des composants en transmission dans l'ultraviolet. Il permet surtout d'envisager la fabrication de composants optiques sur substrats transparents dans une salle blanche dédiée aux substrats de silicium. D'autre part, nous avons mis en place des dispositifs expérimentaux visant à contrôler les paramètres d'exposition (dose d'insolation, polarisation) et les paramètres d'achromaticité (parallélisme des réseaux, divergence et perpendicularité du faisceau). Les mesures de cohérence de la source, de parallélisme et planéité des réseaux ainsi que la mesure de la précision d'alignement du montage nous ont permis de prévoir par le calcul les profondeurs de champ attendues. Nous avons également estimé la transmission totale du système.

Finalement, nos résultats expérimentaux montrent que ce montage interférométrique est aujourd'hui opérationnel et se situe même au niveau de l'état de l'art international avec la démonstration de

l'impression de lignes de période 80 nm en immersion. Monter cet interféromètre achromatique en configuration immersion pour viser de telles résolutions était un véritable challenge et une première mondiale. Les résultats présentés dans cette thèse confirment que notre décision était la bonne quant au choix du montage car à présent celui-ci se distingue par son originalité et ses excellentes performances en terme de taille de champ d'exposition. Enfin, une étude de la polarisation à haute ouverture numérique a pu être menée au terme de ce travail. Elle confirme l'effet de la polarisation de la lumière à haute ouverture numérique sur la qualité de l'image et en particulier sur la rugosité des lignes. Cette étude met en évidence la nécessité de polariser la source des outils de lithographie pour l'imagerie à très haute ouverture numérique.

Actuellement, nous travaillons sur l'implémentation d'une nouvelle configuration capable d'atteindre une ouverture numérique de 1,38. Pour cela, nous avons mis en place une nouvelle source à 193 nm fabriquée par la société TuiLaser permettant un faisceau de sortie beaucoup plus puissant, stable et cohérent. Ces conditions sont indispensables à la poursuite de l'amélioration de la résolution car les contraintes en profondeur de champ et temps d'exposition deviennent très critiques à mesure que l'ouverture numérique augmente. Finalement, des études sont en cours pour introduire des matériaux optiques d'indice supérieur. De cette façon, l'ouverture numérique, limitée par le minimum des indices du matériau optique, du fluide et de la résine, pourra dépasser 1,56, valeur de l'indice de la silice fondue à 193 nm.

Le dispositif, monté, caractérisé et validé, est aujourd'hui prêt pour étudier le procédé de lithographie à immersion à 193 nm. Il ne permet pas d'étudier la défektivité spécifique à l'immersion (bulles, marques d'eau, particules...) car il fonctionne en statique. Il présente toutefois l'avantage d'atteindre des dimensions qu'aucun autre outil à 193 nm ne permet d'atteindre aujourd'hui tout en acceptant tout type de fluide. Dans la perspective d'exploiter ce montage, nous pourrions envisager de tester les couches anti-réfléchissantes et d'évaluer leurs performances à très haute ouverture numérique. Les autres couches de l'empilement peuvent également être testées par le biais de cet outil : les couches barrières pour évaluer leur compatibilité avec les divers fluides utilisés et leur capacité d'isoler la résine des contaminations extérieures, et les résines pour évaluer leur pouvoir résolvant et la conséquence de leur interaction avec le fluide. En effet, à ce jour, seuls les outils de lithographie interférométrique à immersion acceptent les fluides autres que l'eau et atteignent de telles résolutions. D'autre part, ce type de dispositif est particulièrement adapté à l'expérimentation de fluides à haut indice car il permet d'évaluer leur compatibilité avec les matériaux optiques sans endommagement irréversible et d'étudier l'effet des propriétés physico-chimiques de ces fluides sur le processus d'imagerie.

## Annexe A

# Théorie de la polarisation en optique

Dans certaines applications de l'optique, on ne considère souvent qu'une description scalaire de la lumière. Cependant, il est parfois nécessaire de considérer une description plus complète qui met en évidence sa nature vectorielle. Dans le cadre de la lithographie, il était suffisant de considérer une approche scalaire pour la description du phénomène d'imagerie pour des ouvertures numériques allant jusqu'à 0,6. Aujourd'hui, l'ouverture numérique d'un système de projection atteint 0,85 et plus pour ce qui est de la lithographie à immersion, il est donc indispensable de considérer la nature vectorielle de la lumière.

La lumière est une onde électromagnétique décrite par les vecteurs champ électrique et champ magnétique,  $\vec{E}$  et  $\vec{B}$ . En optique, on ne s'intéresse généralement qu'au champ électrique car c'est le seul auquel soient sensibles les récepteurs tels que l'œil, les cellules photoélectriques et, pour l'application qui nous intéresse ici, la résine. Quand la lumière se propage dans un milieu,  $\vec{E}$  peut soit prendre des directions aléatoires dans le plan perpendiculaire à la direction de propagation, dans quel cas la lumière est non polarisée ou dite « naturelle », soit décrire une forme particulière, dans quel cas la lumière est dite polarisée. Cette forme décrit l'état de polarisation de l'onde : elle est polarisée elliptiquement, circulairement ou linéairement lorsque l'extrémité du vecteur  $\vec{E}$  décrit une ellipse, un cercle ou ligne respectivement (figure A.1).

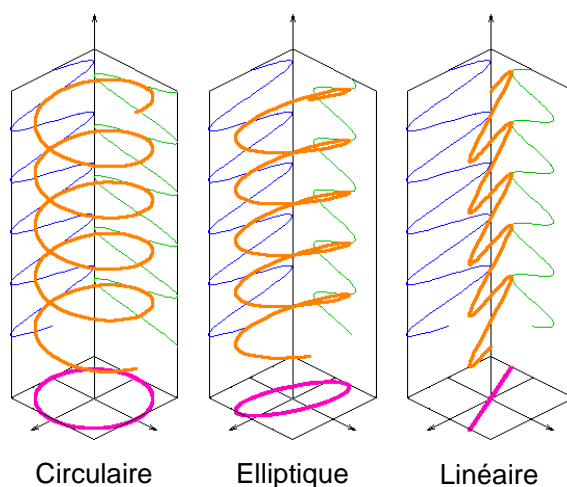


FIG. A.1 – Etats de polarisation d'une onde polarisée.

En décomposant le champ électrique en ses deux composantes orthogonales (figure A.1), la polarisa-



tion linéaire est obtenue quand les composantes oscillent en phase, la polarisation elliptique quand elles oscillent avec un déphasage et la polarisation circulaire quand elles oscillent avec un déphasage de  $90^\circ$  et avec la même amplitude. Pour une théorie plus détaillée sur la polarisation de la lumière, le lecteur pourra se reporter aux références [7] et [147].

Lorsque la lumière est incidente sur une interface, il est souvent pratique de repérer la direction du champ électrique par rapport au plan d'incidence de la lumière perpendiculaire à l'interface. On parle alors de polarisation  $s$ <sup>1</sup> lorsque le champ électrique est polarisé linéairement perpendiculairement au plan d'incidence et de polarisation  $p$  lorsque le champ électrique est polarisé linéairement parallèlement au plan d'incidence. Elles sont aussi parfois appelées TE et TM pour transverse électrique et transverse magnétique. Lorsque la lumière est incidente sur une structure ayant une direction privilégiée, comme par exemple dans le cas de la diffraction par un réseau, il est souvent pratique d'imposer que le plan d'incidence soit perpendiculaire aux lignes du réseau car c'est dans ce plan que la lumière sera diffractée. Dans ce cas particulier, la direction de la polarisation  $s$  est confondue avec la direction des lignes. C'est cette définition que nous prendrons dans le cadre de cette thèse pour la diffraction des réseaux de l'interféromètre en lumière polarisée. La figure A.2 schématise ces deux cas :

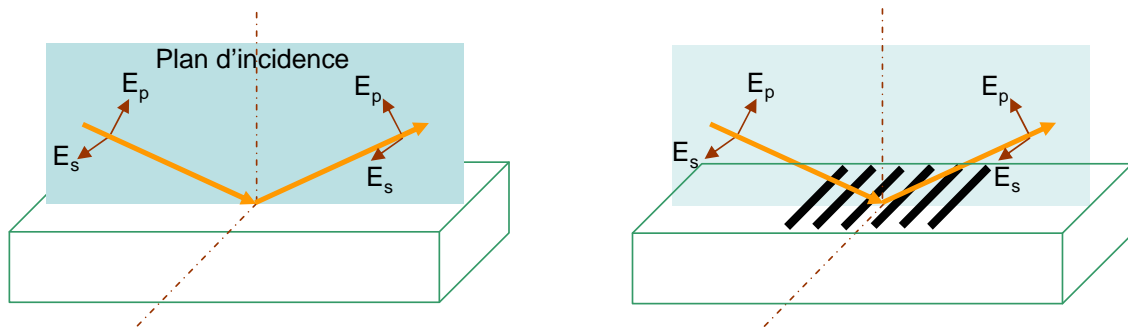


FIG. A.2 – Définition des polarisation  $s$  et  $p$  dans le cas d'une lumière incidente sur une interface ou un réseau de diffraction.

