

Influence des défauts enterrés dans les masques pour la lithographie Extreme Ultra Violet

Vincent Farys

▶ **To cite this version:**

Vincent Farys. Influence des défauts enterrés dans les masques pour la lithographie Extreme Ultra Violet. Micro et nanotechnologies/Microélectronique. Université Joseph-Fourier - Grenoble I, 2006. Français. NNT : . tel-00135902

HAL Id: tel-00135902
https://theses.hal.science/tel-00135902

Submitted on 9 Mar 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.

THESE

Présentée par

Vincent FARYS

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE JOSEPH FOURIER DE GRENOBLE

Spécialité : Optique et Radiofréquence

Influence des défauts enterrés dans les masques pour la lithographie Extrême Ultra Violet

---

Soutenue le 8 décembre 2006

Directeur de thèse
Patrick SCHIAVONE

MEMBRES DU JURY :

Président :	**Jacques DEROUARD**
Rapporteurs :	**Denis JOYEUX** **Bruno LA FONTAINE**
Examinateurs :	**François POLACK** **Etienne QUESNEL**
Invité :	**Jean MASSIN**

Thèse réalisée dans le cadre d'un accord CIFRE entre le Laboratoire des Technologies de la Microélectronique – CNRS c/o CEA-LETI, 17 av. des Martyrs 38054 Grenoble Cedex 9 - et la société STMicroelectronics – 850 rue Jean Monnet, 38926 Crolles Cedex

Avant Propos

Ce travail de thèse s'est déroulé dans le cadre d'une convention CIFRE entre la société STMicroelectronics et le Laboratoire des Technologies de la Microélectronique (LTM – CNRS). Je teins à remercier Mr. Joël Hartmann directeur du centre de recherche de l'Alliance Crolles 2 de m'avoir fait confiance et de m'avoir donné les moyens pour réaliser cette thèse. Je remercie également Mr. Olivier Joubert, directeur du LTM – CNRS pour m'avoir accueilli dans son laboratoire. Je remercie également Daniel Henry, responsable du groupe de lithographie avancée chez STMicroelectronics de m'avoir admis dans ses rangs et donné la possibilité de travailler sur un sujet avancé dans un environnement industriel.

J'exprime ma profonde gratitude à l'ensemble des membres du jury qui m'ont fait l'honneur de juger mes travaux de thèse. Je remercie Mr Jacques Derouard, professeur à l'université Joseph Fourier de Grenoble, d'avoir accepté la présidence de ce jury ainsi qu'à Mr. Denis Joyeux, Directeur de recherche au Laboratoire Charles Fabry, et Mr. Bruno La Fontaine, Ingénieur chez *Advanced Micro Device* (AMD), qui ont accepté de juger mon travail en qualité de rapporteurs. Je remercie également Mr. François Polack, Chargé de Recherche CNRS, Etienne Quesnel, Ingénieur CEA, ainsi que Jean Massin Ingénieur chez STMicroelectronics d'avoir accepté de participer à mon jury.

Je remercie chaleureusement Patrick Schiavone, Directeur de recherche au laboratoire des Technologies de la Microélectronique, pour m'avoir conseillé et soutenu tout au long de cette thèse. Sa grande expérience dans le domaine de la lithographie, sa rigueur scientifique et son goût prononcé pour la recherche m'ont été particulièrement bénéfiques. Je le remercie également d'avoir relu et corrigé mes travaux de thèse avec tant de rigueur (même jusqu'à des heures très tardives). Au-delà de son rôle d'encadrant, je tiens tout particulièrement à saluer ses qualités humaines et son enthousiasme naturel. Je n'oublierais jamais cette rencontre qui m'a particulièrement marqué.

Je tiens à remercier toutes les personnes avec qui j'ai pu travailler sur ce sujet, l'équipe du LLIT au Leti : Christelle Charpin, Cyrille Vannuffel, Jean-Yves Robic, Bernard Dalzotto, Philippe Michalon et Marieke Richard. Merci également à Michele Bertolo, Anna Bianco et Sylvio La Rosa pour m'avoir permis de réaliser mes expérimentations au synchrotron Elettra.

Je tiens aussi à saluer tous mes collègues du LTM et de STMicroelectronics, à commencer par mes voisins de bureau Max et Fred pour ces discussions interminables (de travail bien sûr) et pour leur bonne humeur. Je salue également tous mes conscrits thésards : Emilien, Mike,

Anne, Richard, Jess, avec une petite dédicace à Amandine, « l'autre » thésarde en EUV, avec qui on s'est toujours soutenu et motivé durant cette période. Sans oublier Dave, Kevin, Malou, Agnès, Coco, Titi et tous les autres locataires du bâtiment 4120[1] (la liste est trop longue mais je les salue tous chaleureusement).

Je tiens également à remercier JH et Serdar pour m'avoir toujours soutenu et encouragé durant ces années, au-delà des collègues de travail j'y ai gagné deux amis.

Je voudrais aussi saluer tous mes proches, amis de la première et de la dernière heure : Greg, NicoV, Tof, Marc, Alf, Bibi, NicoB, Chuck, pour m'avoir suivis pendant cette période.

Je remercie Nadine pour avoir fortement contribué au respect de la langue Française dans ce manuscrit (elle est par la même occasion devenue une experte en lithographie EUV), et pour m'avoir toujours soutenu dans les moments difficile. Je ne lui dirais jamais assez tout le bonheur qu'elle apporte à ma vie.

Enfin je souhaite dédier ce travail à ma famille pour m'avoir donné les moyens d'arriver jusque là, avec une pensée toute particulière pour mon père.

[1] Je vous invite à viviter le site du LTM : http://www.ltm-cnrs.fr/

Table des matières

Avant Propos ..... *iii*

Table des matières ..... *v*

INTRODUCTION ..... *ix*

1ere Partie - Vers une lithographie de nouvelle génération

CHAPITRE 1 Evolutions et perspectives en lithographie *1*

1.1 La lithographie optique **3**

1.1.1 La photolithographie 3

1.1.2 La formation de l'image aérienne 5

1.2 Evolutions des techniques de lithographie **7**

1.2.1 Les techniques d'amélioration de la résolution (RET) 7

1.2.2 Les méthodes optiques 8

1.2.3 Les méthodes alternatives 9

1.2.4 Comparatif des différentes méthodes 13

1.3 Conclusion **14**

CHAPITRE 2 La lithographie Extrême Ultra Violet *17*

2.1 Introduction **19**

2.1.1 Origines des optiques EUV 19

2.1.2 Premières expériences de lithographie EUV 19

2.2 Principe expérimental **21**

2.2.1 Les sources 21

2.2.2 Les résines photosensibles dans l'EUV 23

2.2.3 Les optiques et masques EUV 25

2.3 Limitations des masques EUV **28**

2.3.1 Effet d'ombrage 28

2.3.2 Défauts dans les masques 29

2.4 Conclusion **32**

2e Partie - Les défauts dans les masques EUV

CHAPITRE 3 Simulation des défauts dans les masques EUV 33

3.1 Introduction 35

3.2 Outils de simulation dans l'EUV 36
3.2.1 Principe de simulation des défauts dans les masques 36
3.2.2 Méthodes de calcul du champ proche dans l'EUV 37
3.2.3 Epistémologie des modèles géométriques des défauts 41

3.3 Limitations du code MMFE 43
3.3.1 Définition de l'efficacité de diffraction 44
3.3.2 Découpage en réseau lamellaire (échantillonnage) 44
3.3.3 Ordre de troncature *M* 46

3.4 Phénomènes d'impression des défauts 48
3.4.1 Perturbation aux bords des défauts (« Effet de bord ») 49
3.4.2 Perturbation de la période du multicouche 53

3.5 Conclusion 56

CHAPITRE 4 Réalisation de masques EUV à défauts programmés 59

4.1 Introduction 61

4.2 Techniques de réalisation de défauts 62
4.2.1 Techniques de gravure 62
4.2.2 Lithographie électronique sur résine HSQ 65
4.2.3 Croissance de nano-cristaux de silicium 67
4.2.4 Comparaison des différentes méthodes 68

4.3 Réalisation d'un masque à défauts programmés 68
4.3.1 Introduction 68
4.3.2 Réalisation des défauts programmés 70
4.3.3 Mise en forme du masque EUV 72

4.4 Conclusion 75

CHAPITRE 5 Impression d'un masque EUV à défauts programmés 77

5.1 Introduction 79

5.2 Description des conditions expérimentales 79
5.2.1 Calibration en dose et focus 80
5.2.2 Homogénéité dans le champ d'exposition 82
5.2.3 Critère visuel d'impression de défauts 82

5.3 Résultats expérimentaux 83
5.3.1 Impression des défauts linéiques 83
5.3.2 Impression des défauts ponctuels 86

5.4 Comparaison avec des modèles géométriques simulés 89
5.4.1 Défauts linéiques 89
5.4.2 Défauts ponctuels 91

5.5 Détermination d'un critère d'impression de défauts à partir d'un modèle 3D 96
5.5.1 Cas d'un défaut isolé 96
5.5.2 Cas d'un défaut à proximité d'une ligne d'absorbeur 98

5.6 Conclusion 99

CHAPITRE 6 Mécanisme de croissance des défauts 101

6.1 Introduction 103
6.1.1 Méthode de mesure des échantillons 104

6.2 Résultats expérimentaux 104
6.2.1 Evolution de la largeur à mi hauteur 104
6.2.2 Evolution de la hauteur 106
6.2.3 Modèle de croissance empirique 106

6.3 Modèle de croissance des défauts 108
6.3.1 Définition des grandeurs caractéristiques 108
6.3.2 Détermination de l'angle de croissance 110

6.4 Phénomène de lissage des défauts 114
6.4.1 Diagramme de croissance des défauts 116
6.4.2 Lissage par atténuation de l'angle au bord du défaut 117
6.4.3 Lissage par contraction des couches à l'interface 118

6.5 Conclusion 118

CHAPITRE 7 Etude d'une technique d'inspection 121

7.1 Introduction 123

7.2 Présentation de la technique d'inspection en champ sombre 124
7.2.1 Description de la ligne de lumière 124
7.2.2 Modification du microscope Schwarzschild 125
7.2.3 Principaux résultats obtenus 126

7.3 Artéfacts liés à l'imagerie en champ sombre 127
7.3.1 Influence de l'illumination 128
7.3.2 Influence de la focalisation 130
7.3.3 Etude théorique du procédé d'imagerie 132

7.4 Simulation de la technique d'inspection 135
7.4.1 Description du modèle 135
7.4.2 Résultats de simulation 136

7.5 Conclusion 138

CONCLUSION GENERALE 141

3e Partie - Annexes

ANNEXE A Eléments de lithographie optique 145

ANNEXE B Principe du calcul MMFE 157

ANNEXE C Modélisation géométrique des défauts 163

ANNEXE D Calibration des instruments de métrologie 167

Glossaire 171

Bibliographie 179

Publications et Communications 187

INTRODUCTION

Depuis l'invention du premier transistor bipolaire en 1947 par trois chercheurs du laboratoire Bell, William Shockley, John Barden et Walter Brattain, l'ère de la microélectronique est passée du stade du prototype à celui de la production à grande échelle. Les nouvelles technologies se sont banalisées et font à présent partie intégrante de notre mode de vie. Ce sont les progrès réalisés, notamment en terme de résolution, qui ont rendu possible l'évolution des circuits imprimés vers les circuits integrés, en augmentant le nombre de transistors par unité de surface. Cette évolution de la densité d'intégration est gouvernée par la loi de Moore qui postulait en 1965 le doublement de la densité des composants tous les 18 mois. Encore aujourd'hui cette loi sert de modèle de croissance à l'industrie microélectronique même si sa pente diminue devant le poids des difficultés technologiques (délai dans l'introduction de nouvelles techniques lithographiques, coût grandissant de la réalisation des circuits intégrés). Ce ralentissement se traduit par l'introduction d'une nouvelle génération de composants tous les 30 à 36 mois.

L'étape clé de l'industrie des semi-conducteurs a toujours été la lithographie ; c'est elle qui définit la densité maximale possible de composants par unité de surface. En effet l'augmentation d'intégration permet aux circuits à surface égale de réaliser des tâches plus complexes pour un coût de fabrication similaire. La dimension minimale des dispositifs est généralement définie par la largeur de la grille d'un transistor MOS, appelée le CD (*Critical Dimension*). De nos jours on parle de générations 90 nm ou 65 nm pour la largeur de grille des circuits intégrés.

Au-delà des performances des circuits intégrés, le facteur économique est d'une importance capitale pour le devenir de l'industrie des semi-conducteurs. En effet la course à la miniaturisation passe par des systèmes et des procédés lithographiques onéreux de plus en plus complexes. Là où auparavant il suffisait de diminuer le longueur d'onde d'insolation ou d'augmenter l'ouverture numérique, on a maintenant recours à des techniques d'amélioration de résolution (RET pour *Resolution Enhancement Technique*) afin de continuer à suivre l'évolution prédite par Gordon Moore. Aujourd'hui, le coût de la lithographie représente plus de 35 % du coût de fabrication des puces. L'augmentation incessante du coût des machines lithographiques est reconnue, aujourd'hui, comme étant un des facteurs limitant la progression des générations technologiques.

Devant cette limite économique et technologique, les industriels n'ont d'autre recours que de se regrouper et de mettre en commun leurs ressources pour poursuivre la constante diminution des dimensions critiques en lithographie. Ainsi les dix dernières années ont vu l'émergence de techniques de lithographie de nouvelle génération (NGL pour *Next Generation Lithography*) qui ont pour but de remplacer la lithographie optique « classique » pour les futures générations de circuits intégrés. Aujourd'hui on peut distinguer cinq techniques en lice qui ont chacune des arguments convaincants pour une utilisation dans un milieu industriel.

La première partie de ce mémoire, découpée en deux chapitres, permet d'avoir un état de l'art des solutions technologiques envisageables. Le chapitre 1 est dédié à la description de ces différentes techniques de lithographie de nouvelle génération. Elles sont optique, électronique ou mécanique et l'on peut les distinguer en deux catégories selon leur aptitude à une production à grande échelle. Le chapitre 2 se consacrera à une de ces techniques en partculier, utilisant un rayonnement dans l'extrême utlraviolet (EUV), et qui permet d'obtenir des résolutions agressives allant jusqu'à 22 nm voire en-dessous. Bien que cette technique présente un potentiel très intéressant pour une utilisation industrielle, nous verrons qu'il reste encore un bon nombre de points critiques à résoudre en raison de la compléxité de ce système de lithographie. L'un des points limitants de cette technique concerne les masques EUV qui sont constitués d'un empilement multicouche afin de les rendre réflecteurs à la longueur d'onde d'exposition EUV. En effet, au regard de la longueur d'onde d'insolation utilisée (longueur d'onde EUV, λ = 13,5 nm) le moindre défaut présent lors de la réalisation des masques peut avoir des conséquences catastrophiques sur les motifs insolés.

Le sujet de cette thèse porte sur les problèmes liés à la présence de ces défauts en terme de procédé de lithographie, de réalisation des masques et de métrologie. Pour cela nous avons abordé le problème selon trois critères : comprendre comment ces défauts s'impriment lors de l'étape de lithographie, connaître le mode de croissance des défauts dans les masques EUV, et savoir si l'on peut élaborer des techniques susceptibles de sonder les masques afin d'en détecter la présence de défauts.

La deuxième partie de ce mémoire tente d'apporter des éléments de compréhension sur le problème des défauts dans les masques EUV. Nous nous proposons d'aborder ce problème par le biais de simulations électromagnétiques afin de comprendre les mécanismes d'impression. Pour cela nous verrons qu'en premier lieu le choix de la méthode de calcul électromagnétique est primordiale car les résultats obtenus et les interprétations qui en découlent sont souvent fortement influencés par ce choix. A partir des résultats obtenus grâce à une méthode électromagnétique rigoureuse, nous verrons que les mécanismes d'impression des défauts dans les masques sont liés à des effets de perturbation de l'empilement multicouche du masque EUV et de non respect des conditions de réflexion de Bragg.

Dans un nouveau chapitre, nous avons étudié différentes approches technologiques dans le but de réaliser des échantillons avec des défauts programmés. La difficulté de réalisation de tels échantillons réside dans le fait que l'on doit réaliser des structures avec des tailles de

quelques dizaines de nanomètres et être capable de les repérer. Pour cela, des techniques de lithographie et de gravure, mais également des techniques novatrices comme la croissance de nano-cristaux de silicium ont été mises au point. Lors de cette thèse nous avons également réalisé un masque EUV avec des défauts programmés par le biais d'une méthode de fabrication originale qui consiste à réaliser les défauts sur substrat de silicium puis de les reporter sur un support de quartz.

Ce masque EUV à défauts programmés nous a permis d'appréhender la manière dont ces défauts s'impriment. Pour cela nous avons eu accès au *Micro Exposure Tool* (MET) au synchrotron *Advanced Light Source* (ALS) à Berkeley, Etats-Unis, où nous avons pu réaliser l'exposition de notre masque à défauts programmés. Les résultats expérimentaux obtenus durant cette campagne ont pu être comparé avec nos modèles théoriques et a permis de mettre en évidence l'influence du *flare* sur l'impression des défauts. Nous montrerons également qu'un défaut d'une dizaine de nanomètres présent sur le masque est susceptible d'être imprimé lors de l'étape de lithographie.

Les modes de croissance des défauts dans un multicouche EUV ont également été étudiés afin d'en ressortir un modèle de croissance empirique. Pour cela nous avons réalisé des échantillons dédiés de défauts programmés de différentes tailles. La déformation du multicouche en présence d'un défaut a été caractérisée par mesures au microscope à force atomique (AFM) réalisées à différentes étapes de la fabrication de l'empilement multicouche. A partir de ce modèle nous verrons qu'il est possible d'atténuer l'effet des défauts présents au sein de l'empilement multicouche en jouant sur des paramètres de lissage.

Enfin, dans un dernier chapitre nous décrirons une technique de microscopie que nous avons mise au point au synchrotron *Elettra* en Italie. Cette technique est basée sur une méthode de microscopie en champ sombre à balayage utilisant une longueur d'onde EUV (λ = 13,1 nm) et qui permet de sonder la structure de l'empilement multicouche. Nous verrons qu'avec cette technique il est possible de détecter des défauts de quelques nanomètres de hauteur et d'une dizaine de nanomètres de largeur enterrés sous un empilement de quarante paires de molybdène - silicium. De plus il nous a été possible de mettre au point une méthode de simulation de cette technique en se basant sur le principe de retour inverse de la lumière afin de modéliser le dispositif expérimental.

CHAPITRE 1

Evolutions et perspectives en lithographie

La lithographie optique est, depuis la réalisation du premier circuit intégré, le moteur de l'industrie des semi-conducteurs. Son évolution permanente permet de suivre le rythme de réduction de la taille des transistors imposé par la loi de Moore. Depuis une dizaine d'années, la lithographie utilisée en production est optique et reste cantonnée dans la gamme spectrale de l'ultraviolet profond DUV (*Deep Ultraviolet*). Pour des questions de coût et de maturité technologique on essaie de maintenir chaque génération lithographique le plus longtemps possible. Les principales évolutions passent par l'amélioration du système optique (diminution de la longueur d'onde d'exposition, augmentation de l'ouverture numérique NA) ou par l'optimisation du procédé lithographique (résines, développement de technique d'amélioration de résolution). Aujourd'hui, les outils de lithographie fonctionnant dans le DUV arrivent à leur limite. Il semble donc nécessaire d'introduire des techniques de lithographie de nouvelle génération. A l'heure actuelle, le monde de la microélectronique se trouve face à un carrefour technologique et doit faire son choix parmi une multitude de nouvelles techniques de lithographie émergentes, plus ou moins conventionnelles. Nous pouvons citer par exemple la lithographie électronique par projection, la lithographie par nano-impression, la lithographie extrême ultraviolet (EUV) ou encore la lithographie sans masque (*maskless lithography*) comme des solutions potentielles à la réalisation de structures de faible dimension. L'une d'entre elle, la lithographie à 193 nm par immersion, a franchi le cap et est déjà prête à être utilisée pour la production de masse.

Sommaire

1.1 La lithographie optique 3

1.1.1 La photolithographie 3

1.1.1.1 La source 3

1.1.1.2 Le masque 4

1.1.1.3 Système de projection 4

1.1.1.4 Plaquette / Résine photosensible 4

1.1.2 La formation de l'image aérienne 5

1.2 Evolutions des techniques de lithographie 7

1.2.1 Les techniques d'amélioration de la résolution (RET) 7

1.2.2 Les méthodes optiques 8

1.2.2.1 La lithographie 193 nm à immersion 8

1.2.2.2 La lithographie Extrême Ultra Violet 9

1.2.3 Les méthodes altérnatives 9

1.2.3.1 La lithographie par faisceaux d'électrons 10

1.2.3.2 La nanoimpression 10

1.2.3.3 La lithographie sans masque (*maskless lithography*) 11

1.2.4 Comparatif des différentes méthodes 13

1.3 Conclusion 14

1.1 La lithographie optique

La lithographie, du Grec « *Lithos* » (pierre) et « *Graphein* » (écrire), signifie littéralement « Ecrire dans la pierre ». Dans le domaine de la microélectronique la lithographie est l'étape au cours de laquelle les éléments du circuit ou dispositif à fabriquer vont pouvoir être définis sur la plaquette. Cette étape est généralement suivie d'une étape de gravure afin de transférer les motifs dans la plaquette de silicium.

La lithographie optique, ou photolithographie, est la technique majoritairement employée par les fabricants de semi-conducteurs en raison de son aptitude à une production à fort volume. Nous aborderons dans cette partie uniquement les aspects élémentaires de la photolithographie. Le lecteur trouvera un complément d'information en Annexe A de ce mémoire sur les notions de la lithographie optique.

1.1.1 La photolithographie

De manière générale, une chaîne de lithographie optique par projection peut être décomposée en quatre parties élémentaires : la source, le masque, le système de projection et la résine photo-sensible déposée sur le substrat. On peut voir une illustration schématique d'un système de lithographie optique sur la Figure 1.1.

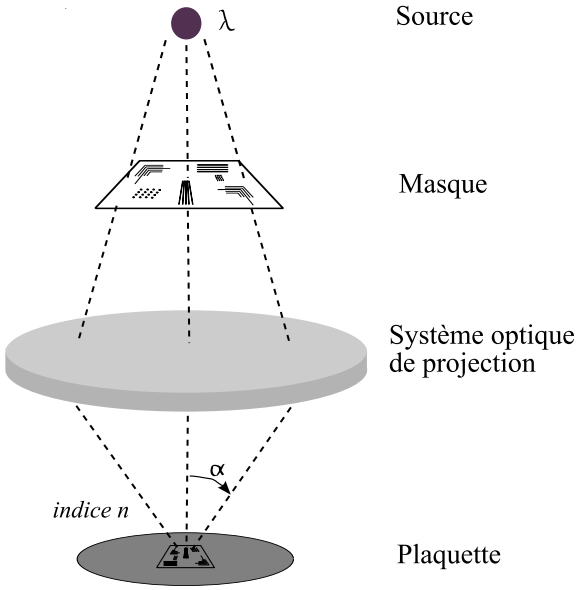


Figure 1.1 – Illustration schématique d'un système de lithographie optique par projection

1.1.1.1 La source

La source est constituée d'une lampe ou d'un laser, collectée par un système optique, l'illuminateur. Ce dernier permet de filtrer et mettre en forme la lumière pour assurer une illumination uniforme sur la totalité du masque. L'un des paramètres les plus importants définissant la source est sa longueur d'onde d'exposition λ. Nous verrons par la suite que la diminution des longueurs d'onde d'exposition permet d'accéder à des résolutions plus agressives. Les lampes à vapeur de mercure (Hg), ou d'un mélange de mercure - xénon (Hg – Xe) ont permis d'utiliser des longueurs d'onde de 436 nm (raie G du spectre d'émission) ou de 365 nm (raie I). Par la suite, l'apparition des lasers à excimère a permis de diminuer encore

les longueurs d'onde d'exposition. Les lasers krypton – fluor (KrF) quant à eux permettent une émission à 248 nm. A l'heure actuelle, les sources utilisent des lasers à base d'un mélange argon – fluor (ArF) pour une longueur d'onde d'exposition de 193 nm. La largeur de la raie d'émission à mi-hauteur est de 0,2 pm pour les dernières générations de laser.

1.1.1.2 Le masque

Le masque est un élément à part entière du système optique. Il est composé d'un substrat, (« *blank* »), qui sert de support, et d'un *réticule* composé d'un matériau absorbant à la longueur d'onde d'exposition, qui permet de définir les motifs que l'on souhaite imprimer. En lithographie optique à 193 nm, on utilise un substrat en silice fondue avec un réticule composé le plus souvent d'absorbeur en chrome. On parlera de masque en *champ clair* (Figure 1.2.a) lorsque les motifs sont définis dans la couche absorbante et de masque en *champ sombre* (Figure 1.2.b) lorsque les motifs à imprimer sont ajourés dans la couche absorbante.

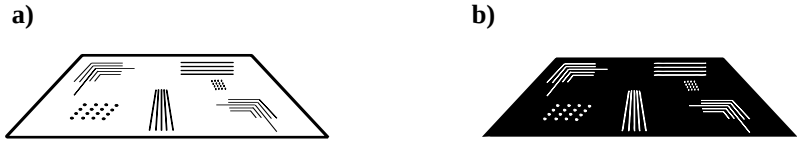


Figure 1.2 – Représentation schématique d'un masque : **a)** champ clair et **b)** champ sombre

1.1.1.3 Système de projection

Le système de projection est un système optique composé de lentilles, qui permet de collecter la lumière diffractée par le masque et de projeter sur la plaquette avec un facteur de réduction. On définit l'*image aérienne* comme étant l'intensité lumineuse formée dans l'air au niveau de la plaquette par le système de projection. Comme l'a démontré Abbe, le paramètre qui va limiter les performances du système de projection est son ouverture numérique *NA* (*Numerical Apperture*) qui décrit la capacité du système optique à collecter les ordres issus du masque et qui participent à la formation de l'image aérienne [1]. Comme schématisée sur la Figure 1.1, l'ouverture numérique est définie par la limitation angulaire de la pupille à collecter des faisceaux de direction *sin(*α*)* dans un milieu d'indice *n*.

$$NA = n \times \sin(\alpha) \tag{1.1}$$

1.1.1.4 Plaquette / Résine photosensible

La plaquette fait généralement référence à un disque de silicium de 200 ou 300 mm de diamètre sur lequel on vient déposer une résine par centrifugation. L'épaisseur de la résine est contrôlée en ajustant la vitesse de rotation de la plaquette (dépôt d'environ 100 à 300 nm de résine). La résine étant photosensible, celle-ci va voir sa composition chimique changer sous les effets de l'exposition lumineuse. Les motifs du masque sont ainsi reproduits dans la résine sous forme d'une *image latente*, définissant des zones solubles ou non dans un développeur. Suivant la tonalité de la résine, on parlera de résine positive lorsque la partie insolée sera rendue soluble, et de résine négative lorsque la partie non insolée sera soluble dans le développeur (Figure 1.3).

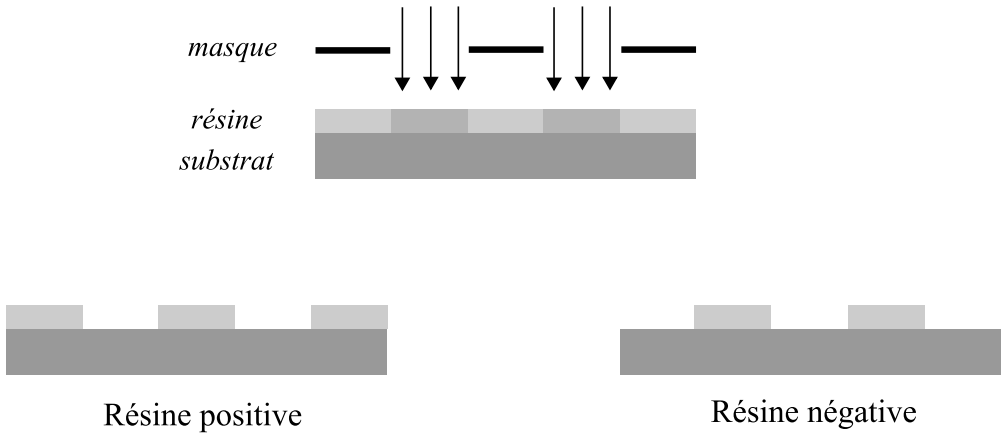


Figure 1.3 – Image dans la résine après développement dans le cas d'une résine positive et négative

Après exposition pour des résines positives à amplification chimique, qui sont utilisées le plus couramment aujourd'hui, l'acide photogénéré réagit avec la matrice polymère par catalyse acide. Cette seconde réaction chimique dite de déprotection de la matrice de polymère libère un proton H^+ et rend le polymère soluble dans le développeur aqueux basique. Cette réaction chimique nécessite une activation thermique qui se fait lors d'un recuit après exposition ou PEB (*Post Exposure Bake*).

Ces résines, en plus d'être sensibles à la longueur d'onde d'insolation, doivent avoir des propriétés filmogènes afin de permettre un étalement uniforme en film mince sur toute la surface du substrat. Les propriétés mécaniques et thermiques doivent également lui permettre de résister à des traitements post-lithographiques telle que la gravure ou l'implantation ionique.

1.1.2 La formation de l'image aérienne

Lorsque une onde plane monochromatique atteint une structure périodique sur le masque, la lumière est diffractée suivant les directions $sin(\alpha_m)$ définies par la loi de Bragg :

$$\sin\ (\alpha_m) = m \times \frac{\lambda}{d} \qquad (1.2)$$

Avec d le pas ou la période du réseau diffractant, λ la longueur d'onde d'exposition et m un nombre entier qui définit les ordres de diffraction (voir Figure 1.4.a). L'image aérienne créée en sortie du système optique est formée par l'interaction des ordres de diffraction captés par la pupille de projection. L'image formée est idéale si tous les ordres diffractés participent à la formation de l'image. Cependant les faisceaux captés par l'optique de projection sont limités spatialement par l'ouverture de la pupille, définie comme nous l'avions précisé par son ouverture numérique *NA*. Ainsi, la lentille de projection se comporte comme un filtre passe-bas, et les faisceaux diffractés de fréquence spatiale $sin(\alpha_m)$ supérieure à l'ouverture numérique *NA* ne sont pas captés par la pupille (Figure 1.4.b).

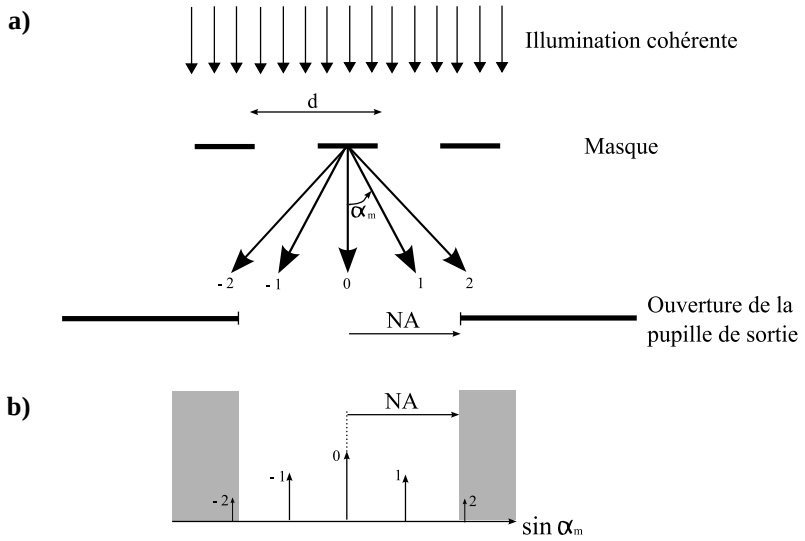


Figure 1.4 – Représentation schématique du phénomène de diffraction ; **a)** Distribution des ordres de diffraction d'un réseau périodique sous une illumination cohérente ; **b)** Filtrage par la pupille de sortie des ordres diffractés dans l'espace des fréquences spatiales

Pour qu'une image soit formée, il faut qu'il y ait au minimum une interaction entre deux ordres de diffraction. Lord Rayleigh a montré que la capacité d'un système optique à résoudre un réseau de pas *d*, avec une illumination cohérente, est fixée par sa capacité à capter ses deux premiers ordres de diffraction [2]. C'est ce critère qui définit le pouvoir séparateur d'un instrument optique. Il détermine s'il est possible de distinguer deux taches de diffractions issues de deux objets proches angulairement. Dans un milieu d'indice n = 1 (air), on définit le critère de Rayleigh comme décrit dans l'équation (1.3) :

$$NA = 1,22.\frac{\lambda}{d} \tag{1.3}$$

En lithographie, afin de prendre en compte des différents paramètres du procédé d'exposition (cohérence de la lumière, résine, type de masque), on introduit un paramètre k_1 afin de déterminer le pas de réseau ultime d_{lim} pouvant être résolu par le système optique :

$$d_{\lim} = k_1 \times \frac{\lambda}{NA} \tag{1.4}$$

En terme optique, la limite inférieure physique du paramètre k_1 est égale à 0,5, ce qui correspond à une interférence entre deux ordres de diffraction sur toute l'ouverture de la pupille de sortie, soit $2 \times NA$ [3]. Dans ce cas la limite en résolution d'un réseau de pas d_{lim} est égale à $0,5.\lambda/NA$. A noter un abus de langage fréquent concernant la définition du paramètre k_1, où il est courant dans la littérature de trouver des valeurs de k_1 inférieures à 0,5. Dans ce cas ce n'est plus la limite en résolution d'un pas de réseau *d* qui est exprimée, mais la taille d'une ligne définie par son CD.

Cette relation montre que la résolution limite d_{lim} dépend du rapport λ/NA et du paramètre de procédé k_1. Il est possible de diminuer cette résolution limite par deux approches. Pour une

génération lithographique donnée, on peut modifier les paramètres du procédé d'exposition ; C'est le domaine des techniques d'amélioration de résolution : RET (*Resolution Enhancement Technique*), qui permettent de diminuer la valeur du paramètre k_1. Une autre approche consiste à jouer sur le rapport λ/NA, en changeant les paramètres intrinsèques du système optique ; c'est le domaine des techniques de lithographie de nouvelle génération : NGL (*Next Generation Lithography*). Les nouvelles techniques de lithographie sont toutes des solutions envisageables à plus ou moins long terme (2007 – 2019) pour la réalisation des futures générations de circuits intégrés.

1.2 Evolutions des techniques de lithographie

Dans le monde de la microéléctronique, toutes les avancées technologiques envisagées ainsi que les performances requises sont dictées par la *roadmap* ITRS (*International Technology Roadmap for Semi-conductors*) [4]. Outre les techniques d'amélioration de la résolution, cinq techniques nouvelles se dégagent et offrent un fort potentiel pour la réalisation des nœuds technologiques avec des tailles de grille de transistor de 65 nm et inférieures. Les méthodes optiques restent d'actualité en améliorant le rapport λ/NA (lithographie 193 nm à immersion, EUV), mais on voit également émerger d'autres techniques plus novatrices qui, malgré un débit moins élevé, permettent de réaliser des résolutions intéressantes pour un faible coût de production (lithographie électronique, nanoimpression et lithographie sans masque (*maskless*)).

1.2.1 Les techniques d'amélioration de la résolution (RET)

Trois principales techniques permettent de jouer sur le procédé lithographique : les corrections d'effets de proximité : OPC (*Optical Proximity Correction*) [5, 6], l'utilisation de masque à décalage de phase : PSM (*Phase Shift Mask*), ou l'utilisation d'illuminations non conventionnelles.

Les effets de proximité apparaissent lorsque l'on s'approche de la limite de diffraction. L'image aérienne ainsi créée présente des distorsions en fonction de la proximité des différents motifs. Pour deux motifs identiques au départ mais placés dans des environnements différents, l'image aérienne sur la plaquette présentera des différences. Il est possible de corriger ces effets de proximité en redimensionnant les motifs au niveau du masque. Ces corrections sont toutefois limitées par la dimension minimale imprimable au niveau des masques.

En photolithographie, en plus des masques dits conventionnels (ou binaires), décrits dans le paragraphe 1.1.1.2, on peut utiliser les masques à décalage de phase. Contrairement aux masques binaires qui n'interviennent que sur l'intensité lumineuse transmise, les masques à décalage de phase vont également moduler la phase, par l'adjonction d'un élément déphaseur (voir Annexe A pour détail sur les différents types de masque). Pour les masques à décalage de phase dit forts (type alternés ou sans chrome : *chromeless PSM*), la caractéristique principale est de réaliser une interaction entre les deux premiers ordres de diffraction (interférence à deux ondes). Le contraste de l'image aérienne est ainsi plus important que dans le cas des masques binaires. Avec ce type de masque, l'amélioration des performances se fait pratiquement dans tous les domaines (meilleure résolution, profondeur de champ et latitude en

énergie). Bien que ces masques permettent d'obtenir de très bonnes performances, leur utilisation pose de nombreux problèmes pratiques au niveau de la gravure des phases ou de l'encombrement des motifs sur le masque. La plupart de ces contraintes sont relachées avec les masques à décalage de phase dit faibles tels que les masques atténués, qui sont de ce fait utilisés plus largement.

Pour améliorer la qualité de l'image, il est également possible de jouer sur l'illumination du système optique. Contrairement à un éclairage conventionnel (remplissage de toute la pupille par un disque), un éclairage hors axe va permettre d'améliorer les performances lithographiques. On peut plusieurs types d'illumination hors axe : annulaire, quadripolaire, dipolaire, monopole ou quasar chacune permettant d'optimiser un motif en particulier. Les techniques de double exposition (CODE, FLEX) permettent également d'améliorer les performances du système en exposant le même masque à des positions focales différentes ou en utilisant deux masques optimisés, améliorant ainsi la profondeur de champ du procédé [7].

1.2.2 Les méthodes optiques

Pour tendre vers des résolutions ultimes, les méthodes optiques doivent diminuer le rapport λ/NA. Il est donc possible soit de diminuer la longueur d'onde d'exposition λ, comme c'est le cas pour des nouvelles techniques de lithographie qui utilisent un rayonnement à 157 nm ou dans l'EUV à 13,5 nm, soit à augmenter l'ouverture numérique *NA* du système comme c'est le cas dans un système de lithographie 193 nm à immersion.

Ces différentes techniques ne seront pas toutes retenues par l'industrie. A titre d'exemple et pour des raisons technologiques et financières, la lithographie à 157 nm est à l'heure actuelle abandonnée au profit de la lithographie 193 nm à immersion. Au niveau des prévisions de l'ITRS, la lithographie 193 nm à immersion est destinée aux nœuds technologiques de 65 nm à 22 nm, alors que l'EUV pourrait couvrir les nœuds 45 nm à 16 nm.

A noter que les méthodes optiques restent très intéressantes dans un milieu industriel car elles permettent d'atteindre des résolutions très agressives et d'avoir un fort débit de production. Les méthodes qui semblent les plus à même de remplir ces conditions sont la lithographie 193 nm par immersion et la lithographie EUV.

1.2.2.1 La lithographie 193 nm à immersion

La lithographie à immersion apparaît comme une des solutions les plus prometteuses pour prendre le relais de la lithographie optique à 193 nm conventionnelle (en environnement sec). L'immersion permet d'accéder à de meilleures résolutions tout en conservant l'infrastructure de production des salles blanches actuelles. Cette technique consiste à placer un liquide d'indice supérieur à 1 (actuellement de l'eau) entre la dernière lentille de projection et la plaquette de silicium [8]. Comme l'indice de réfraction de l'eau (n = 1,44) est supérieur à celui de l'air (n = 1), on obtient une adaptation d'impédance entre le dernier élément optique et le liquide d'immersion évitant les effets de réflexion à l'interface optique – eau (cf. Figure 1.5). Le système optique sera ainsi plus à même de capter des ordres de diffraction issus d'un réseau de pas *d* plus faible.

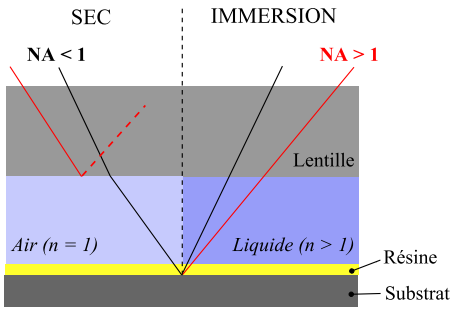


Figure 1.5 – Comparaison entre un système de lithographie « sec » et un système à immersion

L'utilisation de l'eau au lieu de l'air comme milieu d'exposition dans les outils de lithographie fait surgir de nouveaux problèmes au niveau du procédé technologique. Ces problèmes sont essentiellement liés au contact entre la résine et l'eau. Des effets de diffusion à l'interface eau – résine peuvent entraîner une modification locale de la concentration en PAG de la résine, bloquant ainsi l'activation de l'acide photogénéré (phénomène de *leaching*) [9]. Il est également possible qu'il y ait création de bulles d'air dans le liquide qui modifient le trajet des faisceaux optiques incident et viennent fortement perturber l'image aérienne [10]. A plus long terme, d'autres phénomènes peuvent également apparaître, comme un échauffement du liquide en raison des frictions à l'interface eau résine induite par le déplacement de la plaquette, mais surtout en raison de l'absorption du rayonnement à 193 nm. Cela a pour effet de modifier l'indice de réfraction du liquide et ainsi faire varier la résolution du système [11].

L'inconvénient majeur de cette technique vient du fait que les contraintes se retrouvent reportées sur la réalisation des masques. En effet, la complexité des masques devient de plus en plus grande, et leur réalisation demandent des structures à décalage de phase (PSM) avec des corrections d'effet de proximité (OPC) très poussées [12], ainsi que des effets de polarisation au niveau du masque qui peuvent entrer en jeu [13]. Cette technique de lithographie est à l'heure actuelle la plus mature et la plus en avance par rapport aux autres techniques de nouvelle génération, en raison de la grande connaissance des expositions à la longueur d'onde de 193 nm. Des études sont également menées afin d'améliorer encore ses performances, en utilisant des liquides à fort indice [14], avec un objectif ultime de résoudre des réseaux de pas 32 nm (ligne / espace), résolution déjà démontrée en laboratoire par interférence de deux faisceaux.

1.2.2.2 La lithographie Extrême Ultra Violet

La lithographie Extrême Ultra Violet (EUV), anciennement appelée lithographie à rayons X mous (*soft X ray lithography*), utilise une exposition dans une gamme de rayonnement de l'ordre de 90 - 100 eV. L'énergie a été fixée à 92 eV, ce qui correspond à une longueur d'onde d'exposition de 13,5 nm. Contrairement aux techniques de lithographie optique conventionnelles qui fonctionnent avec des optiques en transmission, l'une des particularités est que la plupart des matériaux et l'air deviennent absorbants dans cette gamme spectrale. De ce fait cette technique fonctionne uniquement avec des optiques en réflexion dans un environnement sous ultra-vide. Son principe sera détaillé un peu plus loin dans le chapitre 2.

1.2.3 Les méthodes alternatives

Ce sont des techniques qui permettent d'obtenir des résolutions très agressives par rapport aux techniques optiques classiques pour un coût moindre. Parmi ces méthodes, on peut citer la

lithographie électronique pour les nœuds technologiques 65 nm à 22nm. La lithographie par nanoimpression, quant à elle, est pressentie par l'ITRS pour les nœuds technologiques 32 nm à 16 nm, la lithographie sans masque (*maskless*) pour les nœuds technologique 45 nm à 16 nm.

1.2.3.1 La lithographie par faisceaux d'électrons

Cette technique consiste à balayer la surface d'une résine avec un faisceau d'électrons dont l'énergie peut varier entre 10 et 100 keV. Ces équipements sont constitués d'une colonne semblable à celle des microscopes électronique à balayage, d'un mécanisme de déflexion du faisceau et d'une platine porte échantillon dont la position est contrôlée par interférométrie laser [15]. Les motifs sont ainsi dessinés directement dans le film de résine avec une résolution qui dépend du diamètre du faisceau incident (moins de 10 nm pour les équipements opérants entre 50 et 100 keV). Même dans sa variante qui consiste à utiliser des faisceaux formés, la vitesse d'écriture de ce type d'outil est extrêmement faible, ce qui limite son utilisation pour une production de masse. Néanmoins, la résolution est excellente et on peut réaliser, lorsque les conditions sont optimales, des motifs dont la taille est inférieure à 10 nm [16]. Cet outil est actuellement utilisé en recherche et développement pour la réalisation de structures nécessitant des motifs sub- 65 nm.

Il existe une seconde approche de la lithographie électronique, qui consiste à utiliser les électrons en projection (SCALPEL). Cette technique fait intervenir un masque pour permettre la diffusion des électrons avec une limitation angulaire [17]. Cette méthode, semblable à la lithographie optique par projection, a été développée dans le but de permettre son utilisation pour une production de masse. Elle est capable d'atteindre une résolution de 50 nm [18]. Cette approche est de plus an plus délaissée au profit des techniques maskless à multifaisceaux d'électrons (cf. 1.2.3.3).

1.2.3.2 La nanoimpression

La technique classique de nanoimpression consiste à mettre en forme un film polymère mince avec un moule dont les motifs sont définis par l'une des techniques de lithographie conventionnelle et par gravure. On distingue deux approches pour la réticulation du film polymère, une thermique et une assistée par un rayonnement sous UV (cf. Figure 1.6).

Dans le cas de la technique thermique, les polymères utilisés sont déposés en film mince par centrifugation à partir d'une solution. Il s'agit en général de polymères thermoplastiques qui sont déformables au-delà de leur température de transition vitreuse T_g. Le polymère est alors chauffé au dessus de sa température de transition vitreuse et une pression (~ 10 – 50 bars) est appliquée sur le moule afin d'imprimer les motifs dans le polymère fondu. Une fois imprimé, le polymère peut être directement utilisé comme objet ou comme masque pour un transfert des motifs par gravure ou « lift-off » (cf. Figure 1.6.a).

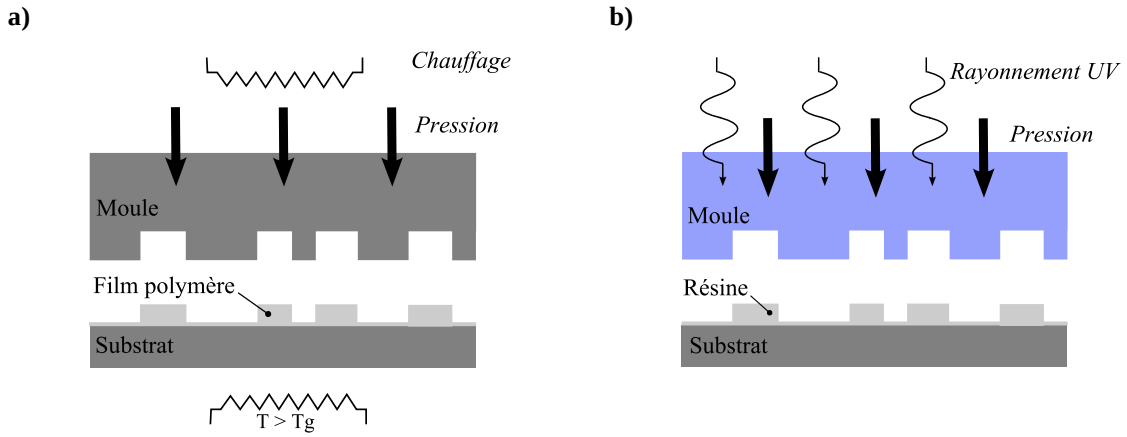


Figure 1.6 – Présentation du principe de nanoimpression ; **a)** Technique thermique où l'on vient presser un film polymère à une température supérieure à sa température de transition vitreuse (Tg) ; **b)** Technique de nanoimpression UV-NIL où l'on vient presser une résine photosensible avec un moule transparent et l'on fait réticuler la résine sous rayonnement UV

Les principaux avantages de cette technique viennent du fait qu'elle est flexible et permet d'atteindre les mêmes résolutions que celles obtenues par lithographie électronique (i.e. la résolution est limitée par celle du moule). C'est une technique à faible coût, avec de faibles rugosités de flanc de résines après impression et qui ne nécessite aucune correction au niveau du masque. Les principaux inconvénients de cette technique sont la réalisation d'un masque à l'échelle 1 (1x) et que l'alignement multi niveaux (*Overlay*) est difficile à réaliser [18]. Il a également été démontré que l'uniformité de pressage sur de grandes surfaces n'est pas facile à atteindre. En effet, en raison des différences de densité de motifs sur le moule, on observe une déformation de ce dernier sous l'effet de la pression. Les motifs de polymères ainsi formés vont présenter des défauts d'homogénéité [19].

L'une des évolutions majeures de la nanoimpression est l'association de l'impression et d'une exposition sous ultraviolets, l'UV-NIL (*Ultra Violet Nano Imprint Lithography*) [20]. Cette technique consiste à imprimer une résine photosensible avec un moule transparent puis à l'exposer sous UV pour la faire réticuler (Figure 1.6.b). Il existe deux approches : soit la résine est dispensée localement en quantité nécessaire à l'impression d'une puce, soit elle est déposée en film mince puis imprimée. Cette variante présente plusieurs avantages en comparaison du procédé classique de nanoimpression : les résines utilisées sont très peu visqueuses, l'impression ne nécessite aucun cycle de chauffe et les pressions à appliquer sont très faibles ($< 7.10^{-2}$ bar). Cette méthode permet également des alignements multi niveaux au travers du moule qui est transparent. Elle apparaît comme l'une des techniques alternatives les plus prometteuses.

*1.2.3.3 La lithographie sans masque (*maskless lithography*)*

La lithographie *maskless* désigne toutes les techniques de lithographie dont le masque n'est pas sur un support physique échangeable, mais est stocké dans une base de données puis transféré vers le système. La lithographie électronique par balayage est une technique *maskless*. A l'heure actuelle le terme de lithographie *maskless* est plus généralement employé pour les systèmes à multi-faisceaux, optiques ou électroniques.

Basées sur ce principe, on peut distinguer plusieurs techniques *maskless* optiques : IL (*Interference Lithography*), ZPAL (*Zone Plate Array Lithography*) et MOPL (*Maskless Optical Projection Lithography*) [22]. Ces méthodes ont vu le jour grâce aux progrès dans le domaine des MEMS (*Micro Electro Mechanical Systems*) qui permettent de réaliser des matrices déformables et de mettre en forme le rayonnement incident, soit avec des miroirs, soit avec des systèmes diffractants. Le principe de cette technique est décrit sur la Figure 1.7.

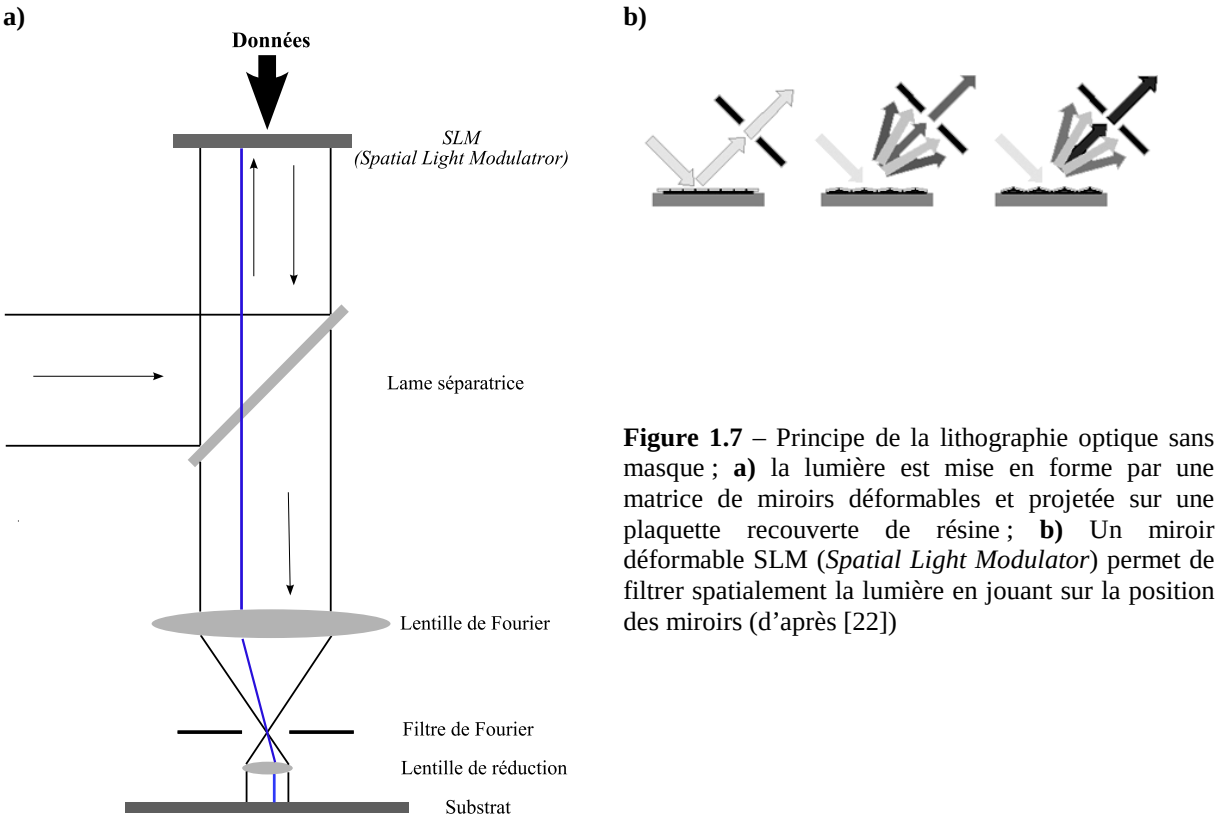


Figure 1.7 – Principe de la lithographie optique sans masque ; **a)** la lumière est mise en forme par une matrice de miroirs déformables et projetée sur une plaquette recouverte de résine ; **b)** Un miroir déformable SLM (*Spatial Light Modulator*) permet de filtrer spatialement la lumière en jouant sur la position des miroirs (d'après [22])

La lumière incidente est mise en forme par le biais d'une matrice de miroirs déformables SLM (*Spatial Light Modulator*). Lorsque la surface est légèrement perturbée le rayonnement spéculaire est atténué. Lorsque la perturbation devient plus importante le rayonnement spéculaire se trouve plus atténué, voir coupé. En utilisant ce principe on peut réaliser une échelle de gris qui permet de retranscrire les motifs désirés. La lumière mise en forme est ensuite projetée sur une plaquette recouverte de résine.