Dans la partie expérimentale de cette thèse, le contrôle de la polarisation se fait par rotation d'une lame demi onde. Les réglages sont détaillés sur la figure A.3. Un analyseur aligné sur le polariseur permet de contrôler la polarisation en sortie de la lame demi onde (l'extinction du faisceau sur l'axe de propagation du faisceau indique la polarisation  $p$  et l'extinction du faisceau sur l'axe dévié indique la polarisation  $s$ ). Finalement la rotation de la lame entre ces deux extrêmes permet de faire varier la polarisation linéaire de  $s$  à  $p$ . L'évolution des polarisations  $s$  et  $p$  au cours de la propagation de la lumière dans l'interféromètre à double réseau est schématisée sur la figure A.4.

<sup>1</sup>De l'allemand *senkrecht* qui veut dire perpendiculaire.

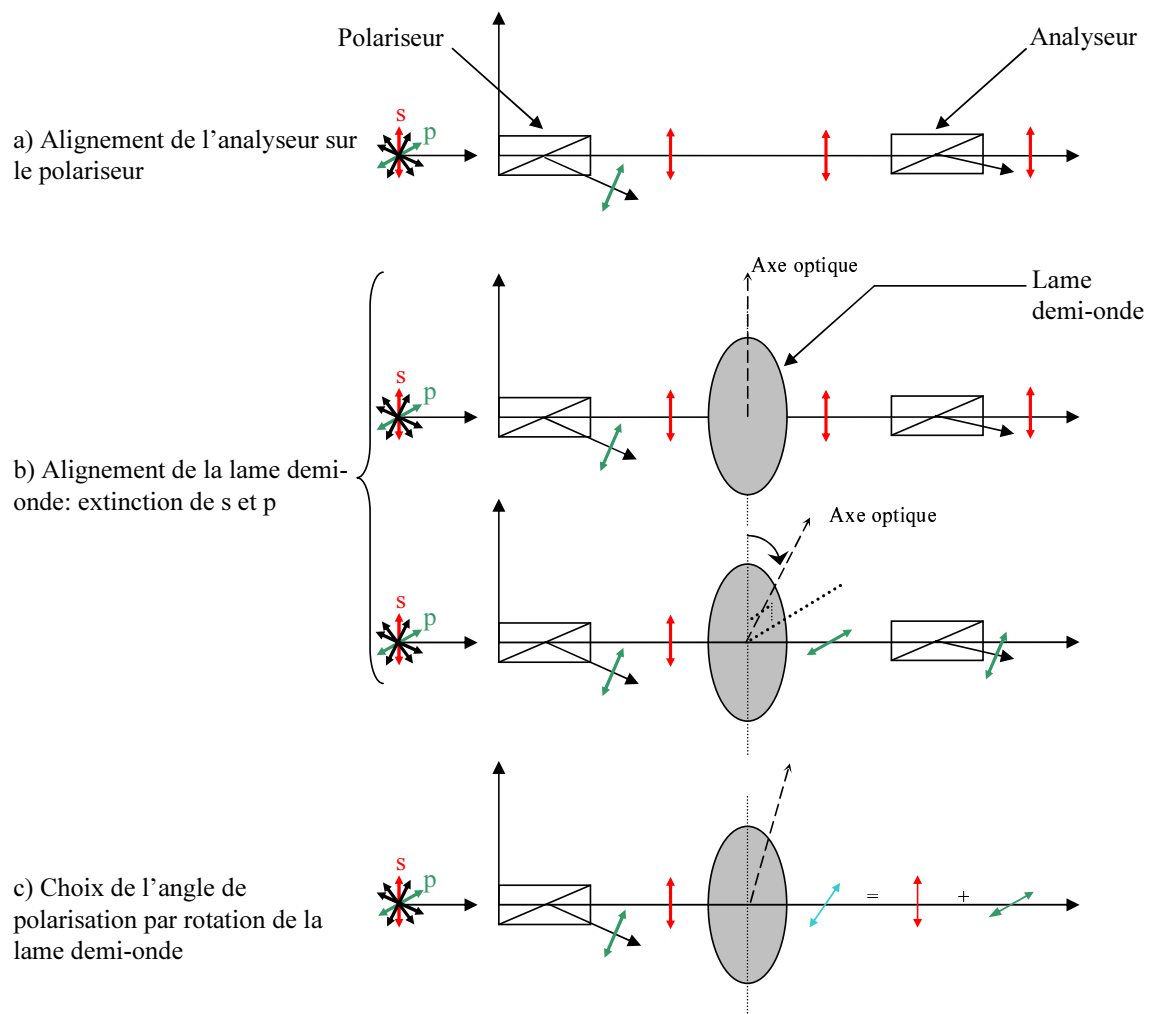


FIG. A.3 – Réglage de l'angle de polarisation par rotation de lame demi-onde.

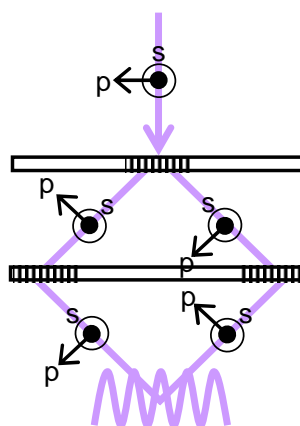
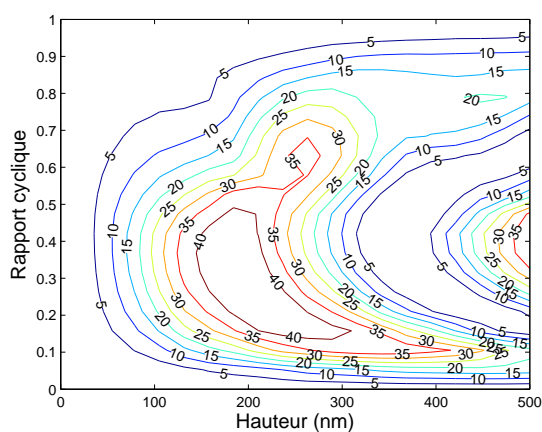


FIG. A.4 – Polarisation dans le montage interférométrique à immersion à double réseau.