L'un des grands avantages de cette technique réside dans le fait qu'il n'y a pas à fabriquer de masque spécifique ce qui réduit considérablement les coûts et les délais de fabrication. A noter qu'il est également possible d'intégrer des corrections d'effet de proximité dans le circuit final. Le facteur limitant de cette méthode vient du problème de stockage et de transfert de données qui augmente considérablement avec la complexité des circuits.

Par comparaison, un système de lithographie à 193 nm avec un rendement de 120 plaquettes/heure sur des substrats 300 mm et une résolution visée de 110 nm correspond à 1000 Gpixels / seconde, alors que les systèmes *maskless* actuels peuvent imprimer 1 Gpixel / s [23]. Il est à noter que les systèmes optiques *maskless* se comportent comme des systèmes optiques classiques. A l'heure actuelle on trouve des systèmes avec des longueurs d'onde d'insolation de 248 nm et une ouverture numérique NA = 0,75, ce qui permet d'obtenir des

résolutions de 130 nm [23]. Il est également envisageable d'améliorer les résolutions en diminuant les longueurs d'onde ou en augmentant l'ouverture numérique NA par l'intermédiaire de système à immersion par exemple [24].

L'approche MAPPER (*Multiple Apperture Pixel by Pixel Enhancement of Resolution*) consiste à utiliser une multitude de faisceaux d'électrons pour venir écrire sur la plaquette (cf. Figure 1.8). Ce projet a pour objectif de couvrir les nœuds technologiques allant de 45 nm à 22 nm avec un débit de 10 plaques de 300 mm par heure [25].

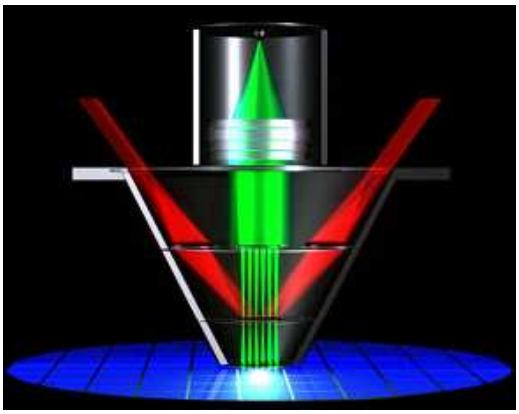


Figure 1.8 – Représentation du système à multi faisceaux d'électrons « MAPPER » [25]

Un faisceau d'électrons incident est collimaté puis divisé en une multitude de faisceaux par l'intermédiaire d'une matrice sur laquelle sont définies des ouvertures. Chaque faisceau incident arrive ensuite sur une première matrice MEMS, controllée par un laser permettant de déflechir ou non le faisceau d'électrons. Cette matrice permet de controler l'état du faisceau incident en le laissant passant ou bloquant (1 et 0). Enfin une dernière matrice MEMS permet de défléchir les faisceaux incidents afin de pouvoir écrire sur la plaque là où on le désire. Cette méthode permet d'augmenter le débit en terme de plaques par heure mais pose des problèmes pour ce qui est de traitement des données d'entrée. Afin de répondre aux spécifications requises de 10 plaques par heure pour le nœud 45 nm, il est nécessaire de réaliser des matrices MEMS controllant plus de 13000 faisceaux avec un débit de l'ordre de 10^{10} Tbit / sec par faisceau. Le challenge à relever est de taille, mais cette technique semble plus en avance que les méthodes *maskless* optiques.

1.2.4 Comparatif des différentes méthodes

Les tableaux 1.1 et 1.2 présentent une comparaison entre les nouvelles méthodes optiques (lithographie 193 nm à immersion, EUV) et alternatives (lithographie électronique, nanoimpression, *maskless*). Ces tableaux font apparaître les tailles de CD, mais également les débits actuels et prévus. Le coût de fabrication du masque pour les techniques de lithographie optique est un paramètre qu'il faut considérer dans l'objectif de cette miniaturisation perpétuelle. A titre indicatif, on prévoit qu'un masque devrait coûter 2 millions de dollars pour le nœud technologique 65 nm et de 2,5 à 3,5 millions de dollars pour le nœud 45 nm.

	193 nm immersion	EUV
Résolution actuelle (CD)	65 nm [26] (NA = 1,2 + RET)	35 nm (NA = 0,25)
Résolution ultime(CD)	32 nm (HIL n = 1,93 ; NA = 1,81 + RET)	16 nm (NA = 0,3 + RET)
Débit actuel	~ 120 w/h (ASML 1700i)	~ 10 w/h (ASML α-tool)
Avantages	+ Plus grande connaissance + Développement rapide	+ Utilisation de masques binaires
Inconvénients	- Coût des masques élevé - Liquide avec indice de réfraction élevé - Complexité des RET	- Défauts dans les masques - Sources EUV (115 W requis) - Coût de l'équipement

Tableau 1.1– Récapitulatif des performances lithographiques pour les méthodes optiques classiques (valeurs fournies en 2006)

	Lithographie électronique	Nanoimpression	Lithographie *maskless*	
			Optique	*Electronique*
Résolution actuelle (CD)	30 nm	30 nm [21]	65 nm [23]	45 nm
Résolution ultime (CD)	~ 5 nm (taille d'un spot gaussien)	5 nm	~ 10 nm	< 16 nm
Débit	~ 1 w/jour	5w/h (prediction 20 w/h)	~ 2 w/h	10 w/h
Avantages	+ Pas de masque + Résolutions très agressives	+ Faible coût + Pas d'OPC + Rugosité de flanc de ligne (LER) faible + Structures 3D	+ Pas de masque + Intégration facile	+ Pas de masque
Inconvénients	- Débit trop faible	- Réalisation masque 1x - Overlay - Contamination des moules	- Débit faible - Gestion des données	- Gestion des données - Contamination des MEMS

Tableau 1.2 – Récapitulatif des performances lithographiques pour les méthodes alternatives (valeurs fournies en 2006)

1.3 Conclusion

La lithographie est une des étapes clés dans une chaîne de production en microélectronique. C'est elle qui définit la densité maximale de circuits réalisable sur une plaquette. A l'heure actuelle, les techniques de lithographie optique classique commencent à arriver à leur limite. Afin de poursuivre une miniaturisation toujours plus importante, il apparaît nécessaire de trouver de nouvelles voies.

Ces nouvelles approches s'appuient aussi bien sur un principe optique que sur de nouvelles approches. On peut compter cinq techniques principales qui permettraient de réaliser des structures de faibles dimensions. Au delà des critères de performances, le choix de la technique de lithographie de nouvelle génération va également dépendre du besoin de l'industrie de la microélectronique.

En raison des connaissances acquises sur les procédés lithographiques, il est fortement envisageable que la lithographie 193 nm à immersion supporte les nœuds technologiques 65

nm et 45 nm (dans un premier temps avec de l'eau puis plus tard avec des liquides à fort indice). Le coût et la complexité des masques, avec l'utilisation de techniques d'amélioration de résolution RET (PSM, OPC, double expositions), risquent de rendre cette méthode trop onéreuse pour la réalisation de circuits en petite série.

Il apparaît donc que pour les générations technologiques suivantes, au-delà de 32 nm, le choix de la technique de lithographie soit plus libre et que chacune des techniques trouvent un domaine d'application privilégié. La nanoimpression devrait trouver sa place pour ce qui est de la réalisation en série de nanostructures sur de grandes surfaces, et ce pour un coût de fabrication raisonnable. On peut également envisager des moules avec une topographie à plusieurs niveaux qui permettrait de réaliser plusieurs étapes technologiques en une seule fois. Ceci peut être particulièrement appréciable en microélectronique pour la réalisation des niveaux Vias + Lignes qui forment les niveaux d'interconnexions d'une puce (niveaux BEOL : *Back End Of Line*). En ce qui concerne la lithographie optique sans masque (*maskless)*, le fait qu'elle n'utilise pas de masque sur support physique, semble très utile pour la réalisation de circuits en petite série. Il reste cependant un gros effort à faire en terme de traitement des données. Néanmoins cette méthode ne semble pas pouvoir être mature à temps car à l'heure actuelle il n'existe aucun démonstrateur qui laisse entrevoir une utilisation dans un milieu industriel pour les nœuds technologiques 32 nm. L'atout de la lithographie par faisceaux d'électrons est sa capacité à réaliser des structures avec de très faibles résolutions. Cependant, son rendement faible est un point critique pour une utilisation industrielle, mais son utilisation reste très utile pour une application en recherche et développement afin de tester les circuits ou les technologies les plus avancées. L'approche par multi-faisceaux d'électrons permet de combler ce manque en terme de débit mais il reste encore beaucoup d'efforts à faire pour rendre cette technologie viable industriellement. La lithographie EUV quant à elle bénéficie de l'appui de consortium qui a permis un développement rapide. Des prototypes de production (*α-tool*) ont d'ailleurs vu le jour afin de développer cette technique pour une utilisation industrielle.

Il est fort probable que la lithographie EUV soit utilisée pour le nœud technologique 32 nm à l'horizon 2010. En effet, une fois mature, la réalisation des masques sera moins complexe que les masques pour la lithographie 193 nm à immersion, ce qui devrait faciliter son utilisation pour la réalisation d'architectures complexes. Cependant, ceci ne sera possible qu'au prix d'un investissement gigantesque aussi bien au niveau humain que financier. Il est évident que seule de grosses structures seront capables de supporter cet effort. La lithographie EUV est d'ailleurs la technique de lithographie retenue par Intel pour ses futures générations de microprocesseurs.

CHAPITRE 2

La lithographie Extrême Ultra Violet

Dans le chapitre précédent nous avons donné un aperçu des différentes techniques pressenties pour les futures générations d'outils de lithographie. Bien que les méthodes alternatives (nanoimpression, lithographie par faisceaux d'électrons, *maskless*) commencent à montrer des résultats intéressants, les méthodes optiques restent les technologies de choix pour une utilisation industrielle (possibilité d'avoir une forte capacité de production).

La lithographie Extrême Ultra Violet (EUV) est une des solutions envisageables pour une utilisation en production de masse pour l'horizon 2010. Cette technique nécessite un véritable saut technologique par rapport aux autres techniques optiques. Son fonctionnement à la longueur d'onde d'exposition de 13,5 nm lui impose un fonctionnement avec des optiques et des masques en réflexion dans un environnement sous vide.

Dans ce chapitre, nous présenterons l'origine de cette technique, ainsi que les éléments novateurs qui la caractérise. Enfin dans un dernier temps nous présenterons les points critiques qui limitent à l'heure actuelle la viabilité industrielle de la lithographie EUV.

Sommaire

2.1 Introduction **19**

2.1.1 Origines des optiques EUV 19

2.1.2 Premières expériences de lithographie EUV 19

2.2 Principe expérimental **21**

2.2.1 Les sources 21

2.2.2 Les résines photosensibles dans l'EUV 23

2.2.3 Les optiques et masques EUV 25

2.2.3.1 Les optiques réflectives dans l'EUV 25

2.2.3.2 Réalisation des multicouches 26

2.2.3.3 Les masques 27

2.3 Limitations des masques EUV **28**

2.3.1 Effet d'ombrage 28

2.3.2 Défauts dans les masques 29

2.3.2.1 Défauts de la couche absorbante 30

2.3.2.2 Défauts du multicouche 31

2.4 Conclusion **32**

2.1 Introduction

La lithographie Extrême Ultra Violet (EUV) a eu comme premier nom « lithographie à rayons X mous » (*soft X ray lithography*) car elle fonctionne dans une gamme de rayonnement proche des rayons X (λ = 13,5 nm). Le terme EUV provient d'un parallèle avec le terme DUV (*Deep Ultra Violet*) qui caractérise les systèmes de lithographie optique fonctionnant à 193 nm et 248 nm. Sa caractéristique principale vient du fait qu'à cette longueur d'onde l'air et la plupart des matériaux absorbent le rayonnement lumineux. Les optiques réfractives sont donc proscrites dans cette gamme de rayonnement et laissent leur place à des optiques fonctionnant en réflexion.

2.1.1 Origines des optiques EUV

Les optiques réflectives dans la gamme de rayonnement EUV (λ compris entre 1 et 30 nm), ou des rayons X mous ont connus un essor considérable grâce aux avancées technologiques en microscopie et en astronomie.

Les microscopistes ont été les premiers à voir l'intérêt de cette gamme de rayonnement, car elle permet d'obtenir des résolutions comprises entre les microscopes optiques fonctionnant dans le visible et la microscopie électronique. Le principal intérêt de cette méthode réside dans le fait qu'elle permet d'observer des échantillons biologiques dans un état réel, contrairement à la microscopie électronique. Le rayonnement X permet également d'activer la fluorescence de la plupart des matériaux, permettant ainsi de remonter à la nature chimique des éléments qui les composent. Une dernière application concerne la cristallographie, plus précisement la caractérisation de la nature d'un cristal en analysant la figure de diffraction. Les premières expériences utilisant des optiques réflectives ont été réalisées par Kirkpatrick et Baez dans les années 1940, en utilisant des miroirs paraboliques en incidence rasante afin de focaliser le rayonnement X [27]. Au début des années 1980, l'utilisation d'un objectif de type Schwarzschild avec des optiques à base de multicouche a permis d'obtenir des résolutions plus importantes qu'avec des optiques à incidence rasante [28].

En astronomie, les optiques à rayons X mous ont été utilisées pour l'observation du spectre électromagnétique issue de la couronne solaire. La première mission remonte au début des années 1970 avec le programme spatial *skylab* qui a permit de faire une observation dans la gamme de rayonnement EUV comprise entre 6 et 49 Å, avec l'acquisition de très belles images de la couronne solaire et de ses protubérances [29]. En 1991, la sonde *Yohkoh* équipée d'un télescope à rayons X mous (*SXT* : *Soft X-ray telescope*) a réalisé des acquisitions dynamiques à très haute résolution de la couronne solaire dans une gamme de longueur d'onde comprise entre 3 et 60 Å [30].

2.1.2 Premières expériences de lithographie EUV

Les premières expériences sur la lithographie EUV remontent au milieu des années 1980. La lithographie EUV découle de la lithographie à proximité par rayons X (XPL : *X-ray Proximity Lithography*) qui permettait de réaliser des résolutions de 500 nm en 1985 [31]. Pendant la période de 1980 à 1990, IBM a investit d'importantes sommes dans un programme pour le développement de la lithographie par rayons X à des fins industrielles. Une fabrique

utilisant cette technique a d'ailleurs vu le jour dans l'état de New York au début des années 1990 (ALF : *Advanced Lithography Facility*). Fonctionnant sur un rayonnement synchrotron, elle a permit de réaliser des structures avec des tailles de lignes de 330 nm [32], ce qui était bien en avance par rapport aux résolutions réalisées à l'époque (CD = 600 nm par lithographie I-line). Cependant ce système de lithographie XPL présentait des limitations et quelques problèmes lorsqu'il s'agissait de passer à des structures plus complexes. Par la suite, les chercheurs ont eu la possibilité de développer des systèmes de lithographie EUV fonctionnant avec des optiques de réduction, essentiellement grâce aux progrès des optiques réflectives issues de la microscopie et des télescopes à rayons X mous. L'apparition d'objectifs de type Schwarzschild, fonctionnant avec des multicouches en réflexion pour la gamme de rayonnement des rayons X mous, a permis de réaliser ces premières expériences. En 1989, Kinoshita propose un système lithographique fonctionnant entièrement avec un objectif de type Schwarzschild et un masque en réflexion [33]. En 1990, une équipe de AT&T présente les premiers résultats d'un système limité par la diffraction en réalisant des structures de 50 nm [34]. Le système fonctionne à l'aide d'un système Schwarzschild, d'un masque à membrane en transmission à la longueur d'onde d'exposition de 14 nm (cf. Figure 2.1).

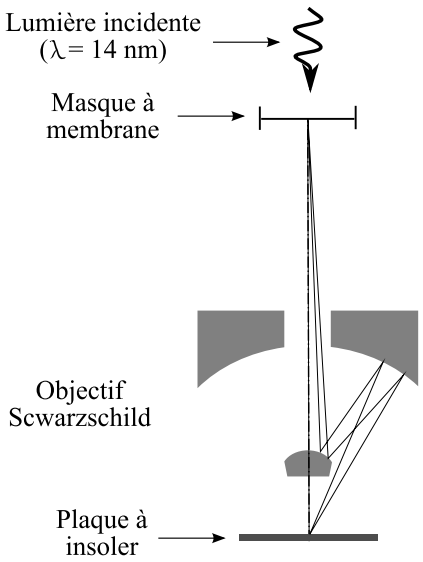


Figure 2.1 – Schéma du système de lithographie EUV utilisant un objectif Schwarzschild réalisé par AT&T [34]

Depuis l'avènement de la lithographie EUV, trois innovations majeures ont permis le développement de cette technique de lithographie de nouvelle génération [35] :

La première innovation vient de la réalisation de miroirs en réflexion basés sur un empilement multicouche. Les multicouches sont utilisés depuis les années 1970 dans les systèmes de microscopie à rayons X avec des réflectivités trop faibles pour une utilisation pratique. Cependant en 1985, Barbee réalise un empilement multicouche de molybdène - silicium qui permet d'obtenir une réflexion de 70 % dans une gamme de rayonnement autour de 20 nm [36].

La réalisation de miroirs asphériques a également poussé la lithographie EUV vers l'avant, en permettant une diminution des aberrations. Afin de ne pas dégrader les performances du système optique, il a également été nécessaire d'obtenir des rugosités de surface de l'ordre de 0,25 nm RMS. Le polissage de ces optiques a été possible grâce à la mise au point de

systèmes interférométriques basés sur la diffraction d'une onde sphérique, permettent d'obtenir de très grandes sensibilités en terme de mesure de front d'onde [37].

2.2 Principe expérimental

La forte absorption dans la gamme de rayonnement EUV nécessite de travailler dans un environnement sous vide avec des optiques réflectives. Malgré tout, le principe de base ne diffère pas des systèmes de lithographie en transmission. Un système de lithographie EUV se décompose également en quatre parties (cf. Figure 2.2), avec une source de rayonnement EUV, les optiques, un masque en réflexion et une plaquette recouverte d'une résine sensible à la longueur d'onde d'exposition.

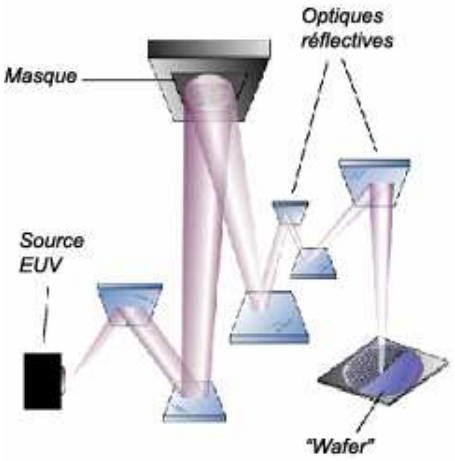


Figure 2.2 – Schéma de principe d'un système de lithographie EUV [39]

Au cours de ces vingt dernières années, la lithographie EUV a connu beaucoup d'avancées technologiques dans chacune des parties de la chaîne. Cependant bien que l'on note des innovations majeures dans ces différents domaines, les contraintes en terme de débit et de coût de fabrication imposées par l'industrie de la microélectronique font qu'il reste de nombreux points critiques à résoudre afin que cette technique soit viable industriellement. A l'heure actuelle, seules les optiques EUV répondent aux critères requis. Nous présenterons dans les parties suivantes quelles limitations sont engendrées par les différentes parties qui constituent un système de lithographie EUV.

2.2.1 Les sources

Un des invariants de l'industrie microélectronique réside dans le fait que le prix d'un centimètre carré d'une puce reste le même quel que soit le nœud technologique. Pour cela, on définit le *Cost of Ownership* (CoO) qui définit le coût de propriété d'une technologie en prenant en compte toutes les étapes (installation salle blanche, machine, masque, main d'œuvre, consommables, etc.). A partir de ces considérations, purement économiques, on peut déduire la capacité de production minimale requise pour qu'une génération lithographique soit viable industriellement. A l'heure actuelle, on estime que la lithographie EUV est viable avec une capacité de production de 120 plaquettes par heure. Un tel débit pourrait être atteint avec une source EUV disposant d'une puissance de 115 W au focus intermédiaire (pupille d'entrée du système optique de projection). De plus, il faudrait que cette source ait une faible émission

de débris afin de préserver la durée de vie des optiques. Actuellement les techniques dont nous disposons ne nous permettent pas de répondre à ces exigences.

Il existe deux méthodes principales afin d'obtenir des sources dans la gamme de rayonnement EUV : les sources synchrotron et les sources à plasma. Fort de son expérience dans le domaine des rayons X, le rayonnement synchrotron est sans doute la méthode la plus courante pour obtenir des longueurs d'onde EUV. Certaines études ont été menées afin de réaliser des synchrotrons de petites tailles destinés à une utilisation pour la lithographie EUV (la fabrique IBM de lithographie par rayons X fonctionnait avec un rayonnement synchrotron). Cependant, ce type de rayonnement souffre d'un problème d'encombrement [39].

Pour ce qui est des sources plasma, elles sont constituées d'une source de puissance excitatrice et d'un matériau à ioniser. Les taux de conversion source extérieure – plasma varient selon le matériau et la méthode employée. Un bon nombre de méthodes existent avec des taux de conversion et des rendements plus ou moins convaincants (HCT : *Hollow Cathod pinch*, PF : *Plasmafocus*, *Z-pinch*) [43]. A l'heure actuelle on distingue deux types de sources plasma qui offrent des résultats encourageants en terme de puissance et de débris : les sources LPP (*Laser Produced Plasma*) qui consistent à exciter un jet de particules à l'aide d'un laser (cf. Figure 2.3.a), et les sources à décharge GDPP (*Gas Discharge Produced Plasma*) qui réalisent une décharge électrique dans un capillaire rempli de gaz (cf. Figure 2.3.b).

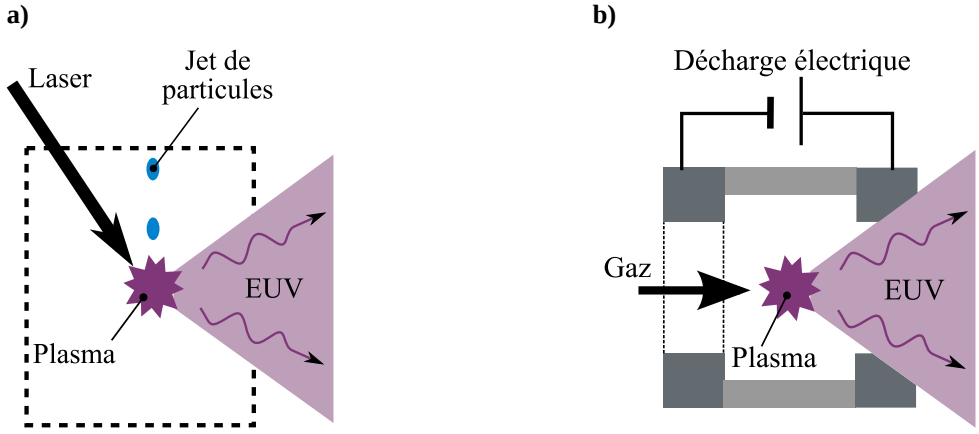


Figure 2.3 - Schéma de principe des sources : **a)** LPP : *Laser Discharged Plasma* ; **b)** GDPP : *Gas Discharge Produced Plasma*

Le principe des sources LPP consiste à injecter un jet de particules dans une chambre à vide, puis de l'exciter par le biais d'un faisceau laser pulsé. Le plasma peut ainsi être généré à plusieurs centimètres de distance des éléments environnants ce qui permet d'obtenir une grande stabilité en dose du rayonnement EUV [44]. Ce système offre un bon compromis entre rendement de conversion et faible émission de débris. Néanmoins sa mise en œuvre reste complexe et les puissances obtenues ne sont pas suffisantes pour répondre aux contraintes de l'industrie microélectronique. Dans le cas des sources GDPP, un gaz est injecté dans un capillaire cylindrique accompagné d'une décharge électrique qui permet de générer un plasma EUV. L'intérêt de cette méthode réside dans sa grande simplicité de mise en œuvre et permet d'avoir un meilleur rendement que les sources LPP [45].

Les puissances émises au focus intermédiaire ainsi que les taux de conversion pour ces deux techniques sont listés dans le Tableau 2.1. A noter que la combinaison des optiques conduit à une bande passante de 0,27 nm autour du pic de réflectivité maximal, ce qui correspond à 2% de la bande passante (BW : *Band Width*) du spectre d'émission de la source [45]. La puissance émise est donc définie dans cet intervalle de bande passante pour un angle solide de collection de 2π sr. Dans ce tableau on peut également trouver une comparaison qualitative entre les différentes techniques concernant l'émission de débris.

	LPP	GDPP	
Gaz	Xe	Xe	Sn
Rendement de conversion *(% / 2π sr / 2 % BW)*	1	0,8	2
Puissance émise *(W / 2π sr / 2 % BW)*	10	150	360
Puissance au focus intermédiaire *(W)*	5	15 ~ 18	44
Débris	Faible	Elevé	Très élevé

Tableau 2.1 – Détails des rendements de conversion, des puissances maximales et puissances au focus intermédiaire pour des sources à plasma de type LPP et GDPP [39, 41] (valeurs fournies en 2005)

Les sources à décharge GDPP sont celles qui offrent la plus grande puissance au focus intermédiaire, atteignant 44 W avec un mélange à base d'étain (Sn). Cependant cette technique, bien que simple à mettre en oeuvre, conduit généralement à un taux de débris assez élevé et peut conduire à une diminution du temps de vie des optiques du collecteur (optique de collection de la source lumineuse). En effet, les débris provenant de la source ont pour effet d'éroder et de contaminer les optiques du collecteur ce qui conduit à une diminution de la réflectivité. Pour ce qui est des sources à base de Xe, ces dernières peuvent dégrader l'optique du collecteur en participant à la formation d'une couche de carbone qui peut dégrader la réflectivité des optiques [46]. Dans le cas des sources à base d'étain on peut avoir des gouttelettes d'étain qui se retrouvent projetées sur l'optique de collection. Afin de pallier à ce problème de contamination, on peut envisager l'utilisation d'un système de piège à particules (*foil trap*) [47] ou l'utilisation d'une couche protectrice sur les optiques [48]. Les sources à excitation laser LPP ont des taux de débris très faibles mais les puissances au niveau du focus intermédiaire sont très loin des puissances requises. Pour l'avenir, la solution semble s'orienter vers des sources à base d'étain alliant les deux concepts, afin d'obtenir le faible taux de débris du LPP et les fortes puissances issues des décharges capillaires GDPP [45].

2.2.2 Les résines photosensibles dans l'EUV

Les résines photosensibles doivent répondre à un certain nombre de critères liés à la configuration particulière du système de lithographie EUV. Le premier critère provient du fonctionnement même du système EUV qui requiert un environnement sous ultra-vide. Les résines ainsi utilisées doivent répondre à des normes de dégazage afin que celles çi ne viennent pas polluer l'optique de projection lorsqu'elles sont placées sous vide. Les spécifications de dégazage des composés carbonés doivent être inférieures à 5.10^{13} mlc/s.cm² [38]. Une autre spécification provient de l'atténuation du rayonnement dans les matériaux

organiques à cette longueur d'onde. Ainsi il est nécessaire que les résines EUV soient déposées en couche mince afin de minimiser cette atténuation, de l'ordre de 45 ~ 80 nm d'épaisseur pour le nœud 22 nm [39]. En raison également des puissances des sources qui ne permettent pas actuellement d'obtenir un débit suffisant pour une utilisation industrielle, il est nécessaire que ces résines fonctionnent avec des seuils en dose faible (de l'ordre de 5 mJ/cm²).

Les résines à amplification chimique ont donc tout naturellement été utilisées en partant de bases des résines 248 nm [39]. Pour répondre aux besoins de la lithographie EUV, ces résines doivent être sensibles (faible dose d'insolation), avoir une bonne résistance à la gravure, une faible rugosité de ligne après développement et une résolution permettant de réaliser les nœuds 32 nm et au dessous. C'est en cherchant à satisfaire tous ces critères que l'on arrive ici à une limitation propre aux résines à amplification chimique. En effet, il a été montré que la dose, la résolution et la rugosité de ligne LER sont liés. Cela implique par la même occasion de faire des compromis entre ces trois paramètres. Ce principe connu sous le nom de « principe d'incertitude lithographique » (LUP : *Lithographic Uncertainty Principle*) est décrit sur la Figure 2.4 [40].

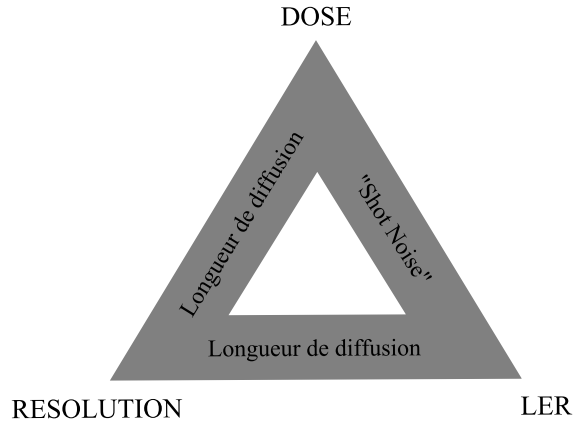


Figure 2.4 – Principe d'incertitude lithographique des résines à amplification chimique (d'après [40])

Lorsque l'on cherche par exemple à obtenir des résolutions très agressives pour une résine à amplification chimique, il est possible de diminuer la longueur de diffusion L_d des acides dans la résine. En diminuant la longueur de diffusion on gagne en résolution mais par la même occasion la dose à utiliser se retrouve plus élevée. Le facteur d'amplification chimique est également réduit, ce qui conduit à une amélioration de la rugosité de ligne LER. Le bruit statistique ou *shot noise* survient pour de faibles doses avec de fortes énergies de photons et définit la probabilité statistique de sous-exposer un pixel [41]. Lorsque la dose diminue, ce bruit statistique augmente ce qui génère des rugosités de ligne plus importantes. Pour une dose qui passe de 10 à 1 mJ/cm², on peut obtenir une rugosité LER qui varie de 1 à 5 nm [42].

Les résines à amplification chimique semblent être un facteur limitant pour l'obtention de résolutions très agressives aussi bien pour l'EUV que pour l'immersion 193 nm. Il sera donc nécessaire de trouver d'autres types de résines pour combler cette lacune.

2.2.3 Les optiques et masques EUV

2.2.3.1 Les optiques réflectives dans l'EUV

Les matériaux étant absorbants dans la gamme de rayonnement EUV, il a été nécessaire de trouver des optiques qui permettent de mettre en forme ce rayonnement, ainsi qu'un masque capable de reproduire les motifs désirés. Cette structure qui permet de minimiser l'absorption, nécessite la réalisation d'un réflecteur du rayonnement. La méthode la plus simple consiste à réaliser un empilement multicouche basé sur l'alternance périodique des couches minces d'un matériau d'indice de réfraction élevé et d'un matériau d'indice de réfraction faible. Pour obtenir des interférences constructives, il faut se placer dans les conditions de Bragg en respectant la relation (2.1).

$$2 \times d \times \sin(\theta) = K \times \lambda \tag{2.1}$$

Avec θ l'angle du faisceau incident, λ la longueur d'onde de rayonnement, d la période du multicouche et K un nombre entier. De nombreux couples de matériaux ont été expérimentés afin d'obtenir un fort coefficient de réflexion dans la gamme de rayonnement EUV. A l'heure actuelle, le couple de matériaux choisi est le molybdène – silicium [Mo/Si], qui permet d'obtenir un coefficient de réflexion d'environ 70 % à la longueur d'onde d'exposition de 13,5 nm [49]. La maîtrise de ce composant nécessite de pouvoir parfaitement contrôler l'épaisseur de couches de quelques nanomètres. Le choix de la technique de dépôt d'une part, et le moyen de contrôler l'empilement d'autre part, sont donc cruciaux.

Les miroirs EUV présentent des pertes par absorption qui peuvent atteindre des valeurs de l'ordre de 30 % suivant le couple de matériaux utilisés. La raison essentielle est un coefficient d'extinction important, de l'ordre de 10^{-2}, pour les couches de bas indice de réfraction (Mo dans Mo/Si). Afin de minimiser ces pertes, il convient d'optimiser la microstructure et la pureté chimique de ces couches. Une des solutions proposées consiste à optimiser les performances en minimisant l'épaisseur totale du matériau ayant la plus forte absorption [50]. Le facteur γ exprimé dans l'équation (2.2) définit la fraction de matériau absorbant (Mo) dans la période du bicouche (Mo/Si) :

$$\gamma = \frac{d_{Mo}}{d_{Mo} + d_{Si}} \tag{2.2}$$

Nous avons représenté sur la Figure 2.5 l'évolution de la réflexion d'un multicouche de Bragg à base d'un empilement Mo/Si pour trois valeurs du coefficient γ, d'après [51]. La longueur d'onde est de 13,5 nm fonctionnant en incidence normale, la période du multicouche est de 6,95 nm. On s'aperçoit que la variation est sensible et qu'en jouant sur le coefficient γ on peut ajuster la structure du multicouche afin d'obtenir une réflectivité maximale à la longueur d'onde désirée. La valeur optimale se situe pour γ = 0,4. Pour un système de lithographie EUV constitué de cinq ou six miroirs de ce type, il est fondamental de maximiser le coefficient de réflexion des multicouches [Mo/Si].

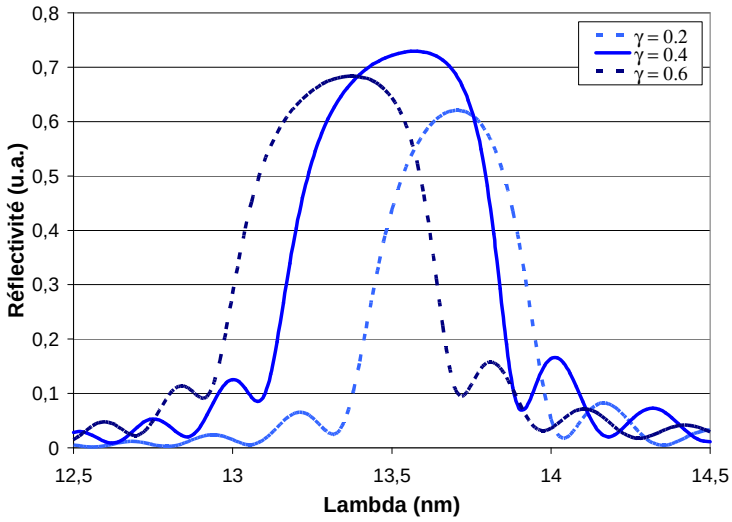


Figure 2.5 – Simulation de la réflectivité d'un multicouche de Mo/Si avec une période de 6,95 nm fonctionnant en incidence normale pour trois valeurs du coefficient γ (d'après [51])

2.2.3.2 *Réalisation des multicouches*

La réalisation de couches minces métalliques pour l'EUV fait appel à des techniques de dépôt sous vide comme celles couramment utilisées dans d'autres domaines : l'optique « classique », la mécanique ou la microélectronique. Dans le cas de dépôt multicouches EUV, deux techniques sont retenues. La première utilise le principe de l'évaporation thermique, la seconde celui de la pulvérisation. Dans le premier cas, une variante de l'évaporation simple consiste à utiliser une assistance ionique pour densifier les couches : on parle alors de technique IAD (*Ion Assisted Deposition*). Pour les techniques utilisant la pulvérisation, on peut citer la pulvérisation cathodique ou la pulvérisation par faisceaux d'ions IBS (*Ion Beam Sputtering*).

Ces techniques de dépôt doivent répondre à trois critères primordiaux : contrôler la périodicité du couple de matériau [Mo/Si] au travers du multicouche, minimiser la contamination chimique des couches (peut modifier les propriétés optiques en induisent une perte de réflectivité par absorption), et avoir un bon contrôle de la rugosité de substrat et de la rugosité intrinsèque des couches. Une rugosité excessive génère des pertes par diffusion importante dans le domaine de l'EUV.

Pour cela, on définit la rugosité moyenne fréquence MSFR (*Mid Spatial Frequency Roughness*), pour des fréquences allant de 1 mm^{-1} à 1 μm^{-1}, et haute fréquence HSFR (*High Spatial Frequency Roughness*) pour des fréquences couvrant une plage de 1 μm^{-1} à 10 nm^{-1} [39]. Les rugosités à moyenne fréquence spatiale déterminent le niveau de réflexion parasite intrinsèque dans le système lithographique alors que les rugosités à haute fréquence diminuent la réflectivité des optiques. Ces phénomènes peuvent être expliqués en regardant la capacité du système optique à collecter le rayonnement EUV (cf. Figure 2.6).

Les rugosités de moyenne fréquence spatiale (MSFR) vont diffracter autour de l'ordre spéculaire et pourront être captées par la pupille de projection (Figure 2.6.a). Un halo autour du spéculaire va se former et peut être interprété comme un rayonnement parasite ou *flare.* Ce phénomène a pour effet de faire chuter le contraste de l'image aérienne. Dans le cas de rugosités à hautes fréquences spatiales (HSFR), le rayonnement diffracté est trop dispersé et

sort de la fenêtre de capture de la pupille, ce qui se traduit par une perte de rayonnement donc une baisse de réflectivité (Figure 2.6.b).

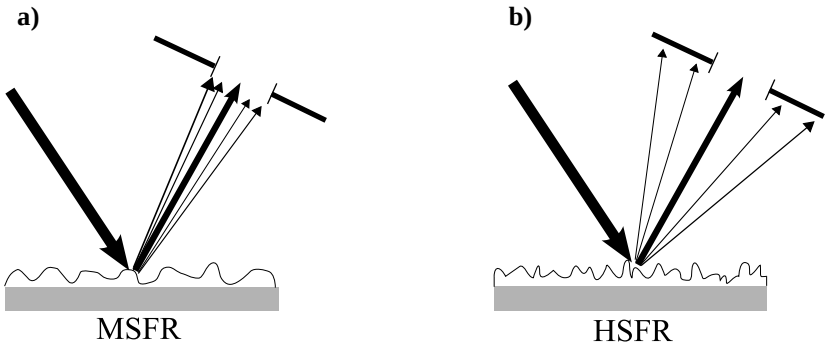


Figure 2.6 – Influence de la rugosité des optiques EUV sur les performances du système lithographique, **a)** les rugosités MSFR génèrent des réflexions parasites, **b)** les rugosités HSFR entraînent une baisse de la réflectivité

Les rugosités des optiques sont donc préjudiciables et doivent être les plus faibles possibles afin de ne pas détériorer les performances du système. Les spécifications requises par l'ITRS sont de 0,2 nm RMS pour MSFR et 0,1 nm RMS pour HSFR. A l'heure actuelle, après polissage, les meilleures optiques EUV sont proches de ces spécifications, avec respectivement des rugosités de 0,22 nm RMS et 0,14 nm RMS [52].

On peut également citer les rugosités à faible fréquence spatiale LSFR supérieures à $1mm^{-1}$ (*Low Spatial Frequency Roughness*) et qui vont influencer le front d'onde optique ce qui de traduira en terme d'aberrations.

2.2.3.3 Les masques

Contrairement aux masques classiques qui fonctionnent en transmission, les masques EUV fonctionnent en réflexion et sont composés de plusieurs parties comme le montre la Figure 2.7.

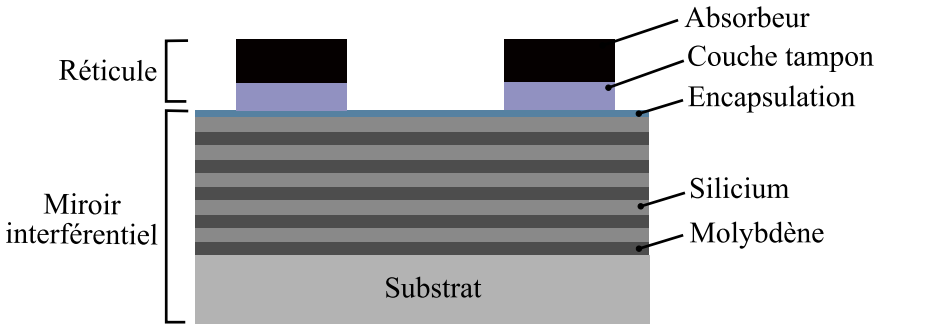


Figure 2.7 – Schéma d'un masque EUV, le rayonnement est absorbé par l'empilement absorbeur - couche tampon alors que les parties ajourées permettent une réflexion sur le miroir interférentiel

Le substrat avec l'empilement multicouche constitue le miroir interférentiel qui correspondra à la partie réfléchissante du masque. Nous retrouverons ici le même principe que les optiques présentées dans le paragraphe précédent. L'encapsulation permet d'éviter au multicouche de s'oxyder et sert de couche d'arrêt lors de la gravure du réticule. Enfin, une couche absorbante, qui constitue le réticule, est déposée.

Le substrat est réalisé dans un matériau à faible coefficient de dilatation afin d'éviter toute dilatation thermique due à l'échauffement par absorption du rayonnement EUV. Cet effet peut

provoquer une déformation des motifs et risque d'être reproduite sur la plaquette sous forme d'erreur de positionnement, mais également de générer des aberrations.

Le réticule est composé d'une couche tampon et d'un matériau absorbant déposé par pulvérisation cathodique par magnétron qui est ensuite gravé. Cette couche permet d'absorber environ 96 % du rayonnement EUV. La couche tampon entre le miroir et la couche absorbante est nécessaire afin de protéger le multicouche lors de la gravure de l'absorbeur et afin d'avoir un meilleur contraste lors de l'inspection du masque. Différents couples de matériaux sont proposés afin d'obtenir un fort coefficient d'absorption dans l'EUV, ainsi qu'un fort contraste pour l'inspection finale des masques. On peut citer comme matériaux le chrome (Cr), le nitrure de Tantale (TaN) ou le nitrure de Titane (TiN).

2.3 Limitations des masques EUV

La réalisation d'un masque EUV nécessite un grand nombre d'étapes technologiques : le miroir interférentiel, le dépôt des couches tampon et absorbante et la gravure du réticule. Chacune de ces étapes doit être parfaitement maîtrisée afin de ne pas dégrader les performances du masque. Cela impose de prendre en compte un grand nombre de contraintes technologiques [54]. Par exemple, les étapes finales de dépôt et de gravure du réticule doivent être réalisées à basse température ; cela dans le but de garantir l'intégrité des performances optiques du miroir multicouche déposé au préalable. Il est également important de maîtriser les contraintes mécaniques dans le masque afin d'en maintenir sa planéité. Etant donné que l'on souhaite utiliser les mêmes outils d'inspection que ceux existants, la structure du masque doit être optimisée afin d'avoir un bon contraste pour une inspection à la longueur d'onde de 248 nm, et un bon fonctionnement pour l'étape de photolithographie EUV. A l'heure actuelle ces différentes étapes sont bien maîtrisées, mais il subsiste encore quelques points à résoudre. Les deux difficultés majeures sont le phénomène d'ombrage et surtout le problème des défauts au sein même de l'empilement [Mo/Si].

2.3.1 Effet d'ombrage

Dans un système EUV, les masques en réflexion présentent une topographie de quelques dizaines de nanomètres, en raison de l'épaisseur nécessaire pour que la couche soit absorbante. Celle-ci va avoir une influence sur l'image aérienne. Dans un montage EUV, il est impossible d'illuminer le masque sur une grande surface en incidence normale en raison du montage en réflexion, de l'encombrement des optiques, mais également de l'absence de lame semi-réflechissante à cette longueur d'onde. Ainsi, le rayonnement EUV illumine le masque en incidence oblique avec un angle pouvant varier de 3 et 6 °. La topographie de la couche absorbante fait donc apparaître un effet d'ombrage (cf. Figure 2.8.a) qui modifie la position et la taille du motif final imprimé sur la plaquette. La simulation électromagnétique rigoureuse à l'aide d'une méthode de calcul modale (MMFE[ii]) est un moyen efficace et peu coûteux pour illustrer ce phénomène (cf. Figure 2.8.b). Pour cela on peut voir une comparaison selon une l'incidence normale (0°) et oblique (6°) pour un masque binaire EUV, exposé à la longueur d'onde de 13,5 nm. Le miroir interférentiel comporte 40 paires du couple de matériau [Mo/Si]

[ii] La méthode MMFE sera abordée plus en détail au cours du chapitre 3.

et le réticule est composé d'une couche absorbante de chrome déposée sur une couche tampon de SiO_2. En éclairage conventionnel, on obtient l'image aérienne pour les deux types d'incidence, normale et oblique, pour une taille de CD visée de 50 nm.

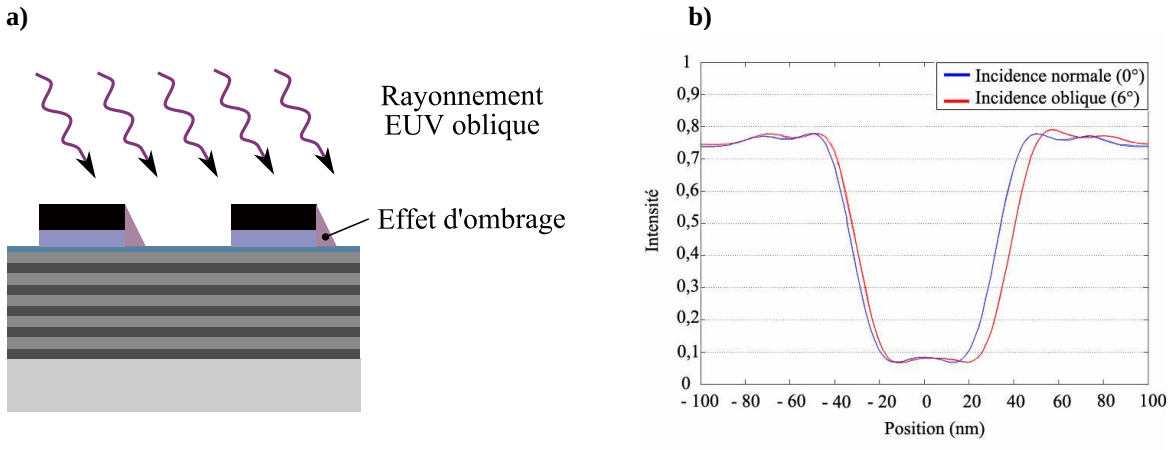


Figure 2.8 – a) Illustration schématique de l'effet d'ombrage sur les masques EUV ; **b)** Comparaison des images aériennes pour un masque binaire EUV selon une incidence normale et oblique

Comme on peut le voir sur la Figure 2.8.b, l'effet de l'incidence oblique est visible lorsque l'on regarde les deux bords de la chute d'intensité de l'image aérienne. En incidence oblique (courbe rouge) on constate un décalage du bord droit, qui se traduit par un élargissement du CD par rapport à l'incidence normale (courbe bleue). De plus on s'aperçoit que l'image aérienne en incidence oblique se trouve décalée par rapport à une image obtenue en incidence normale. D'une manière simple on peut expliquer ce phénomène par le fait que l'empilement couche absorbante – couche tampon en incidence oblique « fait de l'ombre » sur la partie réfléchissante. Ces effets d'ombrage ne s'expliquent pas uniquement par des effets de géométrie. En effet des études ont montré que des effets de diffraction aux coins des absorbeurs rentraient également en compte [55]. Ceci peut être un facteur limitant lorsqu'il s'agit de réaliser des alignements multi-niveaux.

Pour minimiser cet effet, l'illumination sur le masque doit être proche de l'incidence normale et l'épaisseur de la couche absorbante doit être la plus faible possible. Malgré tout, il n'est pas possible d'éliminer complètement ce phénomène d'ombrage, surtout pour des structures de faible dimension. Il peut donc s'avérer nécessaire de redimensionner la largeur des motifs et leur positionnement sur le masque afin de compenser les effets d'ombrage et faire correspondre l'image finale aux motifs initialement prévus. Une autre approche consisterait à optimiser les pentes des empilement couche absorbante – couche tampon afin de minimiser l'effet d'ombrage, mais cette approche reste difficilement réalisable au niveau technologique essentiellement pour des problèmes liés à la gravure des masques (réaliser des structures avec des pentes de flancs différentes) [55].

2.3.2 Défauts dans les masques

On définit comme défaut, toute perturbation qui peut modifier l'intégrité des motifs désirés. Cette problématique des défauts est également présente pour les masques DUV, mais ce phénomène est particulièrement exacerbé dans le cas des masques EUV. En effet, le masque étant placé au plan objet du système de projection à très haute résolution, toute

structure présente sur le masque sera imagée et retranscrite dans la résine. Il apparaît donc, que aussi bien les motifs que les défauts du masque seront imagés. Au regard de la longueur d'onde d'exposition de 13,5 nm, même un défaut de quelques nanomètres présent sur le masque est susceptible d'être imprimé. En raison de la topographie particulière des masques EUV, on peut répertorier deux types de défauts : les défauts de la couche absorbante et ceux enterrés dans le multicouche.

2.3.2.1 Défauts de la couche absorbante

Les défauts présents dans le réticule, couche absorbante – couche tampon, apparraissent généralement après l'étape de gravure de la couche absorbante. Ces défauts peuvent se traduire par des résidus ou des inclusions de l'absorbeur. Néanmoins, ces défauts sont facilement détectables par des techniques d'inspection conventionnelles fonctionnant dans des longueurs d'onde de la gamme de rayonnement DUV. Pour cela, il est nécessaire que les épaisseurs de la couche absorbante et tampon soient optimisées afin d'obtenir un fort contraste dans la gamme de longueur d'onde souhaitée (cf. Figure 2.9).

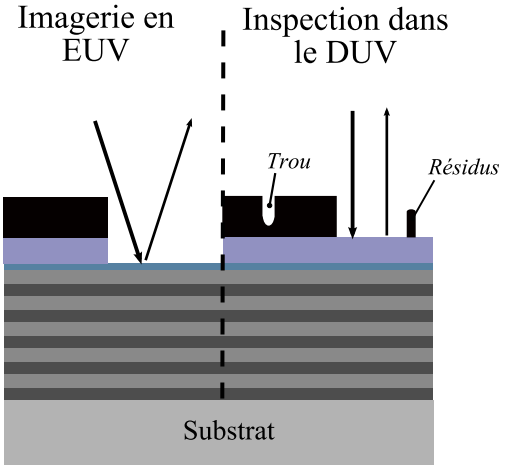


Figure 2.9 – Structure d'un masque pour une utilisation en imagerie EUV et en inspection dans la gamme DUV. L'inspection DUV sert à détecter les défauts dans l'absorbeur (inclusion, résidus)

En inspection, le contraste entre la couche absorbante et la couche tampon doit être maximum dans le DUV pour une incidence normale, alors que dans l'EUV le contraste doit être maximum entre l'empilement couche absorbante – couche tampon et le multicouche [Mo/Si] pour un angle d'incidence oblique. Les épaisseurs de la couche absorbante et tampon sont déterminées par le biais d'un calcul de réflectivité de multicouche et permet d'obtenir les épaisseurs optimales qui donnent un bon contraste d'inspection dans le DUV et d'imagerie dans l'EUV [54].

Les outils d'inspection sont ceux qui sont très largement utilisés dans l'industrie de la microélectronique et permettent de détecter des défauts dans la couche absorbante avec des sensibilités de l'ordre de 90 nm [56]. Dans la plupart des cas la réparation est possible en utilisant un faisceau d'électrons focalisé sur le défaut en question. Le principe consiste à injecter un gaz précurseur dans l'enceinte du faisceau d'électrons qui va générer localement un dépôt là où le faisceau est focalisé [57]. Selon la nature du gaz et l'énergie du faisceau d'électron on peut soit déposer de la matière soit en graver. Avec cette méthode il est possible de réparer aussi bien des résidus d'absorbeur que des trous dans la couche d'absorbeur.