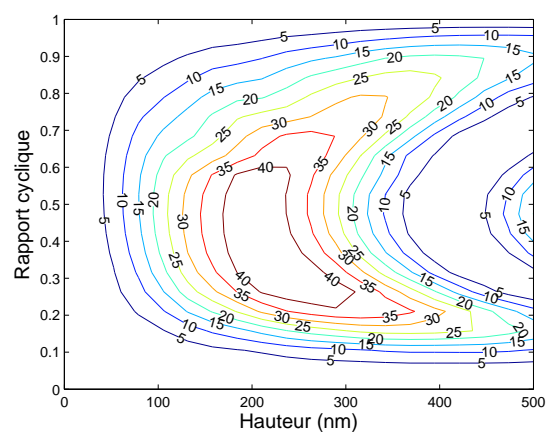


## Annexe B

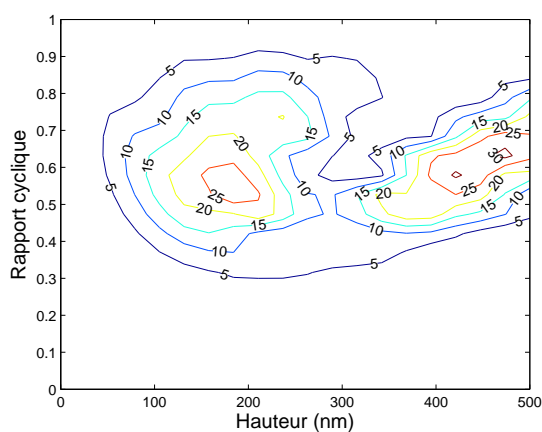
# Calcul d'efficacités de diffraction



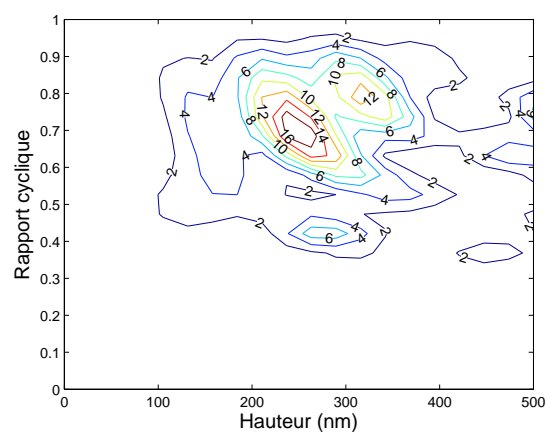
(a) 1er ordre, 300 nm, s



(b) 1er ordre, 300 nm, p

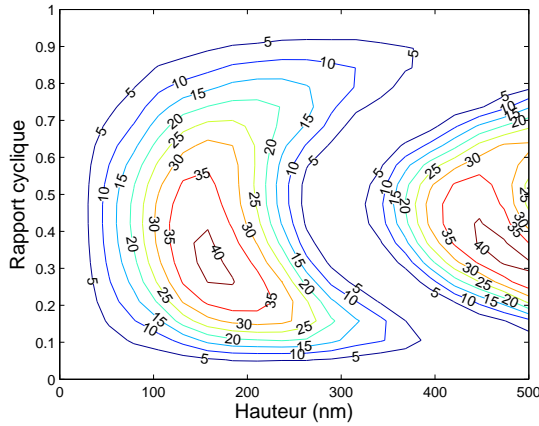


(c) 2ème ordre, 210 nm, s

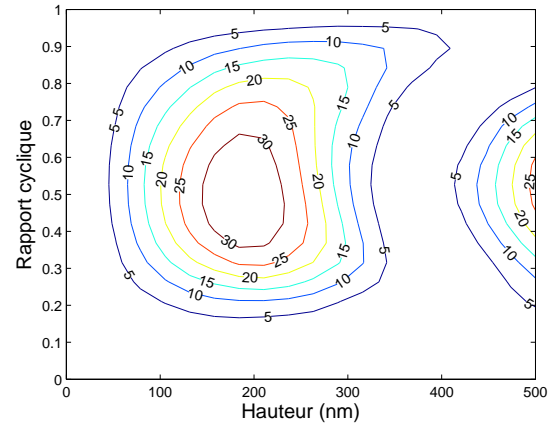


(d) 2ème ordre, 210 nm, p

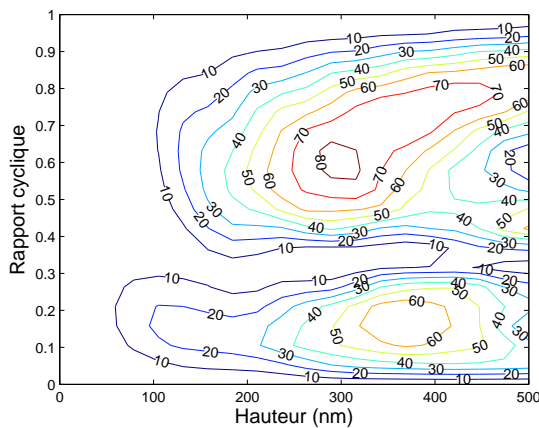
FIG. B.1 – Efficacité de diffraction en fonction de la hauteur et du rapport cyclique (rapport de la largeur de ligne sur la période) (a) du réseau  $P_1 = 300$  nm au premier ordre en s sous incidence normale, (b) du réseau  $P_1 = 300$  nm au premier ordre en p sous incidence normale, (c) du réseau  $P_2 = 210$  nm au deuxième ordre en s sous incidence  $40,04^\circ$ , (d) du réseau  $P_2 = 210$  nm au deuxième ordre en p sous incidence  $40,04^\circ$ .



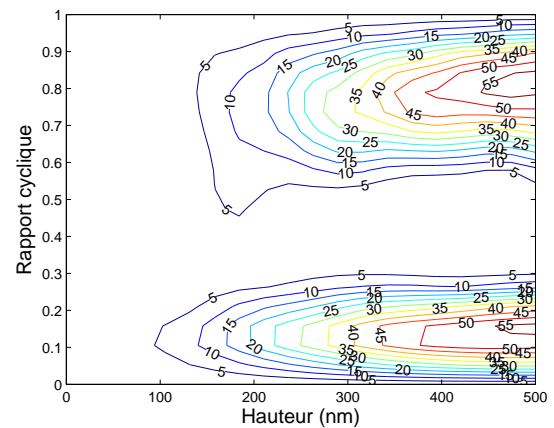
(a) 1er ordre, 220 nm, s



(b) 1er ordre, 220 nm, p



(c) 2ème ordre, 210 nm, s



(d) 2ème ordre, 210 nm, p

FIG. B.2 – Efficacité de diffraction en fonction de la hauteur et du rapport cyclique (rapport de la largeur de ligne sur la période) (a) du réseau  $P_1 = 220$  nm au premier ordre en s sous incidence normale, (b) du réseau  $P_1 = 220$  nm au premier ordre en p sous incidence normale, (c) du réseau  $P_2 = 210$  nm au deuxième ordre en s sous incidence  $61,32^\circ$ , (d) du réseau  $P_2 = 210$  nm au deuxième ordre en p sous incidence  $61,32^\circ$ .

## Annexe C

# Outils de caractérisation et métrologie

Les différents outils de métrologie utilisés dans cette thèse pour la caractérisation des motifs imprimés par lithographie interférométrique à immersion sont détaillés ici. Nous présentons les avantages et inconvénients de chaque technique ainsi que les possibilités qu'elles offrent dans le cas particulier de notre outil de lithographie par interférométrie. En effet, il est important de garder à l'esprit que l'outil de lithographie développé dans le cadre de cette thèse permet d'atteindre des dimensions bien inférieures à celles atteintes aujourd'hui en production ; les outils de métrologie associés arrivent donc pour la plupart à leur limite. Il est donc nécessaire de travailler conjointement avec les ingénieurs et chercheurs en métrologie pour qu'ils développent des outils capables de caractériser les motifs réalisés par lithographie.

– le microscope électronique à balayage ou MEB

Le principe d'un microscope électronique à balayage est le suivant : un faisceau d'électrons accélérés est focalisé sur l'échantillon à observer et balaye sa surface. C'est principalement la détection des électrons secondaires émis par cette surface (électrons arrachés aux atomes du matériau constituant la surface par ionisation) qui permet de reconstituer sa topographie [148]. Cette technique de métrologie possède un très fort grandissement (jusqu'à 100.000 pour les MEB haute résolution) et peut résoudre des motifs de dimension inférieure à 5 nm.

En microélectronique, il existe deux types de MEB utilisés pour le contrôle dimensionnel : le CDSEM<sup>1</sup> et le X-SEM<sup>2</sup>. Le CDSEM est une version automatisée du MEB et permet d'observer des motifs en vue de dessus sur plaquette « entière » de diamètre 100 mm, 200 mm et bientôt 300 mm. Il fonctionne à des faibles tensions d'accélération afin d'éviter les phénomènes de charge<sup>3</sup>. Il présente l'avantage d'être précis, répétable et non destructif mais comporte des incertitudes de mesures dues aux effets de « proximité ». L'outil de métrologie ne donnera pas la même valeur de largeur d'une ligne si elle est isolée ou si elle fait partie d'un réseau de lignes denses. Le X-SEM permet de connaître le profil des motifs par observation de la section transversale. Il nécessite de travailler à plus forte tension d'accélération, ce qui offre une meilleure résolution. Il est donc nécessaire de préparer les échantillons au préalable par clivage et métallisation. Il présente l'avantage de donner le profil des motifs mais est destructif et induit des temps de préparation et d'observation très longs.

---

<sup>1</sup>Critical Dimension Scanning Electron Microscope

<sup>2</sup>Cross-section Scanning Electron Microscope

<sup>3</sup>Une résine soumise à un faisceau d'électrons fortement accélérés subit des effets de charges (accumulation des charges dans le polymère isolant) qui peuvent modifier les dimensions et les profils et donc détériorer les motifs lithographiés. Ce phénomène est particulièrement important avec les résines à 193 nm qui sont plus sensibles aux effets de charge.

Dans ce manuscrit, toutes les photos de motifs ont été faites avec un MEB à section transverse (X-SEM) HITACHI S4000. En effet, l'utilisation d'un CDSEM implique l'utilisation de plaques entières et non contaminées car cet outil sert de technique d'analyse pour toutes les plaques de la salle blanche y compris celles destinées à la production. Or, le montage interférométrique est un outil de recherche qui a été modifié et amélioré au fur et à mesure de son utilisation. Jusqu'à présent, il fonctionnait avec des petits échantillons (quart de plaque) et présentait des particules contaminantes pour les outils de métrologie. Nous travaillons aujourd'hui à l'adaptation du montage afin de le rendre compatible avec le CDSEM et de permettre des observations plus rapides et plus répétables.

– Le microscope à force atomique ou AFM

L'AFM fait partie des techniques de métrologie en champ proche. La mesure des forces d'interactions entre une pointe nanométrique et la surface de l'échantillon permet de déterminer la topographie de cette surface. Elle permet d'imager un échantillon avec une résolution latérale de 3 nm et verticale inférieure à 0,1 nm [149]. La forme de la pointe jouant sur le profil donné par l'outil, il est nécessaire de mesurer la pointe au préalable sur un motif de référence afin d'obtenir le profil réel par déconvolution de la forme de la pointe. La dernière génération d'outil AFM utilise une pointe en forme de « patte d'éléphant » qui permet de reproduire plus fidèlement une image en trois dimensions du motif observé et d'évaluer la rugosité de ses flans [150]. Cependant, la largeur de la pointe limite la taille du plus petit espace mesurable à 150 nm. Finalement, cette technique a l'avantage d'être non destructive, précise et de donner le profil des motifs mais demande des temps d'observation très longs et donne peu d'information sur la forme du pied du motif.