2.3.2.2 Défauts du multicouche

Contrairement aux défauts d'absorbeur, les défauts présents lors de la réalisation du miroir interférentiel, et qui se retrouvent enterrés dans le multicouche, ne sont quasiment pas réparables. Seuls les défauts très proches de la surface du multicocuhe et de faible dimension sont susceptibles d'être réparés en utilisant un faisceau d'électron qui va venir chauffer localement et compacter l'empilement multicouche [58]. Après réparation on observe une baisse de réflectivité de quelques pourcents [59].

La présence de défauts dans le multicouche a pour effet de perturber la structure du réseau de Bragg en influant sur la phase et l'amplitude du rayonnement réfléchi. On aborde ici, avec la puissance des sources EUV et les limitations des résines, un des points les plus critiques pour la viabilité industrielle de cette technique de lithographie. Afin d'illustrer ce phénomène, on peut voir sur la Figure 2.10 une simulation d'un défaut de 20 nm de largeur et de 70 nm de hauteur, enterré sous 40 paires de [Mo/Si]. Ce défaut est situé dans la partie réfléchissante d'un masque EUV binaire composé d'un absorbeur de chrome sur une couche tampon de SiO_2 avec respectivement des épaisseurs de 65 et 30 nm. La taille de CD visée est de 100 nm (correspondant à 400 nm au niveau du masque en raison d'un grandissement 4x du système de projection).

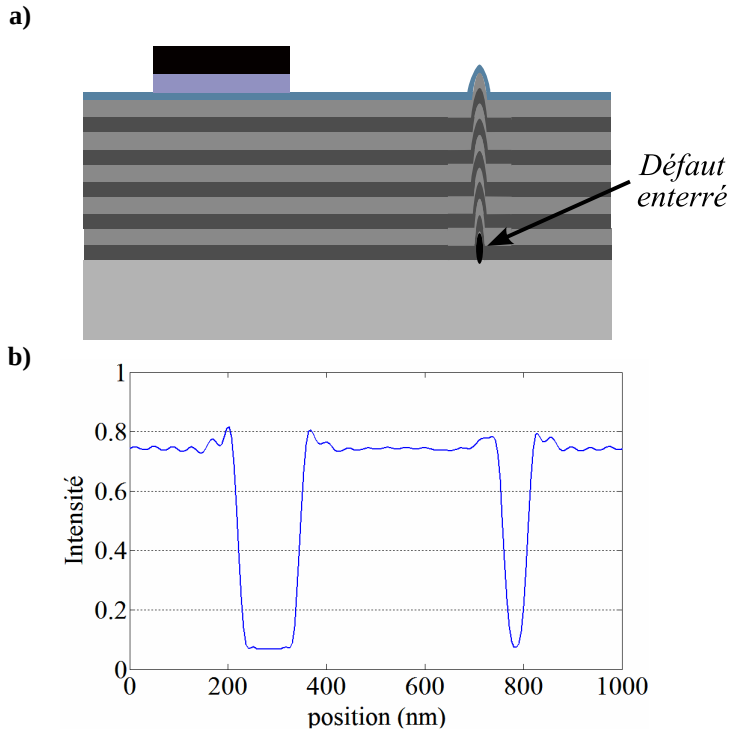


Figure 2.10 – **a)** Schéma d'un défaut enterré au sein d'un multicouche [Mo/Si] à proximité d'une couche d'absorbeur ; **b)** Image aérienne obtenue par simulation d'un masque EUV en présence d'un défaut enterré

Dans ce cas on constate que le défaut enterré a un contraste comparable aux lignes d'absorbeur, ce qui indique qu'il est susceptible de s'imprimer dans la résine. Ce type de défaut peut avoir des conséquences catastrophiques sur la fonctionnalité du circuit final (simulation de l'image aérienne obtenue à partir d'un calcul modal MMFE).

Dans la littérature on trouve souvent une distinction entre un défaut de phase et un défaut d'amplitude [60, 61] qui, respectivement, n'agissent que sur la phase ou que sur l'intensité du rayonnement réfléchi. Dans cette thèse nous avons pris le parti de ne pas faire de distinction entre ces deux types de défaut. En effet nous considérons qu'un défaut enterré dans le

multicouche agit à la fois sur la phase et sur l'amplitude du rayonnement réfléchi, avec des poids différents selon la nature du défaut.

2.4 Conclusion

La lithographie EUV offre de nombreux avantages par rapport aux autres techniques de lithographie de nouvelle génération. Elle serait capable de supporter plusieurs générations technologiques jusqu'au nœud 16 nm. De plus, la réalisation des masques EUV pourrait s'avèrer être moins coûteuse que les masques avancés avec PSM et OPC pour la lithographie 193 nm à immersion. Enfin, la faible valeur d'ouverture numérique (NA ~ 0,3) permet d'avoir une profondeur de champ raisonnable ainsi qu'une bonne latitude de procédé, et ce sans avoir recours à des techniques de RET ou d'illumination spécifiques.

Bien que cette technique soit très prometteuse, elle n'est pas la mieux placée pour répondre dans un futur proche aux exigences de la production de masse car il reste encore de nombreux points critiques à résoudre. Un des points majeurs concerne le problème des défauts dans les masques et plus précisemment ceux qui perturbent l'empilement multicouche. Nous avons insisté sur la difficulté de détecter et de réparer ce type de défaut bien spécifique. Il est donc essentiel de bien comprendre les mécanismes physiques qui font qu'un défaut est susceptible de s'imprimer lors de l'étape d'imagerie. C'est par la compréhension de ces mécanismes que nous serons en mesure de fournir des masques avec « zero » défaut. Pour les besoins de cette thèse, nous avons donc cherché à répondre à trois questions élémentaires ; « Quels sont les mécanismes physiques d'impression des défauts ? » ; « Comment un défaut vient-il perturber la croissance des multicouches ? » ; « Quel sont les besoins en terme de métrologie pour sonder de tel type de défauts ? ». La deuxième partie de ce manuscrit se consacre aux défauts dans les masques EUV, où nous aborderons chacunes des trois questions posées plus haut.

CHAPITRE 3

Simulation des défauts dans les masques EUV

La présence de défauts dans les masques est un point bloquant pour le futur de la lithographie EUV. Avec l'évolution des nœuds technologiques, les tailles ainsi que les densités de défauts tolérées dans les masques EUV vont devenir de plus en plus faibles. Au delà du défi technique de la réalisation de masques avec « zéro » défaut, il apparaît comme primordial de comprendre le phénomène d'impression d'un défaut lors du procédé lithographique.

Dans ce chapitre, nous proposons d'aborder la problématique des défauts dans les masques par le biais de simulations électromagnétiques. Les avantages et inconvénients des différentes méthodes de simulation dans la gamme du rayonnement EUV seront abordés. En analysant les résultats publiés dans la littérature, il apparaît que les résultats présentés, mais surtout l'interprétation sur les phénomènes d'impression des défauts qui en découle, dépend directement des limitations des codes de calcul électromagnétique employés par les différentes équipes. En se basant sur une méthode de calcul électromagnétique rigoureuse en deux dimensions (défaut linéique), nous détaillerons les différents mécanismes d'impression des défauts dans les masques EUV.

Sommaire

3.1 Introduction **35**

3.2 Outils de simulation dans l'EUV **36**

3.2.1 Principe de simulation des défauts dans les masques 36

3.2.2 Méthodes de calcul du champ proche dans l'EUV 37

3.2.2.1 SSA (Single Surface Approximation) 37

3.2.2.2 Théorie de Fresnel - Kirchoff 38

3.2.2.3 FDTD (Finite Difference Time Domain) 39

3.2.2.4 MMFE (Modal Method by Fourier Expansion) 40

3.2.3 Epistémologie des modèles géométriques des défauts 41

3.3 Limitations du code MMFE **43**

3.3.1 Définition de l'efficacité de diffraction 44

3.3.2 Découpage en réseau lamellaire (échantillonnage) 44

3.3.2.1 Influence du nombre de tranches sur la convergence 45

3.3.3 Ordre de troncature *M* 46

3.3.3.1 Test de convergence en fonction de *M* 47

3.3.3.2 Temps de calcul 47

3.4 Phénomènes d'impression des défauts **48**

3.4.1 Perturbation aux bords des défauts (« effet de bord ») 49

3.4.1.1 Effet de la pente 50

3.4.1.2 Effet de la hauteur 52

3.4.2 Perturbation de la période du multicouche 53

3.4.2.1 Contraction et lissage 54

3.4.2.2 Influence de la contraction et du lissage 56

3.5 Conclusion **56**

3.1 Introduction

En microélectronique, un circuit est considéré comme défaillant lorsque celui-ci ne répond pas aux spécifications électriques initialement prévues. Ces « défauts » peuvent apparaître à n'importe quelle étape du procédé de fabrication. Lors de l'étape de lithographie, le point le plus critique consiste à obtenir un bon contrôle de la dimension de la grille (CD pour *Critical Dimension*) pour ne pas dégrader les performances du circuit. Comme nous avons pu le voir dans le chapitre 2, on peut répertorier au moins deux types de « défauts » susceptibles de modifier les performances des circuits : soit des défauts présents au niveau des motifs d'absorbeur, soit présents lors de la réalisation de l'empilement multicouche. Dans ce mémoire nous nous intéressons exclusivement aux défauts enterrés au sein des multicouches [Mo/Si]. Ces défauts sont les plus critiques car ils impactent directement les propriétés réflectrices des masques EUV. Par la suite, nous emploierons le terme « défaut » uniquement pour traiter de ce type de défaut.

Dans un masque EUV, il est simpliste de ne considérer un défaut que par la taille de la particule présente avant le dépôt du multicouche. En effet, il faut prendre en compte à la fois la taille et la forme initiale de cette particule, mais aussi l'impact que cette dernière va avoir sur l'empilement multicouche. Les matériaux [Mo/Si] déposés pendant l'étape de réalisation du miroir vont recouvrir les particules présentes au niveau du substrat, et générer une perturbation locale des couches. Ce type de perturbation est appelé « nodule » [62], on peut en voir une illustration sur la Figure 3.1. C'est l'ensemble de cette perturbation qu'il faut considérer comme un défaut, et non pas uniquement la particule initiale.

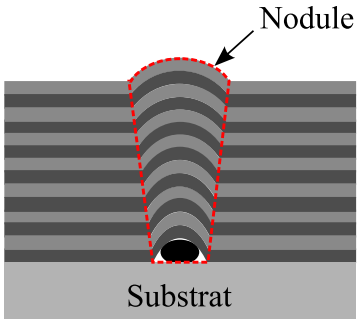


Figure 3.1 – Représentation schématique de la déformation d'un empilement multicouche en présence d'un défaut

Cette perturbation au sein d'un multicouche [Mo/Si] a été mise en évidence expérimentalement dans une publication de P.B. Mirkarimi [63]. C'est sans aucun doute la référence la plus citée lorsqu'il s'agit d'évoquer un multicouche perturbé en présence d'un défaut. Les dépôts des couches [Mo/Si] ont été réalisés avec une technique de pulvérisation par faisceaux ioniques IBS, selon deux angles de pulvérisation (3° et 30°). L'angle de dépôt agit sur le mode de croissance des couches. Le dépôt sera « planarisant » pour des angles d'incidence proches de la normale. Il se caractérise par un effet de lissage du défaut initial. La taille de la perturbation en surface du multicouche est fortement atténuée par rapport à la taille du défaut au niveau du substrat (cf. Figure 3.2). Il a également été montré que pour ce type de défaut (billes d'or de 60 nm) allié à une technique de pulvérisation par faisceaux d'ions (IBS), le mode de croissance des couches en présence d'un défaut pouvait être exprimé sous la forme d'une déformation gaussienne.

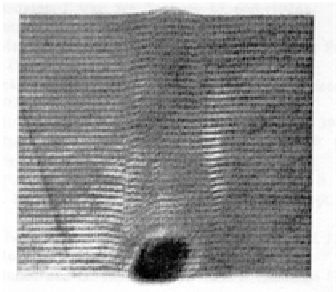


Figure 3.2 – Image obtenue au microscope électronique en transmission (TEM) de la déformation d'un multicouche de [Mo/Si] en présence d'une particule sphérique d'or de 60 nm de diamètre [63]

Cependant, les expérimentations sur l'influence des défauts dans les masques EUV restent assez délicates. La caractérisation de la perturbation engendrée par le défaut initial est difficile à obtenir de manière précise, et nécessite des techniques de métrologie adaptées. La réalisation, le positionnement et la caractérisation de défauts est une tache ardue. Nous décrirons dans le chapitre 4 de ce mémoire une tentative expérimentale de réalisation de ce type de défauts.

La réalisation de masques à défauts programmés reste exceptionnelle car onéreuse en temps et en argent. Il est alors plus efficace d'appréhender le problème des défauts par le biais de simulations électromagnétiques. Pour cela plusieurs outils de modélisation ont été développés pour une utilisation dans la gamme de rayonnement de l'EUV, qui permettent de prendre en compte la déformation du multicouche en présence d'un défaut.

3.2 Outils de simulation dans l'EUV

3.2.1 Principe de simulation des défauts dans les masques

L'étude du champ proche électromagnétique au niveau du masque ne permet pas d'appréhender de manière précise les effets sur le procédé lithographique, car de nombreux phénomènes haute fréquence sont filtrés par les optiques en aval du masque. Il est donc important de déterminer l'image aérienne au niveau de la plaquette. Pour cela nous avons utilisé un logiciel commercial : SolidC [64], qui permet de prendre en compte les paramètres optiques du système de projection que sont l'ouverture numérique *NA*, le type d'illumination (cohérence σ du système), le niveau de *flare* et les aberrations du système. Le principe de modélisation des masques EUV que nous avons utilisé est décrit dans le schéma de la Figure 3.3.

Dans un premier temps, la géométrie du masque EUV est modélisée, en prenant en compte la structure du multicouche, la taille du défaut à l'origine ainsi que le mode de croissance au sein de l'empilement. Cette description géométrique du masque est utilisée comme donnée d'entrée pour un calcul électromagnétique en prenant en compte la longueur d'onde λ, la polarisation et l'angle d'incidence θ. Ce calcul nous permet de déterminer le champ proche au niveau du masque. L'intensité réfléchie et la phase du champ sont extraites du champ proche, et permettent de déterminer une transmittance équivalente qui pourra être traitée comme un masque fin par le simulateur d'images aériennes : Solid-C. Le calcul des images aériennes nous permet de remonter jusqu'à un critère d'impression de défauts en fonction d'un modèle de croissance géométrique du multicouche. La précision des résultats va dépendre des performances des codes de calculs électromagnétiques utilisés.

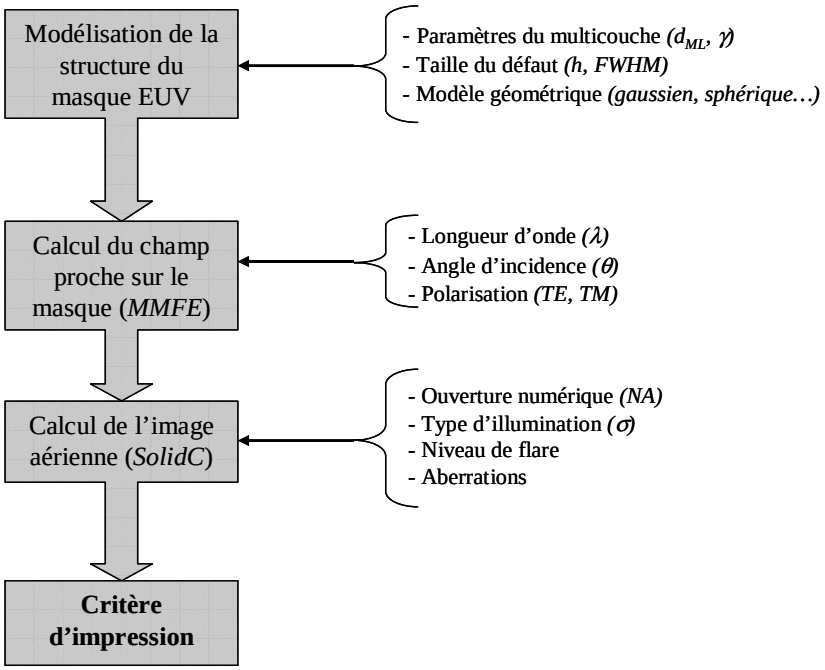


Figure 3.3 – Description du principe de simulation des défauts dans les masques EUV. 1) définition de la géométrie du masque EUV, 2) Calcul du champ proche au niveau du masque ; 3) simulation de l'image aérienne ; 4) Définition du critère d'impression

3.2.2 Méthodes de calcul du champ proche dans l'EUV

Différents outils de simulation électromagnétique permettent de prédire le champ proche au niveau d'un masque EUV. Dans cette partie introductive sur les méthodes de calcul électromagnétique, nous présenterons quatre méthodes de simulation rencontrées dans la littérature. Deux méthodes approchées, la méthode SSA (*Single Surface Approximation*) [65, 66] et la méthode de Fresnel – Kirchoff [67]. Ainsi que deux méthodes rigoureuses, la méthode FDTD (*Finite Difference Time Domain*) [68 - 73], et MMFE (*Modal Method by Fourier Expansion*) [74, 75].

Si l'on regarde le détail de chacune de ces méthodes de calcul, on constate que le choix du modèle géométrique qui décrit la déformation du multicouche dépend directement des capacités du code de calcul.

3.2.2.1 SSA (Single Surface Approximation)

La méthode SSA est une méthode scalaire. Elle a été implémentée par une équipe du consortium EUV LLC (*EUV Limited Liability Company*) dans le but de réaliser des simulations avec un temps de calcul raisonnable. L'hypothèse qui est faite ici consiste à considérer que seule la surface de l'empilement [Mo/Si] participe à la modulation de la lumière incidente. Ainsi, un défaut enterré au sein d'un multicouche est ramené à sa simple topographie de surface (Figure 3.4) ; tous les effets de perturbations des couches au sein du multicouche [Mo/Si] sont négligés [65].

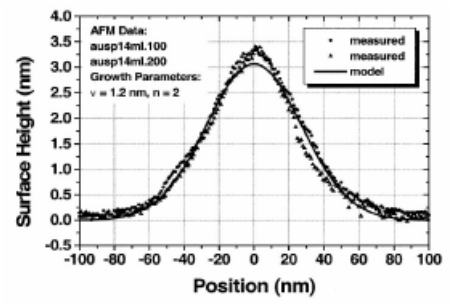


Figure 3.4 – Représentation d'un défaut avec la méthode SSA (*Single Surface Approximation*). Seule la topographie du défaut à la surface du multicouche est prise en compte [65]

L'équipe qui a mis en place la méthode SSA est très liée au groupe de P.B. Mirkarimi qui décrit la déformation induite par le défaut comme gaussienne. Dans cette méthode le défaut à la surface est généralement considéré comme telle, l'équation (3.1) permet de décrire cette topographie.

$$h(x) = h_0 \times \exp\left[-\frac{x^2}{2\times\omega^2}\right] \qquad avec \qquad \omega = \frac{FWHM}{2\times\sqrt{2\times\ln(2)}} \tag{3.1}$$

Avec h_0, la hauteur du défaut à l'origine, et *FWHM (Full Width at Half Maximum)*, la largeur à mi-hauteur. Cette déformation *h(x)* produit une perturbation dans le champ réfléchi *F(x)* qui se ramène à un simple déphasage comme décrit dans l'équation (3.2) :

$$F(x) = \exp\left(\frac{i\times 4\times\pi\times h(x)}{\lambda}\right) - 1 \tag{3.2}$$

Bien que cette méthode permette d'appréhender le problème des défauts d'une manière simple avec un temps de calcul minime, son domaine d'application n'en reste pas moins très limité. En effet, il apparaît que cette méthode n'est valide que pour des hauteurs h_0 très faibles et inférieures à $\lambda/4$ [76]. Le défaut, étant ramené à sa simple topographie de surface, conduit à négliger les perturbations engendrées au sein du multicouche. Cela restreint énormément le domaine d'application de cette méthode.

Les aspects pervers de l'utilisation d'une telle approche commencent à apparaître au niveau de l'interprétation des résultats. En effet, si l'on se focalise sur les hypothèses de départ, qui veulent que seule la topographie de surface ait une influence sur le phénomène d'impression des défauts, on en arrive rapidement à la conclusion que pour qu'un défaut ne s'imprime pas lors de l'étape de lithographie, il suffit que ce dernier n'induise aucune déformation à la surface du multicouche. C'est la thèse qui a longtemps été implicitement soutenue par ce groupe de chercheurs. Cependant, il a été montré que cette hypothèse est insuffisante voire fausse et que même un défaut avec une surface plane pouvait générer une chute d'intensité au niveau de l'image aérienne [77].

3.2.2.2 Théorie de Fresnel – Kirchoff

La théorie de Fresnel – Kirchoff proposée par une équipe du consortium ASET (*Association for Super advanced Electronics Technologies, Japon*) est une méthode scalaire basée sur les formules de réflexion de Fresnel. La méthode consiste à découper la structure du multicouche en segments et d'y appliquer un calcul de réflectivité [67]. On peut voir sur la

Figure 3.5 une représentation géométrique utilisée pour modéliser un défaut avec cette méthode.

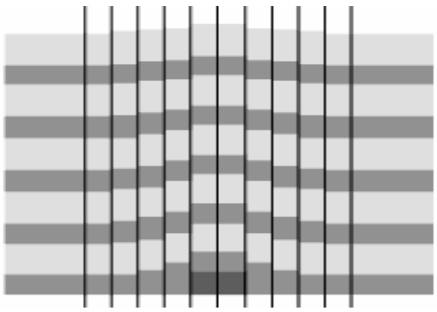


Figure 3.5 - La méthode de Fresnel – Kirchoff consiste à découper la structure en segments [67]

L'hypothèse est faite que l'illumination est normale sur le masque et qu'il n'y a pas d'interactions entre les différents segments pris pour échantillonner le défaut. La différence de chemin optique induite par les positions des surfaces des segments est prise en compte, et chaque segment est traité indépendamment par un simple calcul de multicouche. Le paramètre à connaître est la phase induite entre une zone de masque sans défaut et le champ réfléchi par un segment. La phase ϕ est calculée comme indiquée dans l'équation (3.3).

$$\phi = \arg\left(R_d\right) - \arg\left(R_m\right) - \frac{4\times\pi\times h}{\lambda} \tag{3.3}$$

Avec *Rd* la réflectivité complexe d'un segment, *Rm* la réflectivité complexe d'un multicouche non perturbé, *h* le décalage de hauteur d'un segment et λ la longueur d'onde d'exposition. Le recoupement des résultats issus de chaque segment permet de remonter au champ proche à la surface du multicouche perturbé.

Avec cette méthode on se rapproche davantage d'un cas réel de défaut. Cependant, cette méthode ne permet pas de considérer une illumination de type oblique sur le masque, car le calcul sur le champ proche ne prend pas en compte les interactions entre les différents segments. Il est impossible, par exemple, d'appréhender les effets d'ombrage caractéristiques des masques EUV.

3.2.2.3 FDTD (Finite Difference Time Domain)

La FDTD est une des méthodes les plus répandues pour réaliser un calcul électromagnétique rigoureux. On trouve de nombreuses références pour l'application particulière des défauts dans les masques EUV [68, 69], mais également sur leur influence à proximité d'une ligne d'absorbeur [70 - 72]

C'est une méthode numérique qui utilise le calcul des différences finies. Les équations de Maxwell sont mises sous forme différentielle et sont discrétisées. Le principe consiste ensuite à calculer les champs en un point et un instant donné, puis à partir de ces champs, de les calculer de nouveau à l'instant suivant [73].

L'avantage de cette méthode est son caractère général. Elle est rigoureuse, et de ce fait permet de visualiser la propagation des champs en chaque point de la structure simulée. Cependant, il est nécessaire de décomposer la structure en cellules élémentaires, avec des résolutions très inférieures à la longueur d'onde d'exposition. En effet, pour assurer une bonne convergence des résultats, la grille de discrétisation spatiale appliquée au modèle doit avoir

des tailles de cellules de l'ordre de $\lambda/20$. Les calculs dans l'EUV sont donc très longs et nécessitent une puissance de calcul importante. Pour les mêmes raisons il est très difficile de réaliser des calculs sur des structures très grandes. Ceci en fait une méthode très coûteuse en taille mémoire pour une utilisation dans l'EUV.

Afin d'obtenir des temps de calcul raisonnables, il est souvent nécessaire de simplifier les modèles géométriques de déformation des multicouches. Sur la Figure 3.8.c, on peut voir un exemple de modélisation géométrique utilisé avec cette méthode et où le défaut est considéré comme un pur défaut de phase.

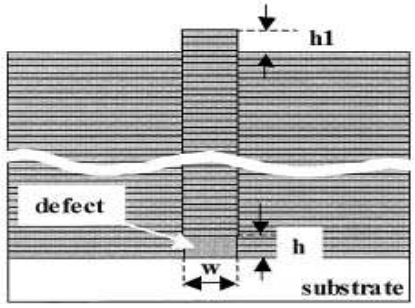


Figure 3.6 - Modèle utilisé en FDTD, représentant un défaut enterré comme un « défaut de phase », où la période du multicouche reste la même et seule la différence de chemin optique influe sur la phase [69]

Les représentations géométriques des défauts avec la méthode FDTD conduisent à des représentations simplifiées. Les modèles se ramènent à représenter les défauts par des pures marches de phase (notre exemple) ou des défauts d'amplitude (qui absorbent le rayonnement incident) [69]. On peut également trouver des modèles plus proches de cas concret mais avec un faible nombre de paires [72], afin d'alléger le temps de calcul.

3.2.2.4 MMFE (Modal Method by Fourier Expansion)

La MMFE, également connue sous le nom de RCWA (*Rigourous Coupled Wave Analysis*) est une méthode modale rigoureuse, mise au point par M.G. Moharam et T.K. Gaylord au début des années 1980. Elle permet de calculer le champ électromagnétique dans une structure diffractante [74]. Son principe consiste à effectuer une décomposition en série de Fourier de la permittivité électrique de la structure diffractante de base : le réseau lamellaire, et d'y appliquer les équations de Maxwell que l'on projette sur une base de Floquet-Fourier.

Dans le cas d'une géométrie complexe, la structure est découpée en tranches que l'on considère comme autant de réseaux lamellaires élémentaires. Le calcul du champ total se fait en trois étapes. Une décomposition en ondes planes dans les milieux homogènes (substrat, superstrat) et en ondes de Floquet-Fourier dans les milieux non homogènes. Les champs propres sont calculés dans chaque structure périodique par la résolution d'un système aux valeurs propres issues des équations de Maxwell. L'écriture des conditions aux limites à l'aide des matrices S permet de relier les champs entre les différentes couches. Une présentation plus détaillée de cette méthode est disponible en Annexe B.

Pour la problématique particulière de la lithographie EUV, cette méthode, ou des approches très voisines, tendent à se répandre. Son utilisation devient de plus en plus courante du fait de la précision de ses résultats. La méthode MMFE permet de simuler des structures complexes pour un temps de calcul raisonnable par rapport à d'autres méthodes [75]. Ainsi, il est possible de simuler en quelques minutes l'influence d'un défaut au sein d'un multicouche

en prenant en compte différents facteurs de croissance du nodule [77]. Des simulations montrant l'influence d'un défaut sur une ligne d'absorbeur ont également été réalisées [78].

C'est la méthode de calcul que nous avons utilisé pour les besoins de cette thèse. Nous avons développé trois représentations géométriques différentes de perturbation de multicouche ; un modèle de croissance basé sur la méthode des parallèles et des modèles gaussien et trapèze avec la possibilité de faire varier la déformation au sein du multicouche. On peut trouver le détail de ces trois représentations géométriques ainsi que la mise en équation en Annexe C de ce mémoire. Comme élément de comparaison avec les autres méthodes précédemment citées, on peut voir sur la Figure 3.7 une représentation géométrique d'un défaut gaussien utilisé avec notre méthode MMFE. Dans cet exemple le défaut a une hauteur initiale de 10 nm, une largeur à mi-hauteur FWHM de 10 nm et au bout d'un empilement de 40 paires de [Mo/Si], la hauteur en surface reste de 10 nm et la largeur à mi-hauteur de 100 nm.

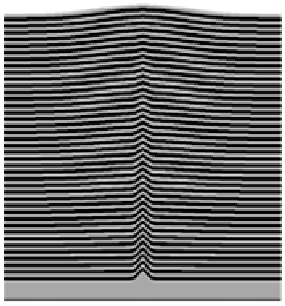


Figure 3.7 – Exemple de représentation géométrique d'un défaut gaussien utilisé avec la méthode MMFE

3.2.3 Epistémologie des modèles géométriques des défauts

Comme nous avons pu le voir précédemment, la modélisation d'un défaut dans les masques EUV est fortement dépendante des capacités inhérentes au code de calcul électromagnétique utilisé. On s'aperçoit qu'un défaut est souvent représenté (et interprété) à travers le filtre de ce que l'on est capable de modéliser, et non pas par ce qu'il est réellement.

Premièrement, la publication de P.B. Mirkarimi qui présente des mesures expérimentales de déformation de couches au sein d'un masque EUV, assimile cette déformation à un mode de croissance gaussien. Les modèles géométriques présentés précédemment s'inspirent pour la plupart de cette publication. Cependant, à la simple vue des Figures 3.4 à 3.7, force est de constater que pour une géométrie qui se veut à la base similaire, les représentations géométriques associées diffèrent grandement. Les codes électromagnétiques trouvent également leur limitation dans leur capacité à modéliser la structure complexe d'un défaut enterré. Les résultats issus de ces simulations sont donc à prendre en considération avec précaution car ils peuvent donner lieu à des interprétations sans aucun lien concret avec la réalité physique. Malheureusement un bon nombre de publications sur ce sujet aboutissent à des conclusions assez hâtives sur la problématique des défauts dans les masques. Par exemple, l'usage de la SSA a conduit pendant longtemps les équipes qui utilisaient cette méthode à la conclusion que pour qu'un défaut ne s'imprime pas lors du procédé lithographique il fallait que la surface du multicouche ne présente aucune topographie. Toute leur stratégie visant à minimiser l'impact des défauts est orientée dans cette direction, avec l'utilisation de lissage par faisceau d'électrons par exemple [58].

Un deuxième type d'erreur provenant d'une modélisation géométrique biaisée des défauts est lié à la distinction qui est souvent faite abusivement selon nous entre un « défaut de phase » et un « défaut d'amplitude ». Cette distinction vient principalement du fait que certaines méthodes, comme les méthodes FDTD ou SSA, sont obligées de simplifier la géométrie des défauts afin de gagner du temps de calcul. Cependant, un défaut enterré dans un masque ne peut se ramener à un cas idéal. Comme nous le montrerons dans ce mémoire, du fait de la déformation engendrée au sein d'un multicouche, il est impossible de dissocier l'effet de phase et l'effet d'amplitude sur le rayonnement réfléchi par le multicouche.

Pour conclure, une comparaison simple et intéressante est répertoriée sur la Figure 3.8, où l'on peut voir la représentation telle qu'on l'a trouvée dans la littérature, d'un masque EUV avec un modèle géométrique lié à la FDTD (cf. Figure 3.8.a) et un modèle géométrique propre à la MMFE (cf. Figure 3.8.b).

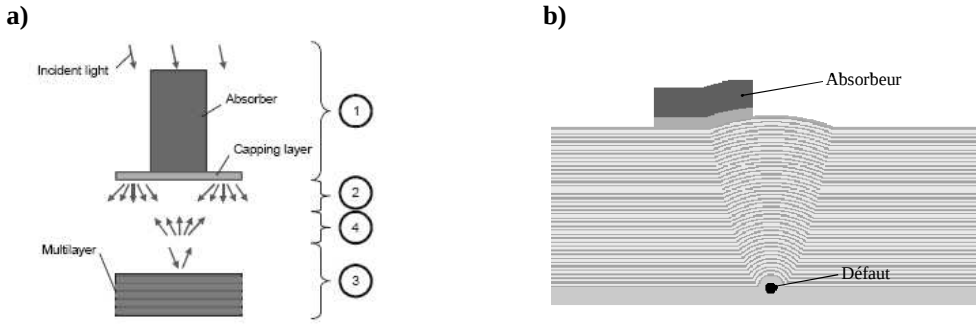


Figure 3.8 – Représentation d'un masque EUV perturbé par un défaut enterré ; **a)** Représentation de la méthode de calcul réalisée en FDTD avec un découpage du calcul selon quatre zones [70] ; **b)** Représentation géométrique de la structure d'un masque EUV avec la méthode de calcul MMFE

Avec la FDTD, pour rendre le calcul réalisable en terme de temps, la structure (présentée sur la Figure 3.8.a) est décomposée en deux parties. Dans un premier temps un calcul électromagnétique rigoureux est réalisé au niveau de l'absorbeur par la technique FDTD (zone 1 de la figure). Le multicouche est quant à lui simulé par un simple calcul très rapide basé sur les relations de Fresnel. Des matrices de transfert permettent de relier les champs électromagnétiques entre l'absorbeur et le multicouche (zone 2 et 4). Il est intéressant de noter dans cet exemple que l'échelle entre l'absorbeur et le multicouche n'est pas du tout respectée. L'absorbeur est représenté de manière démesurée par rapport au multicouche. Le calcul rigoureux FDTD étant uniquement focalisé sur la zone absorbeur, la représentation du multicouche est donc « mise de côté ». Ceci indique par la même occasion que les défauts enterrés ne peuvent pas être pris en compte correctement avec cette méthode.

Sur la Figure 3.8.b, on peut voir la représentation d'un masque EUV composé d'un absorbeur de chrome sur une couche tampon de SiO_2, et d'un multicouche de 40 paires de [Mo/Si] perturbé par une déformation de type sphérique avec coefficient de planarisation égal à 1, vu par un utilisateur de la méthode MMFE. On remarquera le contraste des proportions accordées dans ce schéma à l'absorbeur et au multicouche par rapport au schéma de la Figure 3.8.a. La méthode MMFE possède un réel avantage par rapport aux autres techniques pour des simulations de masques EUV, car elle permet de prendre en compte l'intégralité du masque. Il est possible de traiter à la fois le défaut enterré et son impact sur zone d'absorbeur. Il est intéressant de noter que cette capacité est traduite dans un simple schéma de principe, tout

comme transparait dans la Figure 3.8.a la difficulté de la méthode FDTD de simuler à la fois l'absorbeur et le miroir.

3.3 Limitations du code MMFE

Bien que la méthode MMFE soit très performante pour une utilisation dans la gamme de rayonnement de l'EUV, il est nécessaire d'en connaître les limitations afin de garantir les résultats obtenus. Les limitations du code MMFE sont liées à la précision avec laquelle nous allons pouvoir représenter la structure à étudier, mais également à notre capacité à prendre en compte tous les ordres diffractés par la structure. Comme nous avons pu le voir dans le paragraphe 3.2.2.4, le code MMFE consiste à décomposer la permittivité électrique de la structure en série de Fourier, et d'y résoudre les équations de Maxwell. La cellule de base sur laquelle sera appliquée ce calcul est le réseau lamellaire qui permet de décrire la permittivité électrique de la structure selon des tranches. Pour le cas des défauts dans les masques EUV, les réseaux lamellaires sont obtenus comme indiqué sur la Figure 3.9.

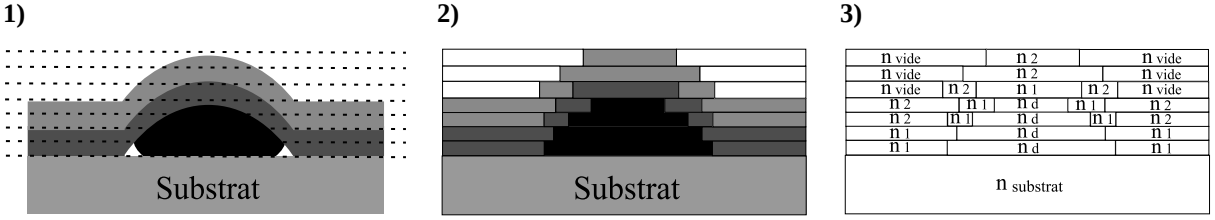


Figure 3.9 – Modélisation d'un défaut avec la méthode MMFE ; **1)** La structure du défaut est découpée en tranches ; **2)** Chaque tranche est assimilée à un reseau lamellaire ; **3)** Pour chaque réseau laméllaire on associe les indices de réfraction des milieux correspondants

Comme on peut le voir sur la Figure 3.9, la structure physique du défaut est découpée en tranches. Pour chacune de ces tranches, on détermine ensuite les zones où l'on change de milieu. Ceci permet dans notre implémentation du code de déterminer une matrice équivalente contenant les indices de réfraction des différents milieux rencontrés. Chacune des lignes de cette matrice représente un réseau lamellaire sur lesquels nous allons pouvoir appliquer le code de calcul MMFE.

Ainsi, le champ propre dans une structure périodique (réseau lamellaire) peut être décrit comme indiqué dans l'équation 3.4. Dans ce cas précis, on traite le cas de la polarisation TE pour laquelle le champ électrique E_y est décrit par la double somme de l'équation (3.4).

$$E_y(x,z) = \sum_{m=-M}^{m=+M} \left(a_m^+ . \exp\left(j.k_0 . r_m . z \right) + a_m^- . \exp\left(-j.k_0 . r_m . z \right) \right) . \left(\sum_{q=-M}^{q=+M} E_{y_{mq}} . \exp\left(j.k_0 . \alpha_q . x \right) \right) \quad (3.4)$$

L'entier m représente les ordres de diffraction de la structure périodique. Les valeurs r_m sont les valeurs propres de la structure périodique et les valeurs a_m représentent les coefficients d'amplitude que l'on déterminera à l'aide des conditions aux limites. Les coefficients d'amplitude a_m sont déterminés dans le cas d'un mode propagatif (a_m^+) et contra propagatif (a_m^-). La dernière partie de cette équation représente la décomposition du champ sur la base de Floquet Fourier. Enfin M est l'ordre de troncature de la série de Floquet Fourier.

Pour plus de précisions sur cette méthode, vous pouvez trouver le détail du code de calcul MMFE en Annexe B de ce mémoire.

D'une manière idéale, il serait nécessaire de calculer les coefficients d'amplitudes sur un nombre d'ordres infini afin d'obtenir l'intégralité du champ électrique dans la structure. En pratique, ce nombre d'ordres de diffraction est limité pour des problèmes de taille mémoire et de temps de calcul. Pour chaque réseau lamellaire, les matrices contenant les valeurs propres de la structure sont carrées de taille *2M+1*. Le nombre de réseaux lamellaires que l'on prendra pour représenter la structure, ainsi que le nombre d'ordres de diffraction *m* que l'on imposera au calcul vont directement faire augmenter la taille mémoire et par la même occasion le temps de calcul.

Ainsi, on peut répertorier deux facteurs qui limitent la précision de calcul qui sont essentiellement dus à des problèmes numériques d'échantillonnage (échantillonnage de la structure et du nombre total *M* de modes). Pour obtenir de la précision sur le calcul électromagnétique, il est nécessaire de prendre un nombre de tranches suffisant et homogène afin d'avoir une représentation la plus fidèle qui soit de la géométrie du défaut. L'autre critère de précision concerne le choix de l'ordre de troncature *M*, qui va influer directement sur le calcul de la structure diffractante. Afin d'évaluer l'importance de ces paramètres, il faut définir un critère de convergence de la méthode de calcul. Ce critère de convergence a pour but de déterminer le nombre de couches nécessaires, ainsi que le nombre d'ordres *M*, qui permettent d'obtenir des simulations sans artefact de calcul.

3.3.1 Définition de l'efficacité de diffraction

Afin d'évaluer la méthode de calcul, nous avons choisi de réaliser des tests de convergence sur un calcul d'efficacité de diffraction. L'efficacité de diffraction exprime la manière dont l'énergie du champ incident est distribuée sur les ordres diffractés. Elle est déterminée en calculant le rapport entre l'intensité du champ incident et l'intensité diffractée. Elle représente le module du champ électrique réfléchi par rapport aux ordres de diffraction *i*. On normalise par rapport à la constante de propagation de l'ordre spéculaire (i = 0) : $k_0.z$ comme on peut le voir dans l'équation (3.5).

$$DE_i = \Re\mathrm{e}\left[\frac{k_i \times \hat{z}}{k_0 \times \hat{z}}\right] \times R_i . R_i^* \qquad (3.5)$$

L'efficacité de diffraction va dépendre de différents paramètres : la polarisation incidente, l'angle d'incidence et les angles de diffraction, des indices des matériaux et de la période du réseau. Pour un réseau sans perte (k = 0), la loi de conservation de l'énergie implique que la somme des efficacités de diffraction de tous les ordres transmis et réfléchis est égale à un.

3.3.2 Découpage en réseau lamellaire (échantillonnage)

Afin de lever toute ambiguïté, nous attirons l'attention ici sur la distinction entre les couches [Mo/Si] déposées lors de la réalisation du multicouche et le découpage en tranches que l'on réalise pour le besoin des simulations (échantillonnage de la structure). On peut voir

un exemple sur la Figure 3.10.a, où chaque couche de molybdène (Mo) et de silicium (Si) est découpée selon deux tranches. En observant la Figure 3.10.b pour le cas d'une déformation gaussienne avec une structure discrétisée beaucoup plus finement (6 tanches par couche de Mo et 8 tranches par couche de Si), on constate aisément que le nombre de tranches utilisées par couches de [Mo/Si] va déterminer la précision d'échantillonnage de la structure.

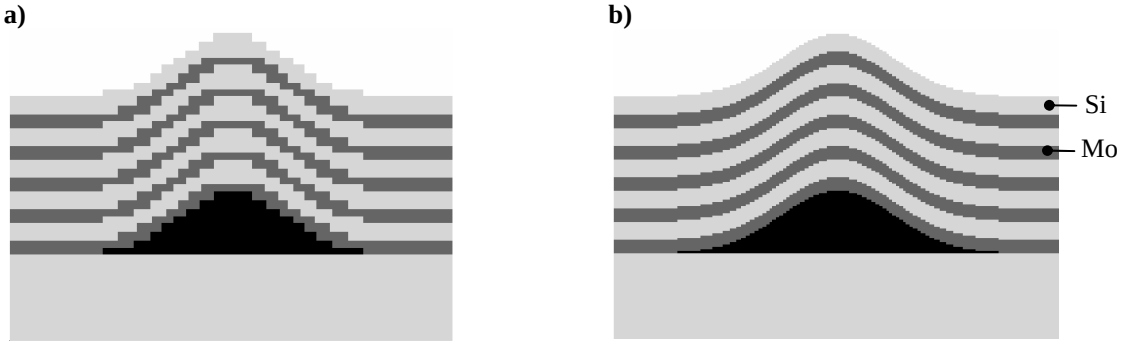


Figure 3.10 – Influence de l'échantillonnage de la géométrie du défaut (ici une structure avec une déformation gaussienne) ; **a)** Représentation d'un découpage avec 2 tranches par couche de [Mo/Si] ; **b)** Découpage correct de la structure avec 6 tranches par couche de Mo et 8 tranches par couche de Si

Dans le premier cas l'échantillonnage de la structure n'est pas suffisant et la géométrie de défaut est plus proche d'une forme triangulaire que d'une déformation gaussienne. Le deuxième cas qui présente un échantillonnage avec un plus grand nombre de tranches permet d'avoir une géométrie plus proche d'une véritable structure gaussienne.

Il est nécessaire de déterminer un nombre de tranches minimal afin d'obtenir une géométrie de défauts la plus fidèle qui soit, mais également que ses tranches soit homogènes entres elles afin de ne pas induire des erreurs de simulation liées à des artéfacts de modélisation de géométrie.

3.3.2.1 Influence du nombre de tranches sur la convergence

Pour mettre en évidence l'influence du nombre de tranches sur la précision des résultats de simulation, nous avons réalisé une étude en suivant l'évolution de l'efficacité de diffraction de l'ordre spéculaire en fonction de l'épaisseur des tranches qui servent à échantillonner la structure. Pour le calcul nous avons choisi un défaut gaussien de 30 nm de hauteur et 60 nm de largeur à mi hauteur parfaitement répliqué tout au long des 40 paires de [Mo/Si] avec des épaisseurs de Mo de 3 nm et de 4 nm de Si. Nous avons fixé l'ordre de troncature M à 25 pour une longueur d'onde de 13,5 nm en incidence normale (cf. Figure 3.11). A noter que nous avons volontairement appliqué un pas non constant sur l'axe x afin de faciliter la lecture de cette figure (le pas est proportionnel à $1/n$ avec n le nombre de tranches par couche).

En observant la Figure 3.11 on s'aperçoit que l'efficacité de diffraction sur l'ordre spéculaire converge vers une valeur limite (~ 0,55) lorsque l'épaisseur des tranches augmente. Dans cet exemple, on voit qu'il est nécessaire d'avoir des épaisseurs de tranches au moins égales à 0,5 nm afin d'obtenir une bonne convergence des résultats. Il faut également préciser que cet échantillonage est très lié à la pente des structures. Plus la pente est douce (comme dans notre exemple), plus le pas d'échantillonnage en z doit être fin.

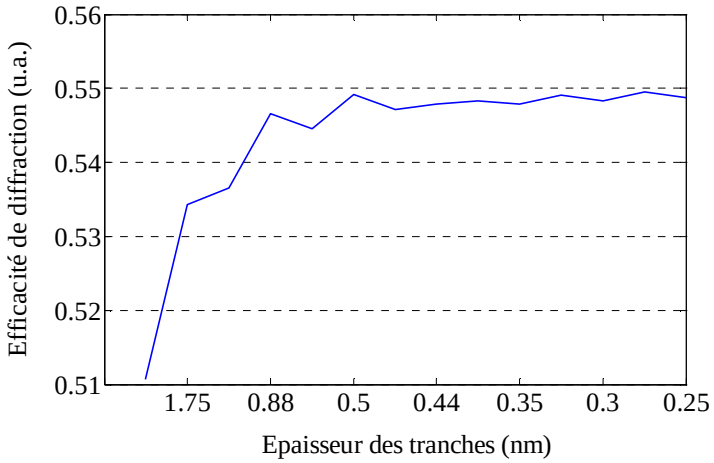


Figure 3.11 – Efficacité de diffraction en fonction du nombre de tranches pris pour discrétiser la structure géométrique d'un défaut

Lors de notre étude nous avons également constaté que les tranches qui servent à découper chaque couche de Mo et de Si doivent avoir la même épaisseur. Il apparaît des erreurs de calcul lorsque il y a un écart entre l'épaisseur des tranches des couches de Mo et celles des couches de Si. Le modèle ainsi créé, génère des « oscillations » au niveau de la géométrie du défaut dans le multicouche comme on peut le voir sur la Figure 3.12. La structure simulée n'est pas celle attendue, et conduit à des résultats imprécis. Cette mauvaise modélisation de la structure géométrique de l'empilement multicouche peut entrainer des erreurs sur le calcul du champ proche inférieures à 1%.

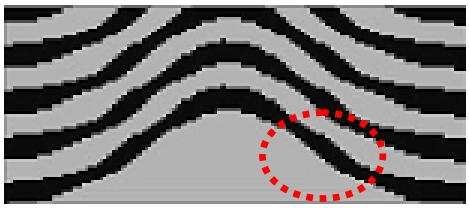


Figure 3.12 - Modélisation d'un défaut gaussien avec une inhomogénéité d'échantillonnage des tranches. Ceci provoque des « oscillations » au niveau de la géométrie du défaut

Pour éviter ce problème lié à l'échantillonnage, nous imposons que les tranches qui servent à découper les couches de Mo et Si aient au moins une épaisseur égale à 0,5 nm, ce qui correspond à 6 tranches par couche de Mo et 8 tranches par couche de Si (pour le cas où les épaisseurs de Mo et Si sont respectivement égales à 3 et 4 nm). Plus généralement le nombre de tranches dans chaque couche devra être dans le rapport $\gamma/(1-\gamma)$.

3.3.3 Ordre de troncature *M*

L'ordre de troncature *M* représente le nombre d'ordres pris dans la décomposition en série de Fourier. Dans l'idéal, il faut un nombre d'ordre *M* infini afin de décomposer une structure périodique en série de Fourier de manière idéale. Il est évident qu'en pratique, ce nombre sera fini. La taille des matrices à manipuler est liée à l'ordre de troncature (la taille des matrices de valeurs propres et vecteurs propres est égale à $(2M+1)^2$). Afin de déterminer l'ordre de troncature *M* qui permet d'obtenir une bonne convergence des résultats, il est nécessaire d'étudier l'évolution de l'efficacité de diffraction en fonction de *M*.

3.3.3.1 Test de convergence en fonction de M

Sur la Figure 3.13, on peut voir le calcul de l'efficacité de diffraction sur l'ordre spéculaire (m = 0), dans le cas d'un multicouche de 40 paires de [Mo/Si] perturbé par un défaut gaussien de 30 nm de hauteur et de 60 nm de largeur à mi hauteur. Le rayonnement EUV incident arrive à la normale du multicouche avec une longueur d'onde λ=13,5 nm. Nous avons également représenté l'efficacité de diffraction en fonction de deux périodes d différentes : 1000 nm et 1500 nm. L'ordre de troncature M quant à lui varie de 1 à 55.

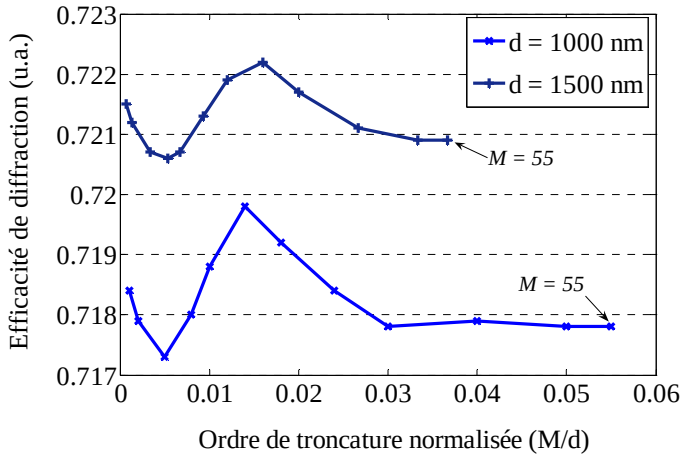


Figure 3.13 - Efficacité de diffraction sur l'ordre spéculaire (m = 0) en fonction du nombre d'ordres de calcul pour différentes périodisations de la structure à simuler

Comme on peut s'en apercevoir sur la Figure 3.13, l'efficacité de diffraction converge vers une valeur limite lorsque le rapport M/d augmente. Le coefficient de troncature M va jouer le rôle d'un filtre numérique. Plus cette valeur M sera importante et plus l'on prendra en compte un grand nombre d'ordre diffracté. Ainsi, on constate que l'ordre de troncature M qui conduit à une convergence correcte est directement corrélé à la période d de la structure à simuler. Afin d'obtenir un critère de convergence équivalent, il est nécessaire d'augmenter la valeur de M lorsque d augmente.

Pour illustrer ce fait on peut voir sur la Figure 3.13 que les résultats de simulation ont parfaitement convergé pour un ordre de troncature normalisé de l'ordre de 0,035 ce qui correspond à un coefficient M égal à 35 pour une période de 1000 nm et M est égal à 50 pour une période de 1500 nm.

L'ordre de troncature M limite fortement la précision des résultats de simulation. La taille mémoire de calcul augmente avec l'ordre de troncature et le temps de calcul est également fortement affecté.

3.3.3.2 Temps de calcul

Sur la Figure 3.14 nous avons tracé le temps de calcul moyen du champ proche en fonction du coefficient M. Le calcul est réalisé sur une structure gaussienne identique à celle du paragraphe précédent avec un découpage de huit tranches pour les couches de Si et six tranches pour les couches de Si. Ce calcul a été réalisé sur un processeur de 750 MHz de fréquence d'horloge.

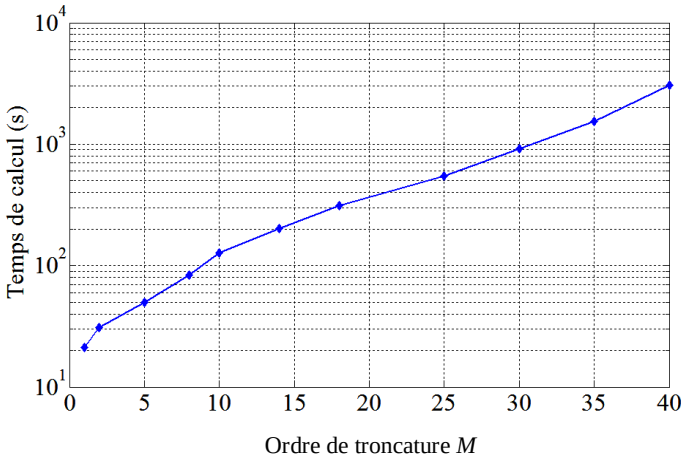


Figure 3.14 – Temps de calcul en fonction du nombre d'ordres de troncature *M* pris pour le calcul électromagnétique rigoureux (résultats obtenus pour un processeur de 750 MHz)

On s'aperçoit que le temps de calcul suit une loi logarithmique en fonction du coefficient de troncature *M*. Le temps de calcul varie d'une décade pour un ordre de troncature qui passe de 1 à 20. Le temps de calcul évolue de manière exponentielle comme indiqué dans l'équation (3.6).

$$T(s) = C \times \exp(a.M) \tag{3.6}$$

Dans l'exemple particulier de la Figure 3.14, les coefficients C et a sont respectivement égaux à 32 et 0,11. Une solution pour améliorer ce temps de calcul est d'augmenter la vitesse du processeur.