Dans notre cas, du fait de la limite à 150 nm du plus petit espace mesurable, cet outil de métrologie n'a pu être utilisé que pour les motifs les plus grands, c'est-à-dire les réseaux de période 300 nm. Cependant, cette technique est potentiellement très intéressante dans le cadre de la lithographie à immersion car elle permettrait en particulier de caractériser l'imagerie à haute ouverture numérique en évaluant l'influence de la polarisation de la lumière sur la rugosité des motifs ainsi que l'influence du BARC, monocouche ou bicouche, sur les profils. L'utilisation de pointe en nanotubes de carbone permettra peut-être dans le futur de caractériser les profils et rugosité de motifs sub-100 nm.

– L'ellipsométrie

C'est une technique optique d'analyse de matériaux en couche mince [151]. Elle utilise le changement d'état de polarisation de la lumière réfléchi sur la couche à caractériser pour déterminer les paramètres optiques du matériau (indices  $n$  et  $k$ ) et son épaisseur. La réflectivité de l'empilement sera différente pour les polarisations de la lumière, perpendiculaire (S ou TE) et parallèle (p ou TM) au plan d'incidence. La mesure de  $\rho$ , rapport des coefficients de réflexion en polarisation s et p, conduit à l'identification de deux quantités ellipsométriques,  $\Psi$  et  $\Delta$ , selon :

$$\rho = \frac{r_p}{r_s} = \tan\Psi e^{j\Delta}$$

La mesure à une longueur d'onde et un angle d'incidence permet de déterminer deux paramètres de la couche mais l'ellipsométrie spectroscopique, qui effectue des mesures sur tout un spectre de longueurs d'ondes, permet de caractériser des structures plus complexes. C'est une méthode non destructive, qui fait des mesures d'épaisseur sur une large gamme et qui permet un contrôle *in situ*.

Dans le cadre de cette thèse, nous avons utilisé un ellipsomètre KLA TENCOR SE 1280 spectroscopique avec des longueurs d'onde variant de 220 à 820 nm pour la mesure des épaisseurs des couches de BARC, résine et couche barrière. Nous avons utilisé pour ces mesures des bibliothèques

d'indice connues pour ce type de matériaux (les valeurs d'indices ne changent pas significativement d'une formulation à l'autre pour une famille de matériaux donnée). Une optimisation sur l'épaisseur et les indices a permis de faire correspondre les courbes théoriques et expérimentales avec un GOF<sup>4</sup> supérieur à 0,95. Finalement, les mesures ont été faites en 9 points de la plaquette de diamètre 200 mm indiquant une variation d'épaisseur sur toute la plaquette inférieure à 5 %.

– La scattérométrie<sup>5</sup>

Elle consiste à caractériser des réseaux faits d'un matériau connu par l'analyse de leur spectre de diffraction. La mesure optique peut se faire en ellipsométrie (mesure des paramètres ellipsométriques à différents angles d'incidence/longueurs d'onde) et les caractéristiques du réseau (profil, largeur des lignes) sont trouvées par résolution d'un problème inverse. Cette technique a l'avantage d'être non destructive et rapide mais est indirecte et nécessite de connaître les lois de dispersion des matériaux et dépend de l'instrument de mesure et des algorithmes de calculs choisis [152].

Dans cette thèse, cette technique a été utilisée pour la mesure dimensionnelle des réseaux de lignes faits par lithographie interférométrique. En effet, un moyen de caractériser le procédé lithographique est d'évaluer la latitude d'exposition en calculant la pente de la courbe du CD en fonction de la dose. Cependant, les champs obtenus par lithographie interférométrique sont beaucoup moins homogènes que ceux obtenus avec un scanner de lithographie du fait du manque d'uniformité du faisceau laser et des inhomogénéités introduites par les réseaux et des impuretés rencontrées par le faisceau. Aussi il faut être capable de mesurer le CD en un même point du champ ce qui n'est aujourd'hui pas possible car les mesures MEB ne sont pas automatisées. Ainsi, l'utilisation de la scattérométrie permet de moyenniser la mesure sur toute la surface du faisceau ellipsométrique ce qui permet de se dégager de cette contrainte d'uniformité de champ.

– SuMMIT

C'est un logiciel de traitement d'images MEB fourni par EUV Technology qui permet d'évaluer la rugosité (LER<sup>6</sup> et LWR<sup>7</sup>) et le CD de lignes isolées ou denses [153]. C'est une méthode peu précise car elle dépend du réglage du microscope électronique en terme de contraste, luminosité, netteté, focalisation... mais permet d'évaluer les rugosités et CD de lignes de petite dimension, ce que ne peuvent encore faire les techniques de métrologie telles que l'AFM ou le X-SEM.

Ce logiciel a été utilisé dans ce travail de thèse pour évaluer la latitude d'exposition du procédé lithographique ainsi que pour caractériser l'imagerie à haute ouverture numérique.

---

<sup>4</sup>Goodness Of Fit : c'est un nombre compris entre 0 et 1 qui indique le degré de corrélation entre les courbes expérimentale et théorique d'une mesure ellipsométrique. Un GOF supérieur à 0,9 indique une bonne correspondance entre les deux courbes et donc une bonne confiance en la valeur des paramètres de la couche.

<sup>5</sup>Le mot scattérométrie est un anglicisme qui vient des mots « scatter », diffusion de la lumière, et « metro », mesure et signifie mesure de la lumière diffusée ou diffractée.

<sup>6</sup>Line-Edge Roughness

<sup>7</sup>Line-Width Roughness





# Bibliographie

- [1] G. E. Moore. Cramming more components onto integrated circuits. *Electronics*, 38(8) :114–117, 1965.
- [2] C. A. Mack. Trends in optical lithography. *Optics and Photonics News*, 1996.
- [3] <http://public.itrs.net>.
- [4] E. Pargon. Analyse des mécanismes mis en jeu lors de l'élaboration par gravure plasma de structures de dimensions déca-nanométriques : Application au transistor CMOS ultime. Thèse de doctorat de l'Université Joseph Fourier, 2004.
- [5] M. D. Levenson, N. S. Visnawathan, and R. A. Simpson. Improving resolution in photolithography with a phase shifting mask. *IEEE Trans. Electron Devices*, 29 :1828–1836, 1982.
- [6] R. DeJule. Wafer stepper trends. *Semiconductor International*, 1997.
- [7] E. Hecht. *Optics*. Addison-Wesley, third edition edition, 1998.
- [8] M. Bhave, J. D. Meador, J. B. Claypool, S. V. Deshpande, J. Akers, and A. Lindgren. Thin organic bottom antireflective coatings for 193 nm lithography. *Proc. SPIE*, 4690 :1074–1084, 2002.
- [9] J. Bauer, G. Drescher, and M. Illig. Surface tension, adhesion and wetting of materials for photolithographic process. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 14(4) :2485–2492, 1996.
- [10] J. C. Strieter. The chemical behavior of positive working systems. *Proceedings of Kodak Microelectronics Seminar*, 76 :116–122, 1976.
- [11] H. Ito. Chemical amplification resists : History and development within IBM. *IBM J. Res. Develop.*, 41 :69, 1997.
- [12] H. Levinson. *Principle of lithography*. SPIE Optical Engineering Press, 2001.
- [13] C. A. Mack. The new, new limits of optical lithography. *Proc. SPIE*, 5374 :1–8, 2004.
- [14] M. Rothschild, T. M. Bloomstein, J. E. Curtin, D. K. Downs, T. H. Fedynyshyn, D. E. Hardy, R. R. Kunz, V. Liberman, J. H. C. Sedlacek, R. S. Uttaro, A. K. Bates, and C. Van Peski. 157 nm : Deepest deep-ultraviolet yet. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 17(6) :3262–3266, 1999.
- [15] T. Brunner. Pushing the limits of lithography for IC production. *IEEE*, pages 9–13, 1997.
- [16] J. W. Bossung. Projection printing characterization. *Proc. SPIE*, 100 :80–84, 1977.
- [17] L. Liebmann et al. Understanding across chip line width variation : the first step towards optical proximity correction. *Proc. SPIE*, 3051 :124–136, 1997.
- [18] C. A. Mack. Corner rounding and line end shortening in optical lithography. *Proc. SPIE*, 4226 :83–92, 2000.
- [19] B.J. Lin. Phase-shifting masks gain an edge. *IEEE Circuits and Devices*, 9(3) :28–35, 1993.
- [20] W. L. Krisa, C. M. Garza, and R. D. Bennett. Contact performance with an attenuated phase shift reticle and variable partial coherence. *Proc. SPIE*, 2440 :524–531, 1995.