3.4 Phénomènes d'impression des défauts

Comme nous avons pu le voir au cours de ce chapitre, une idée récurrente dans la littérature sur ce sujet veut qu'un défaut totalement lissé en surface n'ait aucun impact sur l'image lithographique. C'est donc de cette hypothèse de défaut lissé en surface que nous allons partir pour illustrer les phénomènes d'impression des défauts dans les masques EUV. Sur la Figure 3.15, nous avons schématisé deux modèles géométriques, l'un ne présente aucune perturbation en surface (cf. Figure 3.15.a), et le second présente une déformation de 10 nm engendrée par la présence du défaut (cf. Figure 3.15.b). Ces défauts simulés avec la méthode MMFE avec une polarisation TE sont basés sur un modèle géométrique trapèze (voir le détail de ce modèle dans l'annexe C).

Sur la Figure 3.15.a, bien que la surface soit plane, on constate que la perturbation au sein du multicouche est suffisante pour créer une chute d'intensité importante au niveau de l'image aérienne. En considérant par exemple un seuil d'impression pour une intensité de 0,25, le défaut est susceptible de s'imprimer. Dans le cas de la Figure 3.15.b, bien que l'on ait une déformation non négligeable à la surface, la perturbation au niveau de l'image aérienne est faible et n'est pas suffisante pour franchir le seuil d'impression. Ces défauts n'ont que peu de vraisemblance au niveau physique, néanmois on s'aperçoit que les mécanismes qui font qu'un défaut s'imprime ou non ne se limite pas à la simple topographie de surface du multicouche.

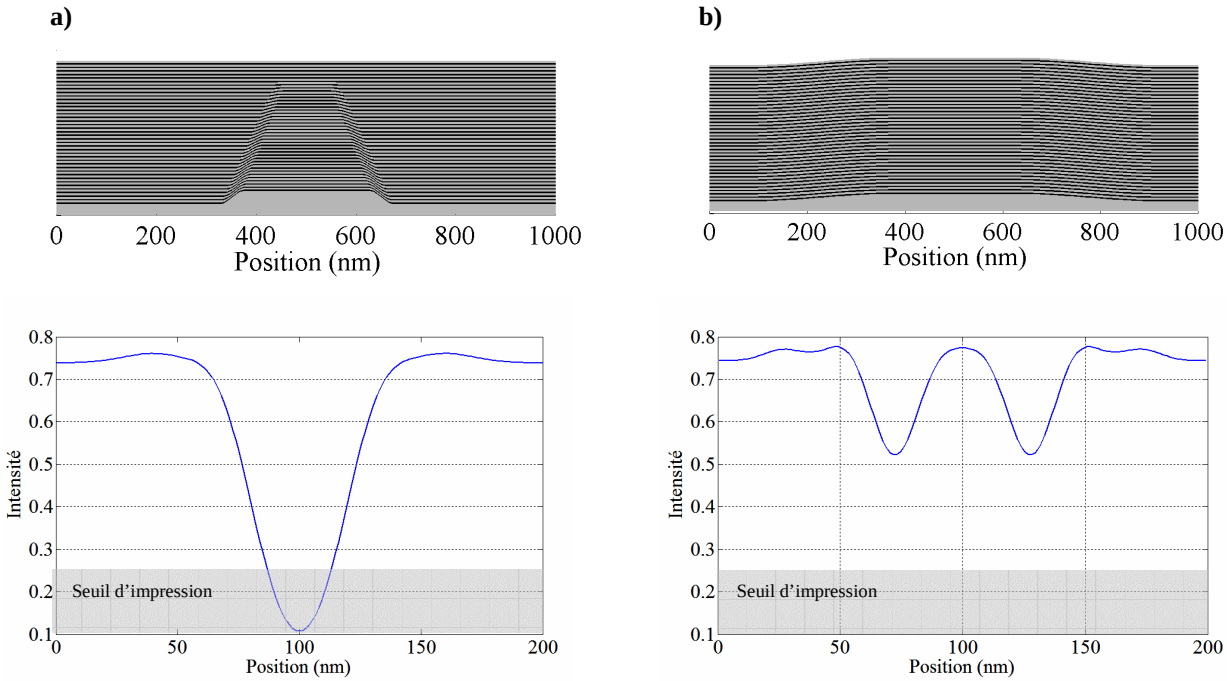


Figure 3.15 – Effet du lissage des défauts dans les masques EUV sur l'image aérienne; **a)** Masque EUV perturbé ne présentant aucune déformation à la surface du multicouche ; **b)** Masque EUV présentant une perturbation de 10 nm à la surface du multicouche

Pour illustrer les différents phénomènes d'impression des défauts dans les masques EUV, nous avons déterminé l'image aérienne de différents types de défaut en nous basant sur la méthodologie décrite sur la Figure 3.3. Nous montrerons que ces phénomènes sont liés soit à des effets de diffraction engendrés par les perturbations au bord des défauts, soit à des phénomènes de contraction de période du multicouche qui ont pour effet de désaccorder le miroir de Bragg de l'empilement [Mo/Si].

3.4.1 Perturbation aux bords des défauts (« Effet de bord »)

On appelle « effet de bord », l'influence sur l'image aérienne qu'aura la perturbation engendrée au sein d'un multicouche par les bords d'un défaut enterré. On supposera donc qu'un défaut de hauteur *h* va perturber l'empilement multicouche, et que cette perturbation est étendue sur une largeur Δx comme schématisée sur la Figure 3.16.

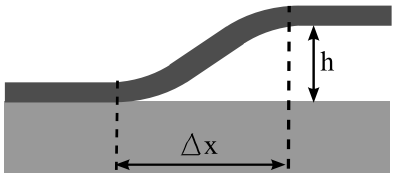
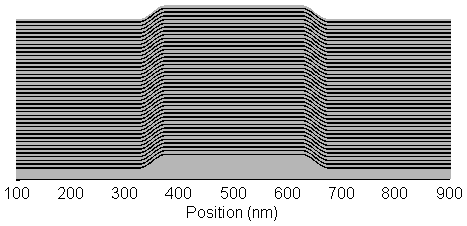


Figure 3.16 – « Effet de bord », un bord de défaut va perturber l'empilement multicouche sur une hauteur *h* et pour une étendue latérale égale à Δx

Afin de mettre en évidence l'effet de bord, nous avons simulé un défaut basé sur un modèle géométrique trapèze dans le cas d'une polarisation TE. La hauteur initiale *h* du défaut est de 25 nm, pour une largeur de 250 nm, et le bord de défaut présente une étendue Δx de 50 nm. Le multicouche est composé d'un empilement successif de 40 paires de [Mo/Si], avec une période d_{ML} de 6,9 nm et un rapport γ de 0,4. Le multicouche est parfaitement répliqué sur l'ensemble des quarante paires, ce qui indique que l'empilement au-dessus du défaut se

comporte comme un miroir idéal. Dans ce cas, le multicouche ne sera perturbé que par les bords du défaut (cf. Figure 3.17.a).

a)



b)

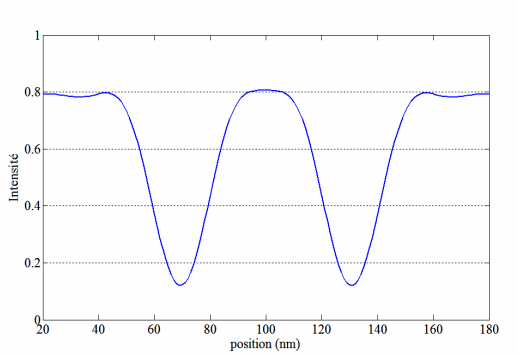


Figure 3.17 – Influence de la perturbation engendrée par le bord d'un défaut; **a)** Modèle géométrique trapèze utilisé ; **b)** Image aérienne engendrée par ce défaut

La simulation MMFE est réalisée pour une période de 1000 nm au niveau du multicouche, et un ordre de troncature *M* de 30. On considère une incidence normale ($\theta = 0°$) sur le masque. Pour le calcul de l'image aérienne, on prend une ouverture numérique *NA* de 0,3, une illumination annulaire avec une cohérence partielle σ égale à [0,3 0,7], et un grandissement de 5x.

On peut voir l'image aérienne simulée pour ce type de structure sur la Figure 3.17.b. L'intensité chute uniquement au niveau des perturbations engendrées par les bords des défauts. Dans cet exemple, pour une étendue de bord Δx de 50 nm, on trouve une chute d'intensité avec une intensité minimale de l'ordre de 0,1 pour chaque bord du défaut.

Au niveau de ces bords, il y a deux phénomènes qui sont liés et qui peuvent provoquer une chute d'intensité de l'image aérienne. Cela peut être lié à un phénomène directionnel engendré par la pente $h/\Delta x$ ou un effet de marche de phase dépendant de la hauteur *h* du défaut.

3.4.1.1 Effet de la pente

Comme nous avons pu le voir dans la Figure 3.16, nous faisons l'hypothèse qu'un défaut enterré perturbe les couches de l'empilement [Mo/Si] sur une hauteur *h* et une étendue latérale Δx. On s'intéresse ici à l'effet que va avoir la pente $h/\Delta x$ sur l'image aérienne.

Afin de s'affranchir des effets de phase liés à la hauteur, on fixe *h* à 25 nm. L'étendue Δx quant à elle varie entre 100 nm et 500 nm. On notera que dans tous les cas $\Delta x >> \lambda$, ces valeurs sont suffisament grandes pour éviter des effets du type décalage de phase. Pour le calcul du champ proche électromagnétique au niveau du masque on considère un ordre de troncature *M* égal à 50. Cette valeur nous permet d'avoir une convergence correcte pour une périodisation de la structure de 1500 nm. Sur la Figure 3.18 on peut voir l'évolution de l'intensité minimale du champ proche en fonction de la pente $h/\Delta x$.

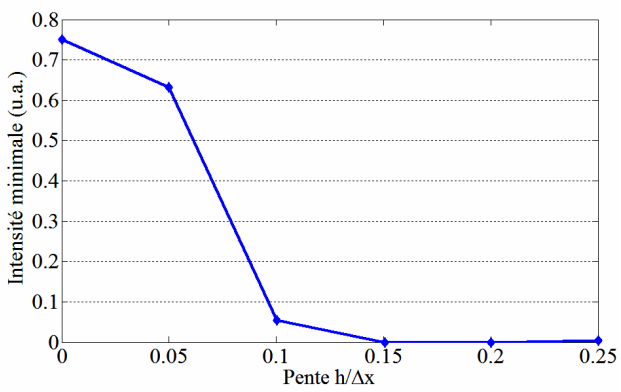


Figure 3.18 – Intensité minimale du champ proche en fonction de la pente au bord des défauts. La hauteur du défaut est fixe et égale à 25 nm, alors que l'étendue de bord Δx varie entre 100 et 500 nm

A noter que la valeur de l'intensité minimale pour une pente $h/\Delta x$ égale à 0 correspond au cas d'un multicouche sans défaut. Au regard de cette figure, l'intensité minimale décroît lorsque la pente $h/\Delta x$ au bord du défaut augmente. La chute d'intensité au niveau du champ proche engendré par le bord du défaut atteint son maximum pour une pente $h/\Delta x$ égale à 0,15 (intensité minimale égale à 0). Cette pente correspond à une transition très douce au niveau du bord du défaut. En effet une pente de 0,15 correspond à un angle de l'ordre de 8° par rapport à la surface du multicouche. Cela met en évidence la grande sensibilité qu'a la lithographie EUV à « voir » des défauts avec de très faibles variations de topographie de surface. Si l'on fixe le seuil d'impression dans la résine à une intensité égale à 0,25, on voit que ce seuil est franchi pour des pentes $h/\Delta x > 0{,}08$, ce qui correspond à des angles supérieurs à ~ 5°, donc des défauts avec des transitions de bord très douces.

On s'aperçoit que la variation d'angle au niveau du bord du défaut modifie localement l'intensité réfléchie par le masque EUV. On peut penser que cet effet est lié à un non respect de la condition de réflexion des miroirs de Bragg (cf. équation (2.1)). En effet, la période d'un miroir interférentiel de Bragg est étalonnée pour une longueur d'onde donnée et un angle incident bien précis. Afin de voir si il y a corrélation entre les effets de bord et les conditions de Bragg, nous avons simulé l'intensité réfléchie par un multicouche [Mo/Si] sans défaut en faisant varier l'angle d'incidence de 0 à 14° (d_{ML} = 6,9 nm ; γ = 0,4 ; λ = 13,5 nm ; 40 paires [Mo/Si]). On peut voir le résultat de cette comparaison sur la Figure 3.19. Dans le cas de la courbe retracant les effets de bords, l'angle d'incidence moyen représente l'angle de la pente au bord du défaut.

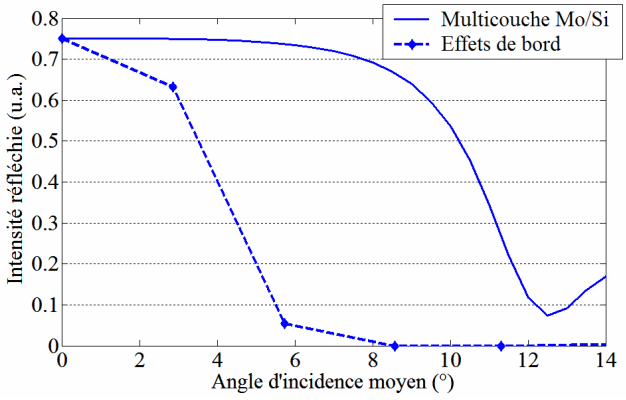


Figure 3.19 – Intensité réfléchie en fonction de l'angle d'incidence moyen dans le cas d'un multicouche Mo/Si sans défaut et dans le cas de la variation de la pente au bord d'un défaut

Comme on peut le voir sur cette figure, la chute d'intensité engendrée par la pente au bord d'un défaut n'est pas liée au non respect de la condition de Bragg. En effet, on constate qu'un

multicouche de 40 paires de [Mo/Si] a une intensité réfléchie qui passe en dessous du seuil de 0,25 pour des angles d'incidence moyen supérieur à ~ 11°, alors que cette condition est remplie pour des angles de l'ordre de 5° pour les effets de bord.

Cette évolution de l'intensité minimale du champ proche en fonction de la pente peut s'expliquer par un effet directionnel. Lorsque la pente $h/\Delta x$ augmente, le rayonnement réfléchi va être diffracté dans une autre direction que la direction spéculaire (m = 0), entraînant par la même occasion une redistribution de l'énergie lumineuse.

3.4.1.2 Effet de la hauteur

A présent nous nous intéressons aux effets de la hauteur des défauts sur les mécanismes d'impression. Afin de nous affranchir des effets de la pente explicités au paragraphe précédent, nous considérons un défaut enterré générant une perturbation de l'empilement avec une transition abrupte comme indiqué dans la Figure 3.20. La référence de phase est fixée à la surface du multicouche non perturbé. Bien que cette représentation n'ait pas de réel sens physique, elle permet de bien appréhender l'influence de la hauteur sur l'impression des défauts.

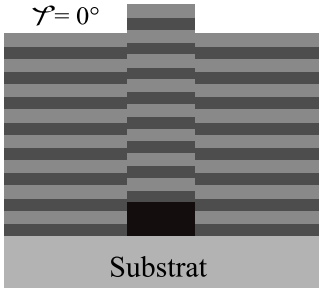


Figure 3.20 – Représentation schématique d'un défaut enterré présentant des transitions abruptes dans la perturbation au sein de l'empilement

Nous avons réalisé une simulation MMFE sur ce type de structure en considérant une variation de la hauteur entre 0 et 14 nm. La période d du masque selon x est de 1000 nm et nous avons fixé l'ordre de troncature M à 30. Le multicouche, l'angle d'incidence et les paramètres d'illumination sont les mêmes que lors du paragraphe précédent (d_{ML} = 6,9 nm ; γ = 0,4 ; λ = 13,5 nm ; θ = 0° ; 40 paires [Mo/Si] ; NA = 0,3 ; σ = [0,3 0,7]).

Sur la Figure 3.21 nous avons représenté l'évolution de l'intensité minimale du champ proche et de l'image aérienne ainsi que la phase induite par la variation de la hauteur du défaut. Sur la Figure 3.21.a on peut voir que l'évolution de l'intensité minimale du champ proche reste quasiment constante et correspond à une intensité moyenne de 0,6. Cet effet est engendré par le fait que la transition du défaut est abrupte et ainsi la réflectivité du multicouche est la même en tout point du multicouche. En théorie, l'intensité du champ proche est constante sur tout le multicouche et seule la phase est modifiée par la variation de la hauteur du défaut. Les oscillations observées sur l'intensité de champ proche (Figure 3.21.a) peuvent être assimilées à des artefacts de simulations MMFE.

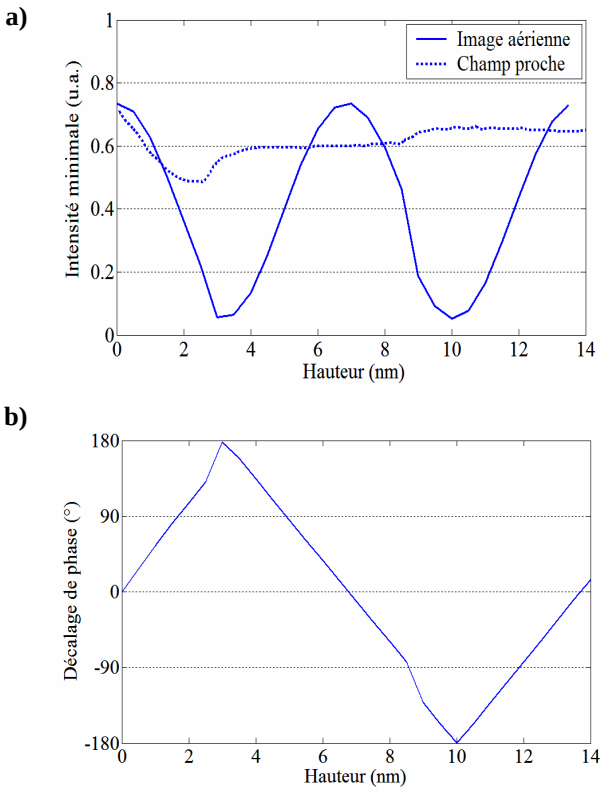


Figure 3.21 – **a)** Intensité minimale au niveau de l'image aérienne et du champ proche en fonction de la hauteur du défaut ; **b)** Représentation de la phase du champ proche au niveau du masque

A présent, lorsque l'on observe l'intensité minimale de l'image aérienne, on s'aperçoit que celle-ci ne suit pas la même évolution que l'intensité au niveau du champ proche. En effet, on observe des oscillations de l'intensité minimale de l'image aérienne lorsque la hauteur du défaut augmente. Ces oscillations sont corrélées à la variation de la phase induite par le changement de hauteur du défaut. Ainsi, lorsque la hauteur varie de 0 à 14 nm, la marche de phase induite varie entre -180° et 180° (cf. Figure 3.21.b). La longueur d'onde d'exposition λ étant égale à 13,5 nm, on obtient rapidement des changements de phase de 180° pour des marches de quelques nanomètres de hauteur. Lorsque la marche de phase induite correspond à 180° nous obtenons un phénomène d'interférences destructives et l'intensité au niveau de l'image aérienne chute au niveau de la transition de phase.

Ce phénomène de chute d'intensité survient pour des hauteurs de défaut multiple de $(2n+1).\lambda/4$, avec n un nombre entier. On obtient donc un premier minimum pour une hauteur de 3,375 nm ($\lambda/4$) et un second minimum d'intensité pour une hauteur de 10,125 nm ($3.\lambda/4$), ce qui correspond à un déphasage de 180°.

Un défaut enterré au sein d'un masque EUV va se comporter comme un élément déphaseur. Il est à noter que l'on peut utiliser cet effet de décalage de phase afin de créer des masques à décalage de phase pour la lithographie EUV.

3.4.2 Perturbation de la période du multicouche

L'autre phénomène important dans l'impression des défauts provient de l'effet de perturbation de la période du multicouche en raison de la présence d'un défaut. En effet, il est possible que lors du procédé de dépôt on puisse observer un effet de lissage du défaut qui peut être lié à une modification de la période du multicouche au dessus du défaut. Ainsi, la

condition de Bragg au dessus du défaut n'est plus respectée, ce qui a pour conséquence de dégrader la réflectivité du miroir.

Sur la Figure 3.22 nous avons représenté l'évolution de la réflectivité d'un multicouche plan avec quarante paires de [Mo/Si] dans le cas d'un faisceau incident normal à la surface avec une longueur d'onde de 13,5 nm. Les conditions de Bragg pour ce miroir sont respectées pour une période du multicouche de 6,9 nm et un rapport γ égal à 0,4.

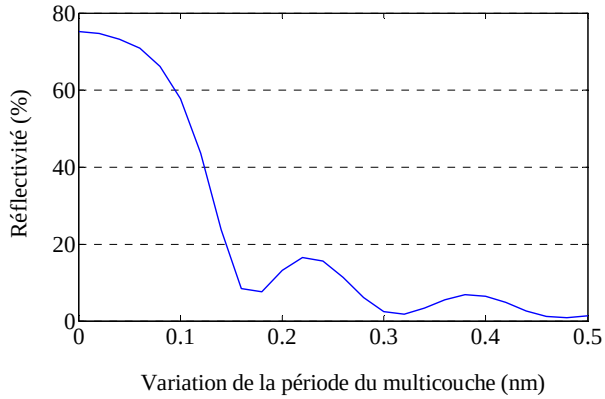


Figure 3.22 – Evolution de la réflectivité en fonction de la variation de la période du multicouche

Sur cette figure on voit que lorsque la période du multicouche qui respecte les conditions de Bragg se trouve modifiée, il y a une chute rapide de la réflectivité. Lorsque la période du multicouche varie de 0,3 nm on voit que la réflectivité du miroir chute à moins de 5% et devient nulle pour une variation de 0,5 nm. Ainsi la modification de la période du multicouche engendrée par la perturbation d'un défaut au sein du multicouche entraîne une chute rapide de la réflectivité.

3.4.2.1 Contraction et lissage

Dans un cas réel, la pertubation de la période ne survient pas toujours à la même position dans le multicouche. On considère ainsi que le multicouche au dessus du défaut peut être scindé en deux zones. Une première zone de perturbation de la période liée à un lissage du défaut sur les premières couches de l'empilement. Une deuxième zone sur la partie supérieure de l'empilement où la période [Mo/Si] respecte les conditions de Bragg (cf. Figure 3.23).

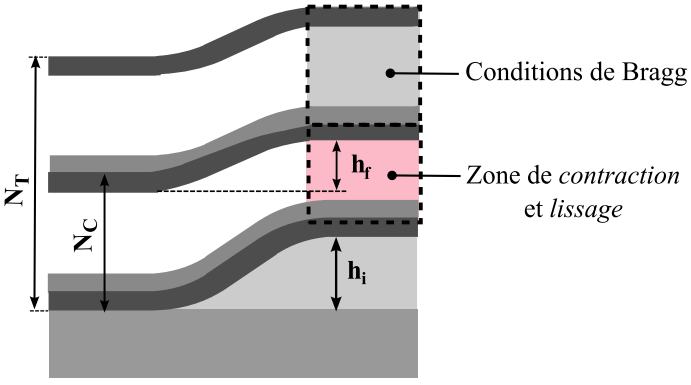


Figure 3.23 – Représentation schématique de la perturbation de la période du multicouche en présence d'un défaut. On définit deux zones au dessus du défaut, une zone de contraction et de lissage et une zone qui remplit les conditions de Bragg

On définit le *lissage* du défaut et la *contraction* du multicouche comme définit dans les équations (3.7) et (3.8). Le paramètre de *lissage* va définir de combien est perturbée la période du multicouche et le paramètre de *contraction* indique le nombre de paires sur lesquelles cette perturbation à lieu.

$$Lissage(\%) = \left(1 - \frac{h_f}{h_i}\right) \times 100 \tag{3.7}$$

$$Contraction(\%) = \frac{N_C}{N_T} \times 100 \tag{3.8}$$

Bien que les effets de contraction et lissage soient liés, nous avons fais le choix de les dissocier afin de mettre en évidence ce phénomène. On définit h_i comme étant la hauteur initiale du défaut et h_f la hauteur final après lissage, N_T représente le nombre total de paires dans le multicouche et N_C indique le nombre de paires sur lesquelles il y a perturbation de la période du multicouche. Ainsi, un *lissage* de 100 % et une *contraction* de 50 % indique que le défaut est totalement lissé à la surface du multicouche, et que ce lissage est complet au bout d'une contraction sur les 20 premières paires (dans le cas d'un multicouche de 40 paires de [Mo/Si]). A noter un cas particulier, lorsque le lissage est de 100 % et la contraction de 0 %. Cette condition correspondrait à un lissage total du défaut avant dépôt du multicouche. Dans cette configuration on considère alors le multicouche comme idéal.

Afin d'évaluer l'impact de la perturbation de la période du multicouche sur l'image aérienne, nous avons également simulé la même structure que dans les paragraphes précédents (d_{ML} = 6,9 nm ; γ = 0,4 ; λ = 13,5 nm ; θ = 0° ; 40 paires [Mo/Si] ; h_i = 25 nm ; Δx = 50 nm ; CD = 250 nm) en considérant un lissage de 80% (hauteur finale h_f = 5 nm) et une contraction de 75% (contraction au bout de la 30^e paire). Sur la Figure 3.24.a, on peut voir la géométrie utilisée pour cette simulation, et sur la Figure 3.24.b nous avons représenté l'image aérienne correspondante en utilisant une ouverture numérique NA égale à 0,3, et une illumination annulaire avec un facteur de cohérence partielle σ égal à [0,3 0,7].