- [21] M. Op de Beeck, K. Ronse, K. Gandehari, P. Jaenen, H. Botermans, J. Finders, J. Lilygren, D. Baker, G. Vandenberghe, P. De Bisschop, M. Maenhoudt, and L. Van den hove. NA/sigma optimization strategies for an advanced DUV stepper applied to 0.25  $\mu\text{m}$  and sub 0.25  $\mu\text{m}$  critical levels. *Proc. SPIE*, 3051 :320–332, 1997.
- [22] W. N. Partlo, P. J. Thompkins, P. G. Dewa, and P. F. Michaloski. Depth of focus and resolution enhancement for i-line and deep-UV lithography using annular illumination. *Proc. SPIE*, 1927 :137–157, 1993.
- [23] M. Noguchi, M. Muraki, Y. Iwasaki, and A. Suzuki. Sub-half micron lithography system with phase-shifting effect. *Proc. SPIE*, 1674 :92–104, 1992.
- [24] H. C. Pfeiffer. The history and potential of maskless e-beam lithography. *Microolithography World*, 2005.
- [25] L. Pain, M. Charpin, Y. Laplanche, and D. Henry. Shaped e-beam lithography integration work for advanced ASIC manufacturing. *Proc. SPIE*, 4688 :607–618, 2002.
- [26] M. Yamabe. Status and issues of EPL. *Proc. SPIE*, 5446 :880–889, 2004.
- [27] T. Fujiwara, N. Hirayanagi, J. Udagawa, J. Ikeda, S. Shimizu, H. Takekoshi, and K. Suzuki. Total performance of Nikon EB stepper R&D tool. *Proc. SPIE*, 5374 :468–477, 2004.
- [28] C. Brandstaetter, H. Loeschner, G. Stengl, G. Lammer, H. Buschbeck, E. Platzqummer, H. J. Doring, T. Elster, and O. Fortagne. Projection maskless lithography. *Proc. SPIE*, 5374 :601–609, 2004.
- [29] T. Sandström, A. Bleeker, J. D. Hintersteiner, K. Troost, J. Freyer, and K. Van der Mast. OML : optical maskless lithography for economic design prototyping and small-volume production. *Proc. SPIE*, 5377 :777–787, 2004.
- [30] C. W. Gwyn, R. Stulen, D. Sweeney, and D. Attwood. Extreme ultraviolet lithography. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16(6) :3142–3149, 1998.
- [31] S. Y. Chou, P. R. Krauss, and P. Renstrom. Imprint of sub-25 nm vias and trenches in polymers. *Appl. Phys. Lett.*, 67(21) :3114–3116, 1995.
- [32] S. Y. Chou, P. R. Krauss, W. Zhang, L. Guo, and L. Zhuang. Sub-10 nm imprint lithography and applications. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 15(6) :2897–2904, 1997.
- [33] P. R. Krauss and S. Y. Chou. Nano-compact disks with 400  $\text{Gbit}/\text{in}^2$  storage density fabricated using nanoimprint lithography and read with proximal probe. *Appl. Phys. Lett.*, 71(21) :3174–3176, 1997.
- [34] C. Perret, C. Gourgon, F. Lazzarino, J. Tallal, S. Landis, and R. Pelzer. Characterization of 8-in. wafers printed by nanoimprint lithography. *Microelectronic Engineering*, 73 :172–177, 2004.
- [35] V. Grigaliunas, V. Kopustinskas, S. Meskinis, M. Margelevicius, I. Mikulskas, and R. Tomasiunas. Replication technology for photonics band gap applications. *Optical materials*, 17 :15–18, 2001.
- [36] V. Studer, A. Pepin, Y. Chen, and A. Ajdari. Nanoembossing of thermoplastics polymers for microfluidic applications. *Appl. Phys. Lett.*, 80(19) :3614–3616, 2002.
- [37] F. Lazzarino. Etude et caractérisation des films minces lors du procédé de lithographie par nanoimpression. Thèse de doctorat de l’Université Joseph Fourier, 2005.
- [38] M. Colburn, S. Johnson, M. Stewart, S. Damle, T. Bailey, B.J. Choi, M. Wedlake, T. Michaelson, S.V. Screenivasan, J.Ekerdt, and C.G. Willson. Step and flash imprint lithography : a new approach to high resolution patterning. *Proc. SPIE*, 3676 :379, 1999.

- [39] D.J. Resnick, W.J. Dauksher, D. Mancini, K.J. Nordquist, T.C. Bailey, S. Johnson, N. Stacey, J.G. Ekerdt, C.G. Wilson, S.V. Sreenivasan, and N. Schumaker. Imprint lithography for integrated circuit fabrication. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 21(6) :2624–2631, 2003.
- [40] G. E. Blackham. The evolution of the modern microscope. *Proceedings fo the american society of microscopists*, 4 :25–47, 1882.
- [41] A. Takanasi, T. Harada, M. Akeyama, Y. Kondo, T. Karosaki, S. Kuniyoshi, S. Hosaka, and Y. Kawamura. Pattern performing apparatus. *U.S. Patent*, 4480910, 1984.
- [42] W. Taberelli and E. Loebach. Apparatus for the photolithographic manufacture of intergrated circuit element. *U.S. Patent*, 4509852, 1985.
- [43] B. J. Lin. The future of subhalf-micrometer optical lithography. *Microelectron. Eng.*, 6 :31–51, 1987.
- [44] H. Kawata, J. Carter, A. Yen, and H. I. Smith. Optical projection lithography using lenses with numerical apertures greater than unity. *Microelectron. Eng.*, 9 :31–36, 1989.
- [45] H. Kawata, I. Matsumara, H. Yoshida, and K. Murata. Fabrication of 0.2  $\mu\text{m}$  fine patterns using optical projection lithography with an oil immersion lens. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 31 :4174–4177, 1992.
- [46] G. Owen, R. F. W. Pease, D. A. Markle, A. Grenville, R. L. Hsieh, R. von Büнау, and N. I. Maluf. 1/8  $\mu\text{m}$  optical lithography. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 10(6) :3032–3035, 1992.
- [47] B. J. Lin. The  $k_3$  coefficient in nonparaxial  $\lambda/NA$  scaling equations for resolution, depth of focus, and immersion lithography. *Journal of Microlithography, Microfabrication and Microsystems*, 1(1) :7–12, 2002.
- [48] F. A. Jenkins and H. E. White. *Fundamentals of optics*. McGraw-Hill Book Company, forth edition edition, 1976.
- [49] S. Baek, D. C. Cole, M. Rothschild, M. Switkes, M. S. Yeung, and E. Barouch. Simulation study of process latitude for liquid immersion lithography. *Journal of Microlithography, Microfabrication and Microsystems*, 3(1) :52–60, 2004.
- [50] J. Mulkens, D. Flagello, B. Streefkerk, and P. Graeupner. Benefits and limitations of immersion lithography. *Journal of Microlithography, Microfabrication and Microsystems*, 3(1) :104–114, 2004.
- [51] S. Owa and H. Nagasaka. Immersion lithography ; its potential performance and issues. *Proc. SPIE*, 5040 :724–733, 2003.
- [52] S. Owa and H. Nagasaka. Advantage and feasibility of immersion lithography. *Journal of Microlithography, Microfabrication and Microsystems*, 3(1) :97–103, 2004.
- [53] W. Ulrich, H. J. Rostalski, and R. Hudyma. The development of dioptric projection lenses for DUV lithography. *IODM conf.*, 2002.
- [54] S. Owa, H. Nagasaka, Y. Ishii, O. Hirakawa, and T. Yamamoto. Feasibility of immersion lithography. *Proc. SPIE*, 5377 :264–272, 2004.
- [55] S. Owa, H. Nagasaka, Y. Ishii, K. Shiraishi, and S. Hirukawa. Full-field exposure tools for immersion lithography. *Proc. SPIE*, 5754 :655–668, 2005.
- [56] J. Mulkens, B. Streefkerk, M. Hoogendorp, R. Moerman, M. Leenders, F. de Jong, M. Stavenga, and H. Boom. Immersion lithography exposure systems : today’s capability and tomorrow’s expectations. *Proc. SPIE*, 5754 :710–724, 2005.

- [57] B. Streefkerk, J. Baselmans, W. Gehoel van Ansem, J. Mulkens, C. Hoogendam, M. Hoogendorp, D. Flagello, H. Sewell, and P. Graeupner. Extending optical lithography with immersion. *Proc. SPIE*, 5377 :285–305, 2005.
- [58] M. Op de Beeck, J. Hermans, P. Foubert, V. Wiaux, and E. Hendrickx. BARC process optimization for hyper NA tools and influence of polarization on CD swings and standing waves. *2<sup>nd</sup> International Symposium on immersion lithography*, Septembre 2005.
- [59] M. Switkes, R. R. Kunz, R. F. Sinta, M. Rothschild, P. M. Gallagher-Wetmore, V. J. Krukonis, and K. Williams. Immersion liquids for lithography in the deep ultraviolet. *Proc. SPIE*, 5040 :690–699, 2003.
- [60] M. Switkes and M. Rothschild. Resolution enhancement of 157 nm lithography by liquid immersion. *Journal of Microlithography, Microfabrication and Microsystems*, 1(3) :225–228, 2002.
- [61] J. H. Burnett and S. Kaplan. Measurement of the refractive index and thermo-optic coefficient of water near 193 nm. *Proc. SPIE*, 5040 :1742–1749, 2003.
- [62] V. Liberman, S. T. Palmacci, D. E. Hardy, M. Rothschild, and A. Greenville. Controlled contamination studies in 193-nm immersion lithography. *Proc. SPIE*, 5754 :148–153, 2005.
- [63] M. Rothschild, T. M. Bloomstein, R. R. Kunz, V. Liberman, M. Switkes, S. T. Palmacci, J. H. C. Sedlacek, D. Hardy, and A. Grenville. Liquid immersion lithography : Why, how, and when? *J. Vac. Sci. Technol. B*, 22(6) :2877–2881, 2004.
- [64] J. Zhou, Y. Fan, A. Bourov, N. Lafferty, F. Cropanese, L. Zavyalova, A. Estroff, and B. W. Smith. Immersion lithography fluids for high NA 193 nm lithography. *Proc. SPIE*, 5754 :630–637, 2005.
- [65] T. Miyamatsu, Y. Wang, S. kusumoto, T. Chiba, H. Nakagawa, K. Hieda, and T. Shimokawa. Material design for immersion lithography with high refractive index fluids. *Proc. SPIE*, 5753 :10–19, 2005.
- [66] K. Lee, J. Kunjappu, S. Jockusch, N. J. Turro, T. Widerschpan, J. Zhou, B. W. Smith, P. Zimmerman, and W. Conley. Amplification of the index of refraction of aqueous immersion fluids by ionic surfactants. *Proc. SPIE*, 5753 :537–553, 2005.
- [67] G. Chumanov, D. D. Evanoff, I. Luzinov, V. Klep, B. Zdyrko, W. Conley, and P. Zimmerman. Nanocomposite liquids for 193 nm immersion lithography : a progress report. *Proc. SPIE*, 5753 :847–850, 2005.
- [68] J. C. Taylor, R. Shayib, S. Goh, C. R. Chambers, W. Conley, S.-H. Lin, and C. G. Wilson. Fluids and resists for hyper NA immersion lithography. *Proc. SPIE*, 5753 :836–846, 2005.
- [69] B. Budhlall, G. Parris, P. Zhang, X. Gao, Z. Zarkov, B. Ross, S. Kaplan, and J. Burnett. High refractive index immersion fluids for 193 nm immersion lithography. *Proc. SPIE*, 5753 :622–629, 2005.
- [70] S. Peng, R. H. French, W. Qiu, R. C. Wheland, M. Yang, M. F. Lemon, and M. K. Crawford. Second generation fluids for 193 nm immersion lithography. *Proc. SPIE*, 5753 :427–434, 2005.
- [71] K. Nakano, S. Owa, I. Malik, T. Yamamoto, and S. Nag. Analysis and improvement of defectivity in immersion lithography. *Proc. SPIE*, 6154 :1531–1542, 2006.
- [72] H. Nakagawa, A. Nakamura, H. Dougaushi, M. Shima, S. Kusumoto, and T. Shimokawa. Improvement of watermark defect in immersion lithography : mechanism of watermark defect formation and its reduction by using alkaline-soluble immersion topcoat. *Proc. SPIE*, 6153 :586–593, 2006.

- [73] D. Kawamura, T. Takeishi, K. Sho, K. Matsunaga, N. Shibata, K. Ozawa, S. Shimura, H. Kyoda, T. Kawasaki, S. Ishida, T. Toshima, Y. Oonishi, and S. Ito. Influence of the watermark in immersion lithography process. *Proc. SPIE*, 5753 :818–826, 2005.
- [74] W. Hinsberg, G. Wallraff, C. Larson, B. Davis, V. Deline, S. Raoux, D. Miller, F. Houle, J. Hoffnagle, M. Sanchez, C. Rettner, L. Sundberg, D. Medeiros, R. Dammel, and W. Conley. Liquid immersion lithography - Evaluation of resist issues. *Proc. SPIE*, 5376 :21–33, 2004.
- [75] P. De Bisschop, A. Erdmann, and A. Rathsfield. Simulation of the effect of a resist-surface bound air bubble on imaging in immersion lithography. *Proc. SPIE*, 5754 :243–253, 2005.
- [76] M. Switkes, T. M. Bloomstein, R. R. Kunz, M. Rothschild, J. W. Ruberti, T. A. Shedd, and M. Yeung. Scattering in liquid immersion lithography. *Proc. SPIE*, 5377 :469–476, 2004.
- [77] Y. Fan, N. Lafferty, A. Bourov, L. Zavyalova, and B. Smith. Study of air bubble induced light scattering effect on image quality in 193 nm immersion lithography. *Proc. SPIE*, 5377 :477–486, 2004.
- [78] L. Marinier, Y. Aksenov, R. Morton, D. Van Steenwinckel, and P. Zandbergen. Anti-bubble topcoat for immersion lithography. *Proc. SPIE*, 5753 :527–536, 2005.
- [79] M. Switkes, R. R. Kunz, M. Rothschild, R. F. Sinta, M. Yeung, and S.-Y. Baek. Extending optics to 50 nm and beyond with immersion lithography. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 21(6) :2794–2799, 2003.
- [80] W. Conley, R. J. Lesuer, F. Fan, A. J. Bard, C. Taylor, P. Tsiartas, G. Willson, A. Romano, and R. Dammel. Understanding the photoresist surface-liquid interface for ArF immersion lithography. *Proc. SPIE*, 5753 :64–77, 2005.
- [81] W. Hinsberg, J. Hoffnagle, G. Wallraff, C. Larson, F. A. Houle, L. Sundberg, H. D. Truong, B. Davis, and R. D. Allen. Evaluation of functional properties of imaging materials for water immersion lithography. *Proc. SPIE*, 5753 :508–518, 2005.
- [82] K. Petrillo, K. Patel, R. Chen, W. Li, R. Kwong, P. Lawson, R. Varanasi, C. Robinson, S. J. Holmes, D. Gil, K. Kimmel, M. Slezak, G. Dabbagh, T. Chiba, and T. Shimokawa. Progress toward developing high performance immersion compatible materials and processes. *Proc. SPIE*, 5753 :52–63, 2005.
- [83] F. Houlihan, W. Kim, R. Sakamuri, K. Hamilton, A. Dimerli, D. Abdallah, A. Romano, R. R. Dammel, G. Pawlowski, A. Raub, and S. Brueck. Study of barrier coats for application in immersion 193-nm lithography. *Proc. SPIE*, 5753 :78–94, 2005.
- [84] S. C. Lee, L. R. Dawson, B. Pattada, S. R. J. Brueck, Y.-B. Jiang, and H. F. Xu. A strain-relieved, dislocation-free  $In_xGa_{1-x}As/GaAs(001)$  heterostructure by nanoscale-patterned growth. *Appl. Phys. Lett.*, 85 :4181–4183, 2004.
- [85] M. J. O’Brien, P. Bisong, L. K. Ista, E. M. Rabinovitch, A. L. Garcia, S. S. Sibett, G. P. Lopez, and S. R. J. Brueck. Fabrication of an integrated nanofluidic chip using interferometric lithography. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 21 :2941–2945, 2003.
- [86] C. A. Ross, S. Haratani, F. J. Castagno, Y. Hao, M. Hwang, M. Shima, J. Y. Cheng, B. Vögeli, M. Farhoud, M. Walsh, and H. I. Smith. Magnetic behavior of lithographically patterned particle arrays. *J. Appl. Phys.*, 91 :6848–6853, 2002.
- [87] J. L. Bradshaw, J. D. Bruno, J. T. Pham, D. E. Wortman, S. Zhang, and S. R. J. Brueck. Single-longitudinal-mode emission from interband cascade DFB laser with a grating fabricated by interferometric lithography. *Proc. Inst. Electr. Eng.-Optoelectron.*, 150 :288–292, 2003.

- [88] M. Campbell, D. N. Sharp, M. T. Harrison, R. G. Denning, and A. J. Durberfield. Fabrication of photonic crystals for the visible spectrum by holographic lithography. *Nature*, 404 :53–56, 2000.
- [89] S. Zhang, W. Fand, A. Frauenglass, B. Minhas, K. J. Malloy, and S. R. J. Brueck. Demonstration of mid-infrared resonant magnetic nanostructures exhibiting a negative permeability. *Phys. Rev. Lett.*, 94 :037402, 2005.
- [90] R. T. Chen, L. S. Sadovik, T. M. Aye, and T. P. Jansson. Holographic lithography for microcircuits. *Proc. SPIE*, 1212 :290–296, 1990.
- [91] S. Sainov, A. Espanet, C. Ecoffet, and D. Lougnot. High spatial frequency evanescent wave holographic recording in photopolymers. *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.*, 5 :142–146, 2003.
- [92] F. Clube, S. Gray, D. Struchen, S. Malfoy, Y. Darbellay, N. Magnon, B. Le Gratiet, and J.-C. Tisserand. *Micro-optical technologies for measurement sensors and microsystems and optical fiber sensor technologies and applications : Large-field, high-resolution photolithography*. Bellingham, Wash., SPIE, 1997.
- [93] Y. Fan, A. Bourov, M. Slocum, and B. Smith. Effect of beam pointing instability on two-beam interferometric lithography. *Proc. SPIE*, 6154 :61542L, 2006.
- [94] E. Wolf and L. Mandel. Coherence properties of optical fields. *Reviews of modern physics*, 37(2) :231–287, 1965.
- [95] A. Lagrange, A.-L. Charley, O. Lartigue, and M. Derouard. Assembly of a 193-nm interferometer for immersion lithography : vibration effects on image contrast. *Proc. SPIE*, 6154 :61544O, 2006.
- [96] A. K. Raub, A. Frauenglass, S. R. J. Brueck, W. Conley, R. Dammel, A. Romano, M. Sato, and W. Hinsberg. Imaging capabilities of resist in deep ultraviolet liquid immersion interferometric lithography. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 22(6) :3459–3464, 2004.
- [97] M. Yoshida, K. Endo, K. Ishizuka, and M. Sato. Development status of high performance materials for immersion lithography. *Journal of photopolymer science and technology*, 17(4) :603–607, 2004.
- [98] H. Sewell, D. McCafferty, C. Wagner, and L. Markoya. Optical lithography for the 32nm node. *Journal of photopolymer science and technology*, 18(5) :579–586, 2005.
- [99] B. W. Smith, Y. Fan, J. Zhou, A. Bourov, L. Zavyalova, N. Lafferty, F. Cropanese, and A. Estroff. Hyper NA water immersion lithography at 193 nm and 248 nm. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 22(6) :3439–3443, 2004.
- [100] J. Zhou, Y. Fan, and B. W. Smith. Three-dimensional imaging of 30-nm nanospheres using immersion interference lithography. *Proc. SPIE*, 6154 :1563–1569, 2006.
- [101] J. A. Hoffnagle, W. D. Hinsberg, M. Sanchez, and F. A. Houle. Liquid immersion deep-ultraviolet interferometric lithography. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 17(6) :3306–3309, 1999.
- [102] A. Bourov, Y. Fan, F. C. Cropanese, N. V. Lafferty, L. Zavyalova, H. Kang, and B. W. Smith. Immersion lithography at 193 nm with a Talbot prism interferometer. *Proc. SPIE*, 5377 :1573–1578, 2004.
- [103] Y. Sato, M. Doi, S. Miwa, Y. Ichihara, T. Gemma, Y. Hagiwara, and S. Owa. Two beam interferometer using a solid-state 193-nm laser. International Symposium on immersion and 157 nm lithography, Août 2004.
- [104] A. K. Raub and S. R. Brueck. Deep UV immersion interferometric lithography. *Proc. SPIE*, 5040 :667–678, 2003.

- [105] B. W. Smith, A. Bourov, Y. Fan, L. Zavyalova, N. Lafferty, and F. Cropanese. Approaching the numerical aperture of water - Immersion lithography at 193 nm. *Proc. SPIE*, 5377 :273–284, 2004.
- [106] B. W. Smith, Y. Fan, M. Slocum, and L. Zavyalova. 25 nm immersion lithography at a 193 nm wavelength. *Proc. SPIE*, 5754 :141–147, 2005.
- [107] B. W. Smith, Y. Fan, J. Zhou, L. Zavyalova, M. Slocum, J. Park, A. Bourov, E. Piscani, N. Lafferty, and A. Estroff. Solid immersion and evanescent wave lithography at numerical apertures  $> 1.6$ , 2005.
- [108] E. Hendrickx, M. Op de Beeck, R. Gronheid, J. Versluijs, L. Van Look, M. Ercken, and G. Vandenberghe. Early learning on hyper-NA lithography using two-beam immersion interference. *Proc. SPIE*, 6154 :61541X, 2006.
- [109] E. H. Anderson, K. Komatsu, and H. I. Smith. Achromatic holographic lithography in the deep ultraviolet. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 6(1) :216–218, 1988.
- [110] A. Yen, E. H. Anderson, R. H. Ghanbari, M. L. Schattenbrug, and H. I. Smith. Achromatic holographic configuration for 100-nm-period lithography. *Applied Optics*, 31(22) :4540–4545, 1992.
- [111] T. A. Savas, M. L. Schattenburg, J. M. Carter, and H. I. Smith. Large-area achromatic interferometric lithography for 100 nm period gratings and grids. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 14(6) :4167–4170, 1996.
- [112] F. J. Weinberg and N. B. Wood. Interferometer based on four diffraction gratings. *J. Sci. Instrum.*, 36 :227–230, 1959.
- [113] E. N. Leith and B. J. Chang. Space-invariant holography with quasi-coherent light. *Applied Optics*, 132(8) :1957, 1973.
- [114] A. L. Charley, A. Lagrange, O. Lartigue, J. Simon, P. Thony, and P. Schiavone. Hyper high numerical aperture achromatic interferometer for immersion lithography at 193 nm. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 23(6) :2668–2674, 2005.
- [115] M. G. Moharam, E. B. Grann, D. A. Pomet, and T. K. Gaylord. Formulation for stable and efficient implementation of the rigorous coupled-wave analysis of binary gratings. *J. Opt. Soc. Am. A*, 12(5) :1068–1076, 1995.
- [116] B. E. Maile, W. Henschel, H. Kurz, B. Rienks, R. Polan, and P. Kaars. Sub-10 nm line-width and overlay performance achieved with a fine-tuned EBPG-5000 TFE electron beam lithography system. *Jpn. J. Appl. Phys.*, 39 :6836–6842, 2000.
- [117] F. Van Delft, J. Weterings, A. Van Langen-Suurling, and H. Romijn. Hydrogen silsesquioxane/novolak bilayer resist for high aspect ratio nanoscale electron-beam lithography. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 18(6) :3419–3423, 2000.
- [118] W. Liu, C. Yang, W. Chen, B. Dai, and M. Tsai. The structural transformation and properties of spin-on poly(silsesquioxane) films by thermal curing. *J. Non-crystalline solids*, 311 :233–240, 2002.
- [119] D. Gil, R. Menon, and H. Smith. Fabrication of high-numerical aperture phase zone plates with a single lithography exposure and no etching. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 21(6) :2956–2960, 2003.
- [120] J. A. Liddle, F. Salmassi, P. P. Naulleau, and E. M. Gullikson. Nanoscale topography control for the fabrication of advanced diffractive optics. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 21(6) :2980–2984, 2003.



- [121] D. P. Mancini, K. A. Gehoski, E. Ainley, K. J. Nordquist, D. J. Resnick, T. C. Bailey, S. V. Sreenivasan, J. G. Ekerdt, and C. G. Willson. Hydrogen silsesquioxane for direct electron-beam patterning of step and flash imprint lithography templates. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 20(6) :2896–2901, 2002.
- [122] S. Matsui, Y. Igaku, H. Ishigaki, and J. Fujita. Room-temperature nanoimprint and nanotransfer printing using hydrogen silsesquioxane. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 21(2) :688–692, 2003.
- [123] SPC Goodwill. 100mm : fused silica wafers. [http://www.spcgoodwill.com/catalog\\_b.html](http://www.spcgoodwill.com/catalog_b.html).
- [124] DOW CORNING. FOX(R)-12 FLOWABLE OXIDE. <http://www.dowcorning.com>.
- [125] G. Cunge, R. L. Inglebert, O. Joubert, L. Vallier, and N. Sadeghi. Ion flux composition in  $HBr/Cl_2/O_2$  and  $HBr/Cl_2/O_2/CF_4$  chemistries during silicon etching in industrial high-density plasmas. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 20(5) :2137–2148, 2002.
- [126] DAIKIN INDUSTRIES, LTD. OPTOOL DSX : fluorine surface antifouling coating. <http://www.daikin.co.jp/chm/en/pro/kasei/dsx.html>.
- [127] J. Tallal, M. Gordon, K. Berton, A. L. Charley, and D. Peyrade. AFM characterization of anti-sticking layers used in nanoimprint. *Microelectronic Engineering*, 83 :851–854, 2006.
- [128] C. Gourgon, C. Perret, J. Tallal, F. Lazzarino, S. Landis, O. Joubert, and R. Pelzer. Uniformity across 200 mm silicon wafers printed by nanoimprint lithography. *J. Phys. D : Appl. Phys.*, 38 :70–73, 2005.
- [129] Ibsen photonics. Transmission gratings. <http://www.ibsenphotonics.com/products/transmission-gratings>.
- [130] M. H. Hutchinson. Excimers and excimer lasers. *Appl. Phys.*, 21 :95–114, 1980.
- [131] GAM LASER, Inc. Excimer lasers. <http://www.gamlasers.com/products.htm>.
- [132] S. Owa, H. Nagasaka, Y. Ishii, O. Hirakawa, and T. Yamamoto. Update on 193 nm immersion exposure tool. Litho Forum International SEMATEH, janvier 2004.
- [133] Q. Lin, R. Sooriyakumaran, and W. Huang. Toward controlled resist line-edge roughness : material origin of line-edge roughness in chemically amplified positive-tone resists. *Proc. SPIE*, 3999 :230–239, 2000.
- [134] J. Santillan, A. Otaguro, T. Itani, K. Fujii, A. Kagayama, T. Nakano, N. Nakayama, H. Tamatani, and S. Fukuda. A study of 193-nm immersion lithography using novel high refractive index fluids. *Microelectronic Engineering*, 83 :651–654, 2006.
- [135] J.-L. Stehle, J.-P. Piel, D. Zahorski, and J. Campillo. Immersion liquid refractive index determination at 193.7 nm and characterization of liquid-top coat interaction by EPA. In *2<sup>nd</sup> International symposium on immersion lithography*, 2005.
- [136] T. A. Brunner, N. Seong, W. D. Hinsberg, J. A. Hoffnagle, F. A. Houle, and M. I. Sanchez. High NA lithographic imagery at Brewster’s angle. *Proc. SPIE*, 4691 :1–10, 2002.
- [137] D. G. Flagello, S. Hansen, B. Geh, and M. Totzeck. Challenges with hyper-NA ( $NA > 1.0$ ) polarized light lithography for sub  $\lambda/4$  resolution. *Proc. SPIE*, 5754 :53–68, 2005.
- [138] C. Köhler, W. de Boeij, K. van Ingen-Schenau, M. van de Kerckhof, J. de Klerk, H. Kok, G. Swinkels, J. Finders, J. Mulkens, D. Fiolka, and T. Heil. Imaging enhancements by polarized illumination : theory and experimental verification. *Proc. SPIE*, 5754 :734–750, 2005.
- [139] B. W. Smith and J. Cashmore. Challenges in high NA, polarization and photoresists. *Proc. SPIE*, 4691 :11–24, 2002.

- [140] A.-L. Charley, A. Lagrange, O. Lartigue, P. Bandelier, M. Derouard, and P. Schiavone. Liquid immersion lithography at 193 nm using a high-na achromatic interferometer. *Proc. SPIE*, 6154 :61541Z, 2006.
- [141] 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. *Electron Devices IEEE Transactions*, 51 :1984–1988, 2004.
- [142] M. Williamson, X. Meng, and A. Neureuther. A study of the effects of image contrast and resist types upon line edge roughness (LER). *Proc. SPIE*, 4690 :357–365, 2002.
- [143] M. Shumway, P. Naulleau, K. Goldberg, and J. Bokor. Measuring line roughness through aerial image contrast variation using coherent extreme ultraviolet spatial filtering techniques. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 23(6) :2844–2847, 2005.
- [144] W. Hinsberg, F. A. Houle, J. Hoffnagle, M. Sanchez, G. Wallraff, M. Morrison, and S. Frank. Deep-ultraviolet interferometric lithography as a tool assessment of chemically amplified photoresist performance. *J. Vac. Sci. Technol. B*, 16(6) :3689–3694, 1998.
- [145] D. R. McKean, R. D. allen, P. H. Kasai, U. P. Schaedeli, and S. A. MacDonald. Acid generation and acid diffusion in photoresist films. *Proc. SPIE*, 1672 :94–103, 1992.
- [146] P. C. Tsiartas, L. W. Flanagan, C. L. Henderson, W. D. Hinsberg, I. C. Sanchez, R. T. Bonnacaze, and C. G. Willson. The mechanism of phenolic polymer dissolution : a new perspective. *Macromolecules*, 30 :4656–4664, 1997.
- [147] E. Collett. *Polarized light. Fundamentals and applications*. Optical Engineering, 1992.
- [148] H. Paqueton and J. Ruste. Microscopie électronique à balayage : Principe et équipement. *Techniques de l'ingénieur P 865v2*.
- [149] J.-C. Rivoal and C. Frétigny. Microscopie à force atomique (AFM). *Techniques de l'ingénieur R 1 394*.
- [150] J. Foucher. From CD to 3D sidewall roughness analysis with 3D-AFM. *Proc. SPIE*, 5752 :966–976, 2005.
- [151] F. Bernoux, J.-P. Piel, B. Castellon, C. Defranoux, J.-H. Lecat, P. Boher, and J.-L. Stehlé. Ellipsométrie : Théorie. *Techniques de l'ingénieur R 6 490*.
- [152] R. Quintanilha. Etude du problème inverse en diffractométrie spectroscopique : application à la métrologie dimensionnelle en microélectronique. Thèse de doctorat de l'Institut National Polytechnique de Grenoble, 2005.
- [153] SuMMIT. SEM Metrology Interactive Toolbox. <http://www.euvl.com/summit/products.htm>.



## RÉSUMÉ

---

La miniaturisation est aujourd'hui, plus que jamais, devenue le maître mot en microélectronique. En effet, les industriels poursuivent l'objectif, de plus en plus ambitieux, de diminuer les dimensions critiques des dispositifs actuels afin d'en améliorer les performances et d'en diminuer le coût. Dans cette perspective, la lithographie joue un rôle majeur car c'est la première étape qui définit le circuit intégré. La technique de lithographie utilisée aujourd'hui pour la production de masse et ayant permis d'atteindre le nœud technologique 65 nm est la lithographie optique à 193 nm. Pour aller en deçà, il nous faut améliorer la résolution des outils de lithographie et cela ne peut se faire sans une forte augmentation de leur complexité, de leur prix et de la difficulté de contrôler les procédés. Une solution est la technique de lithographie à immersion à 193 nm qui consiste en l'introduction d'un fluide d'indice supérieur à celui de l'air entre la lentille de projection et la plaquette de silicium : elle permet, dans un premier temps, de relâcher les contraintes sur les procédés en améliorant la profondeur de champ et, dans un second temps, d'améliorer la résolution tout en conservant l'infrastructure du 193 nm.

L'objectif de ce travail de thèse est de monter et valider un interféromètre à immersion à 193 nm pour étudier, par anticipation, certains aspects de la technique. Dans ce manuscrit, nous décrivons la conception d'un montage interférométrique en immersion à 193 nm ayant la particularité d'être achromatique et présentant donc l'avantage de ne pas pâtir de la faible cohérence des sources excimères à 193 nm. Nous nous sommes focalisés sur la caractérisation du montage optique et avons conclu sur les paramètres de profondeur de champ et de transmission du système. Finalement, nous nous sommes intéressés à l'étude de l'imagerie à haute ouverture numérique. Nous avons pu montrer l'amélioration de la résolution en immersion, ainsi que la corrélation entre l'augmentation de la rugosité et la perte de contraste due à la polarisation.

## ABSTRACT

---

Miniaturization has become the key word in microelectronics. Indeed, manufacturers aim at shrinking device critical dimensions in order to improve their performances and to decrease their costs. In that respect, lithography plays a predominant role since it is the step that defines the circuit. The lithography technique used for mass production today and that addressed the 65 nm technology node is optical lithography at a wavelength of 193 nm. But it is difficult to improve resolution without greatly increasing complexity, tool price and difficulty in controlling the process. A solution is immersion lithography which principle is to introduce a fluid of higher refractive index than air between the last lens element and the wafer : it, firstly, releases the process constraints by a depth-of-focus improvement and, secondly, improves the resolution in keeping 193 nm infrastructures.

The purpose of this PhD is to create and validate a 193 nm immersion interferometric setup to study, in advance of tool availability, some aspects of this new optical lithography technique. In this thesis, we describe the design of an achromatic interferometric setup working in immersion at 193 nm. Such a setup has the great advantage of enabling the use of a laboratory excimer laser and does not suffer from its poor coherence parameters. We focused on the characterization of the optical setup and have determined parameters for depth-of-focus and transmission. Finally, we studied imaging at high numerical apertures. We showed the benefit of immersion on resolution and the correlation between roughness increase and contrast loss due to polarisation.

## MOTS CLÉS

---

Lithographie, 193 nm, immersion, interferometrie, haute ouverture numérique.