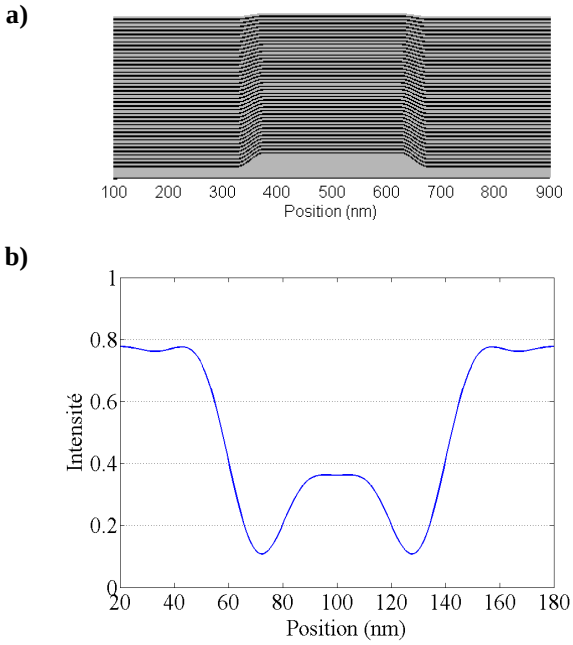


Figure 3.24 – Influence de la perturbation de la période du multicouche sur le critère d'impression ; **a)** Multicouche de 40 paires de [Mo/Si] (lissage = 80 % et contraction = 75 %) ; **b)** Image aérienne correspondante

Si l'on compare les images aériennes entre la Figure 3.23.b et la Figure 3.24.b, on s'aperçoit que la chute d'intensité n'est plus uniquement due à des effets de bord, mais également en raison de l'effet de perturbation de la période au-dessus du défaut. Ceci a pour effet de faire diminuer l'intensité réfléchie par le multicouche au-dessus du défaut car le

nombre de paires respectant les conditions de Bragg est limité (dans notre exemple, le nombre de paires respectant ces conditions est égal à 10 paires de [Mo/Si]).

3.4.2.2 *Influence de la contraction et du lissage*

La contraction de la période d_{ML} sur les premières paires du multicouche se ramène à un cas simple où la réflexion de Bragg ne se produit plus que pour un nombre limité de paires [Mo/Si]. Lors de la réalisation de l'empilement [Mo/Si], on peut considérer aussi bien un effet de lissage du défaut que de contraction du multicouche. Sur la Figure 3.25 nous avons représenté l'intensité minimale de l'image aérienne en fonction des paramètres de contraction et de lissage du défaut. Dans notre exemple le défaut natif a une hauteur de 25 nm, une largeur de 100 nm et une étendue de bord Δx de 50 nm. Le multicouche a une période d_{ML} de 6,9 nm pour un rapport γ de 0,4. On considère une longueur d'onde de 13,5 nm incidente à 0°. L'ordre de troncature M de la simulation est égale à 30, et l'on considère une illumination annulaire σ = [0,5 0,8] et un grandissement de 5x.

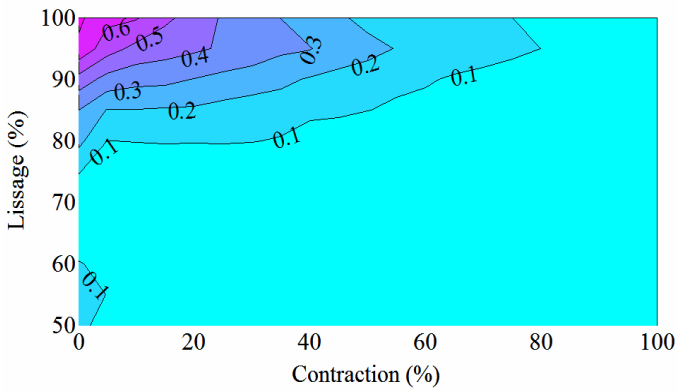


Figure 3.25 – Intensité minimale de l'image aérienne en fonction de l'effet de contraction et de lissage

Sur cette figure, Le critère de lissage permet de déterminer de combien la hauteur du défaut natif va être atténuée. Le paramètre de contraction permet de déterminer sur quelle épaisseur du multicouche ce lissage a lieu. A partir de la Figure 3.25 on peut voir que le critère de lissage est un point très important afin d'atténuer l'influence du défaut. Si l'on considère que le seuil d'impression dans la résine correspond à une intensité de 0,25, on peut évaluer à partir de ce graphique les conditions de contraction et de lissage qui permettent de remplir ce critère. Dans cet exemple, on constate que cette condition est remplie lorsque la hauteur du défaut est lissée de plus de 90 % sur une épaisseur de contraction du multicouche de 40%.

Ainsi on constate que pour atténuer un défaut enterré au sein d'un multicouche il est intéressant de mettre au point des techniques de dépôt qui permettent de lisser le défaut de manière rapide.

3.5 Conclusion

La problématique des défauts dans les masques EUV est un des points bloquants pour le devenir de la lithographie EUV. En effet, un défaut présent lors de l'étape de réalisation du multicouche [Mo/Si] va perturber localement l'empilement, et s'imprimer dans la résine, ce qui n'est pas souhaitable. Les outils de simulation électromagnétique sont un bon moyen pour appréhender les phénomènes d'impression des défauts. Il existe deux catégories d'outils de simulation, les méthodes approchées (SSA, théorie de Fresnel – Kirchoff) et les méthodes

rigoureuses (FDTD, MMFE). Cependant, dans la plupart des cas, la compréhension des phénomènes d'impression des défauts est limitée par ce que le code électromagnétique est capable de traiter. Ce « filtrage » de ce qu'est réellement un défaut conduit à des conclusions qui se restreignent parfois à des cas très particuliers. Afin de bien comprendre les différents mécanismes d'impression des défauts, il est important de pouvoir simuler une déformation au sein d'un empilement [Mo/Si] qui se rapproche le plus possible d'un cas réel. Une technique particulièrement bien adaptée dans la gamme de rayonnement de l'EUV est la méthode MMFE. Elle nous a permis de réaliser des modèles géométriques proches de la réalité pour simuler ces déformations au sein d'un multicouche.

Nous avons mis en évidence les différents phénomènes qui entrent en jeu lors de l'impression des défauts dans les masques EUV. Les effets de déformation du multicouche induits par les bords des défauts vont avoir pour effet de faire chuter l'intensité au niveau de l'image aérienne. Dans un premier temps, les effets de pente jouent un rôle directionnel en faisant diffuser la lumière. Si l'on fixe un seuil d'impression des défauts à $I = 0{,}25$, on constate que pour une hauteur fixe, ce seuil est franchi pour des valeurs de pente $h/\Delta x$ supérieures à 0,08. Le deuxième effet provient de la hauteur du défaut qui engendre une modification de la phase. Les variations rapides de la phase sont suffisantes pour entraîner une chute d'intensité au niveau de l'image aérienne. Ces effets de phase sont d'autant plus importants que le rayonnement de l'EUV ($\lambda = 13{,}5$ nm) est sensible à des topographies de quelques nm de hauteur. La chute d'intensité est maximale pour des hauteurs de défaut multiple de $(2n+1).\lambda/4$. Afin de mettre en évidence le dernier phénomène d'impression des défauts, nous avons introduit une notion de contraction et de lissage de l'empilement multicouche. On constate que ces deux effets sont liés et jouent un rôle primordial sur l'impression des défauts. Un défaut complétement lissé (ne présentant aucune topographie de surface) sur les premières paires de l'empilement [Mo/Si] n'aura aucun impact sur le procédé lithographique. Comme nous l'avons montré au cours de ce chapitre, un défaut réel ne peut pas être réduit à son seul effet sur la phase et l'amplitude du champ proche.

CHAPITRE 4

Réalisation de masques EUV à défauts programmés

Afin d'approfondir les mécanismes d'impression des défauts dans les masques EUV, il nous a fallu réaliser des échantillons de défauts programmés pour des études expérimentales. Pour cela nous avons développé des techniques spécifiques de fabrication, le but étant d'obtenir des tailles de quelques dizaines de nanomètres. Il est également important de pouvoir les positionner afin de faciliter leur identification lors des étapes de métrologie. Nous avons donc étudié différentes techniques de fabrication sur technologie silicium, comme la gravure (sèche et humide), la lithographie électronique sur résine minérale ou encore la croissance de nano-cristaux de silicium. Nous présenterons dans ce chapire les avantages et inconvénients de ces techniques pour la réalisation de défauts de petites dimensions.

Lors de cette thèse nous avons également eu la possibilté d'avoir accès à un outil d'exposition EUV pour réaliser l'exposition de défauts programmés dans les masques EUV. Nos techniques de réalisation de défauts étant développées sur une ligne de fabrication dédiée au silicium, nous avons fais le choix de réaliser ces défauts sur substrat silicium de 200 mm de diamètre puis de les reporter sur un support de masque en quartz afin de répondre aux normes SEMI imposées par l'outil d'expositon EUV utilisé. Les résultats d'exposition obtenus avec ce type de masque seront détaillés dans le chapitre 5.

Sommaire

4.1 Introduction 61

4.2 Techniques de réalisation de défauts 62

4.2.1 Techniques de gravure 62

4.2.1.1 Gravure humide 62

4.2.1.2 Gravure sèche 63

4.2.2 Lithographie électronique sur résine HSQ 65

4.2.3 Croissance de nano-cristaux de silicium 67

4.2.4 Comparaison des différentes méthodes 68

4.3 Réalisation d'un masque à défauts programmés 68

4.3.1 Introduction 68

4.3.2 Réalisation des défauts programmés 70

4.3.2.1 Définition des zones de défauts programmés 70

4.3.2.2 Réalisation des défauts 70

4.3.2.3 Caractérisation des défauts 71

4.3.3 Mise en forme du masque EUV 72

4.3.3.1 Découpage du substrat silicium 72

4.3.3.2 Report sur substrat quartz 73

4.3.3.3 Collage 74

4.3.3.4 Mesure de planéité 74

4.4 Conclusion 75

4.1 Introduction

En raison de la compléxité de fabrication, on ne trouve que peu de tentatives expérimentales de réalisation de défauts enterrés dans les masques EUV. La difficulté vient du fait qu'il est nécessaire d'allier à la fois des résolutions très agressives (tailles de défauts de l'ordre de la dizaine de nanomètres) avec une précision de placement qui permettent de les identifier et de la mesurer par des techniques de métrologie apropriées (MEB, AFM…).

Une des méthodes la plus couramment employée consiste à déposer à la tournette des billes d'or en suspension dans une solution (généralement un solvant) sur un substrat de silicium ou de quartz. Le substrat est ensuite recuit afin de faire évaporer la solution avant de réaliser l'empilement multicouche [79, 80]. Ces billes d'or ont des diamètres couvrant une gamme comprise entre 50 et 100 nm. L'intérêt particulier de cette technique vient du fait que l'on est capable de déposer sur un substrat des billes d'or avec une taille calibrée. Cependant ces billes sont disposées d'une manière aléatoire sur le substrat ce qui rend la métrologie de ce type de défaut difficile. Une seconde technique consiste à réaliser des tranchées dans de la résine par une technique de lithographie électronique, puis de réaliser un dépôt pleine plaque de nickel ou d'or par évaporation. La résine est ensuite retirée (technique de *lift off*), laissant une couche de matériau déposé uniquement au niveau des tranchées [81]. Cette technique permet d'avoir un bon contrôle sur le positionnement des défauts et sur les épaisseurs déposées (8 ~ 30 nm). Ces deux techniques ont essentiellement été utilisées pour caractériser l'impact d'un défaut sur la croissance des empilements multicouche.

Les premières tentatives expérimentales de réalisation de masque EUV permettant de quantifier l'impact des défauts remontent à 1995 [82]. Dans cette expérience, des défauts ont été réalisés par une technique de croissance localisée de Ge/Cr. Bien que les tailles réalisées soient loin des contraintes imposées par l'industrie de la microélectronique d'aujourd'hui, cette étude a permis d'évaluer l'impact que pouvait avoir un défaut sur des lignes d'absorbeurs. Plus récemment, des expérimentations ont été réalisées en utilisant des tailles de défauts beaucoup plus proches des spécifications actuelles [83]. Dans cette approche, les défauts ont été réalisés par une une technique de lithographie électronique sur une résine minérale HSQ (*Hydrogen Silses-Quioxane*) permettant ainsi d'obtenir des défauts natifs cubiques avec des largeurs de 50 nm, pour une hauteur de 50 nm et des profils abruptes.

Pour les besoins de cette thèse nous nous sommes intéressés à différentes approches pour la réalisation de défauts avec des dimensions de quelques dizaines de naomètres. Trois approches ont été étudiées : une technique lithographie - gravure (sèche et humide), une technique de lithographie électronique sur résine HSQ et une méthode de croissance de nano-cristaux de silicium. Les deux premières techniques sont largement utilisées dans l'industrie de la microélectronique alors que la croissance de nano cristaux est une technique issue des nanotechnologies.

4.2 Techniques de réalisation de défauts

4.2.1 Techniques de gravure

4.2.1.1 Gravure humide

Nous avons choisi d'étudier la gravure humide pour la réalisation de défauts programmés car cette technique permet d'avoir un très bon contrôle sur les épaisseurs gravées, inférieures au nanomètre. En fonction du matériau, on peut contrôler la cinétique de gravure en ajustant la dilution du bain de gravure. La réalisation de défauts natifs avec cette technique s'avère intéressante pour étudier les effets de marche de phase sur l'impression des défauts dans les masques EUV.

Notre choix s'est porté sur la gravure d'une couche de silice dans un bain d'acide fluorhydrique dilué (HF). L'ajustement de la profondeur se fait en jouant sur le temps de gravure, et a été réalisé sur des plaques de silice vierges. Des mesures ellipsométriques avant et après cette étape de gravure ont été réalisées afin de déterminer la cinétique et d'étalonner le temps. La méthode de gravure humide nous a permis de réaliser des échantillons avec des hauteurs couvrant une gamme allant de 3 nm jusqu'à 23 nm avec un très bon contrôle entre les hauteurs visées et celles réalisées. On peut voir sur le Tableau 4.1 le comparatif des résultats. Ces mesures ont été réalisées avant et après une étape de gavure pleine plaque.

Hauteur visée	Hauteur mesurée
3,3 nm	3,1 nm
6,6 nm	6,1 nm
9,8 nm	9,6 nm
13,1 nm	12,9 nm
16,4 nm	16,2 nm
19,7 nm	19,4 nm
23 nm	22,8 nm

Tableau 4.1 - Résultats des mesures ellipsométriques sur une pleine plaque de SiO_2 après gravure humide dans un bain de HF dilué

On constate que les hauteurs obtenues sont très proches des hauteurs visées, avec une erreur sur la hauteur gravée inférieure à 0,5 nm. Des mesures au microscope à force atomique ont également été réalisées sur les couches de SiO_2 et montrent que la rugosité après gravure est plus faible que celle avant gravure (rugosité avant gravure de 0,55 nm RMS contre 0,35 nm RMS après gravure).

Nous avons ensuite expérimenté cette gravure sur des réseaux denses avec des périodes de 700 nm, 1 µm, 2 µm et 3 µm (ligne égale espace) définies par lithographie optique à 248 nm. Sur la Figure 4.1 on peut voir une photo obtenue au microscope électronique à balayage d'une gravure humide de 23 nm sur un réseau de 700 nm de période (ligne = espace) réalisée dans une couche d'oxyde de silicium.

Sur cette image MEB on constate que l'on obtient un bon contrôle sur la hauteur de marche gravée mais que le profil de la ligne présente des bords très doux, de l'ordre de 45°. En effet l'un des points limitants de cette technique dans la réalisation de défauts natifs vient du fait que la gravure est isotrope, donc que la cinétique d'attaque sera la même en profondeur et

latéralement. Il sera difficile d'obtenir des défauts avec des facteurs de forme très importants (rapport entre hauteur et largeur) comme cela peut être le cas pour des défauts ponctuels.

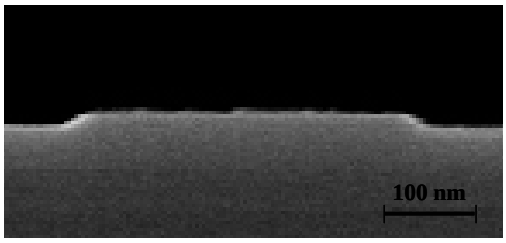


Figure 4.1 – Photo MEB d'un réseau de SiO_2 (période de 700 nm (ligne = espace) et hauteur de 23 nm).

Nous avons utilisé cette technique de gravure afin de réaliser des échantillons pour étudier une technique d'inspection de défauts dans les masques EUV (cette technique sera présentée en détail dans le chapitre 7). En effet, ces échantillons ont permis d'étudier la sensibilité de détection de cette technique à des défauts de faible hauteur.

4.2.1.2 Gravure sèche

Contrairement à la gravure humide présentée plus haut, la gravure sèche assistée par plasma a la caractéristique d'être anisotrope. Lors de l'étape de gravure sèche, les espèces chimiques utilisées influencent de différentes manières le procédé gravure. Elles contribuent aussi bien au mécanisme de gravure, à la densité du plasma qu'à la formation de la couche de passivation. Lors de l'étape de gravure assistée par plasma, certaines espèces vont réagir avec les flancs des motifs gravés formant ainsi une couche de protection (couche de passivation). Cette couche est d'une importance primordiale car elle va permettre de limiter la gravure latérale et obtenir ainsi une gravure anisotrope [84]. Cette technique a donc été étudiée afin d'avoir un bon contrôle sur les résolutions latérales, ainsi que sur les flancs. Nous avons essentiellement cherché à optimiser les épaisseurs gravées.

Pour cette étude nous avons travaillé sur des défauts ponctuels et linéiques. L'étape de lithographie a été réalisée sur un masqueur électronique utilisant un faisceau formé. Avec cette technique de lithographie électronique, nous avons été en mesure de réaliser des plots de 44,3 nm et des lignes de 49,7 nm de résolution latérale (cf. Figure 4.2), dans une résine négative de 160 nm d'épaisseur. Cette étape de lithographie avait été particulièrment optimisée pour réaliser ces plus petites dimensions.

a) **b)**

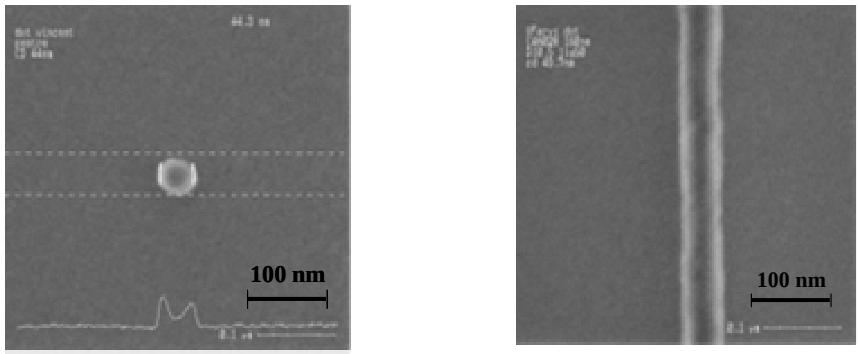


Figure 4.2 - Structure de défauts obtenus après l'étape de lithographie électronique ; **a)** Plots de 44,3 nm de diamètre; **b)** Ligne de 49,7 nm de largeur

Nous avons étudié trois chimies de gravure suivant les épaisseurs que nous voulions atteindre. Les épaisseurs visées sont de 3 à 5 nm dans un cas et 20 nm dans l'autre cas. Nous avons répertorié dans le Tableau 4.2 les chimies utilisées et les temps de gravure correspondant, ainsi que les résultats en terme d'épaisseur gravée. Il est important de noter qu'aucun plot de 45 nm définit en lithographie électronique n'a résisté à l'étape de gravure. Les résolutions latérales minimales indiquées ici après gravure correspondent à une taille de défaut ponctuel après lithographie de 60 nm. Ces mesures ont été réalisées par le biais d'un microscope à force atomique.

	Hauteurs obtenues	Résolution latérale minimale	
		Plot de 60 nm	*Ligne de 50 nm*
Chimie n°1 **CF_4** - 4 s **HBr / Cl_2 / O_2** - 6s	16 nm	84 nm	90 nm
Chimie n°2 **CF4** - 8 s	17 nm	77 nm	65 nm
Chimie n°3 **Ar / CF_4 / CH_2F_2** - 6s	6 nm	120 nm	110 nm

Tableau 4.2 – Résultats de gravure sèche obtenus selon le type de chimie utilisée

La chimie n°1 utilise un procédé standard de gravure du silicium, avec une étape de *breaktrough* qui consiste à retirer l'oxyde natif de silicium (gravure avec chimie CF_4) et une étape de gravure principale (*main etch*) de type chlorée (gravure $HBr/Cl_2/O_2$). L'étape de gravure principale est prévue pour avoir une cinétique de gravure de 200 nm/min. D'une manière générale la hauteur gravée avec ce type de chimie est de l'ordre de 16 nm. Pour les plots, la plus petite largeur obtenue est de 84 nm au lieu de 60 nm après l'étape de lithographie (largeur à mi hauteur). Pour les lignes, la plus petite ligne obtenue est de 90 nm au lieu de 50 nm après l'étape de lithographie. La rugosité après gravure est assez importante, de l'ordre de 1,1 nm RMS ce qui indique que cette étape de gravure sèche est particulièrement agréssive et modifié l'état de surface du silicium.

Dans le cas de la chimie n°2 nous avons essayé d'obtenir des résolutions latérales plus proches des valeurs obtenues par l'étape de lithographie électronique. Pour cela n'avons conservé que l'étape de *beakthrough* de la chimie précédente, et qui sert traditionnellement à la gravure de l'oxyde natif. Cette étape ne dure généralement que quelques secondes. Dans notre cas nous avons prolongé cette étape afin que la gravure attaque également une partie de la couche de silicium. Cette chimie permet d'obtenir des largeurs de plot et de ligne avec des résolutions latérales plus faibles que dans le cas de la chimie n° 1 pour une même épaisseur gravée. En effet, des plots de 77 nm et des lignes de 65 nm avec une hauteur de 17 nm ont été obtenus. Cependant cette technique de gravure présente un grand nombre de résidus à la surface du substrat comme on peut le voir sur l'image AFM représentée sur la Figure 4.3.

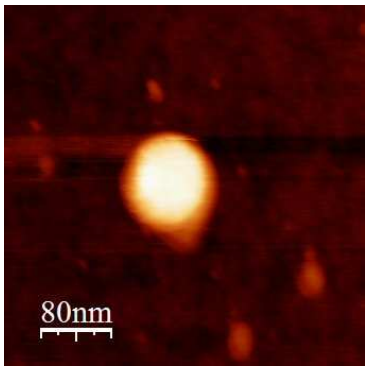


Figure 4.3 – Image (400 nm × 400 nm) obtenue au microscope à force atomique d'un défaut de 77 nm de largeur et de 17 nm de hauteur. On constate la présence d'un grand nombre de résidus après l'étape de gravure de type CF_4

Cette image de 400 nm × 400 nm a été obtenue sur un défaut ponctuel de 77 nm de largeur à mi hauteur et de 17 nm de hauteur. On peut voir la présence de particules de l'ordre de 10 nm tout autour du défaut natif qui sont des résidus issus de la gravure CF_4.

Dans un dernier temps nous avons cherché à obtenir des défauts natifs avec des hauteurs plus faibles (~ 5 nm). La chimie n°3 ne comporte pas d'étape de retrait de l'oxyde natif, et possède uniquement une étape de gravure principale. La vitesse de gravure de cette chimie est de l'ordre de 60 nm/mn, ce qui nous permet d'avoir un temps de gravure plus raisonnable (~ 6 secondes) que si l'on tentait de réaliser une gravure de 5 nm avec la chimie n°1 (estimé à ~ 3 secondes). Cependant on constate que la résolution latérale après gravure est très mauvaise car la plus petite taille de plots mesurée est de 122 nm au lieu de 60 nm après l'étape de lithographie. La ligne de 50 nm de largeur quant à elle est résolue à 110 nm après gravure. Cette technique est très intéressante pour la réalisation de défauts de faibles hauteurs mais au détriment de la largeur.

Nous avons retenus deux types de chimie de gravure pour la réalisation d'échantillons avec des défauts programmés. Nous avons retenus deus types de chimie de gravure pour la réalisation d'échantillons : la chimie n°1 et n°2 qui permettent d'obtenir des épaisseurs de l'ordre de 16 ~ 17 nm avec un bon contrôle sur la résolution latérale. Ces échantillons ont été utilisés aussi bien pour évaluer la sensibilité de détection à des défauts ponctuels d'une technique d'inspection (abordée dans le chapitre 7) que pour caractériser la perturbation engendré au sein d'un multicouche par la présence d'un défaut (étude détaillée dans le chapitre 6). Bien que la chimie n°3 permette d'obtenir des épaisseurs gravées de l'ordre de 6 nm, il est nécessaire de réaliser des éssais plus approfondis afin d'améliorer la résolution latérale.

4.2.2 Lithographie électronique sur résine HSQ

L'intérêt de lithographie électronique vient du fait qu'il est possible d'obtenir des plots avec des résolutions latérales faibles et de les densifier après une étape de recuit. Cette approche permet de réaliser des défauts en une seule étape, contrairement aux techniques présentées dans le paragraphe précédent qui utilisent deux étapes : une de lithographie (positionnement des défauts et résolution la térale) et une étape de gravure (épaisseur et résolution latérale).

Pour la réalisation de ces défauts nous avons utilisé un masqueur électronique avec faisceau gaussien car il permet d'obtenir une meilleure résolution latérale qu'un faisceau formé. Nous avons utilisé une résine négative de type minérale : HSQ (*Hydro Silse-*

Quioxane), qui après recuit se densifie en un matériau de type SiO_2. Le procédé de réalisation de ces défauts est décrit sur le schéma de la Figure 4.4.

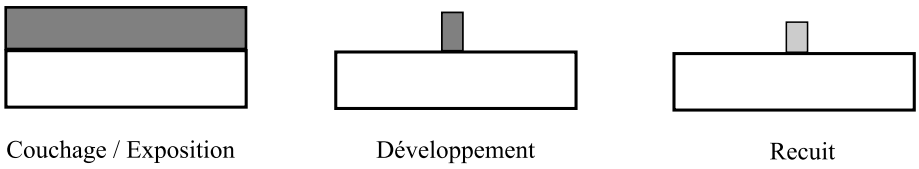


Figure 4.4 - Etapes de réalisation de défauts programmés utilisant une technique de lithographie électronique sur une résine minérale (HSQ). Le recuit après développement permet de densifier la résine HSQ en la transformant en un matériau de type SiO_2

Une première étape consiste à déposer une couche de résine HSQ par centrifugation avec une épaisseur d'environ 70 nm. Un recuit sous flux d'azote est réalisé après l'étape de lithographie électronique et de développement. Ce recuit à haute température sous flux d'azote permet de densifier la résine et de la transformer progressivement en SiO_2. Cette modification est une propriété intrinsèque du matériau HSQ et ne dépend pas de la couche sous-jacente. Il est ainsi possible d'obtenir des structures de faibles dimensions sans avoir recours à une étape de gravure.

Avec ce type de procédé nous avons été en mesure d'obtenir des défauts avec des résolutions latérales de 100 nm, 50 nm et 20 nm et une hauteur de l'ordre de 70 nm comme on peut le voir sur les photos MEB de la Figure 4.5.

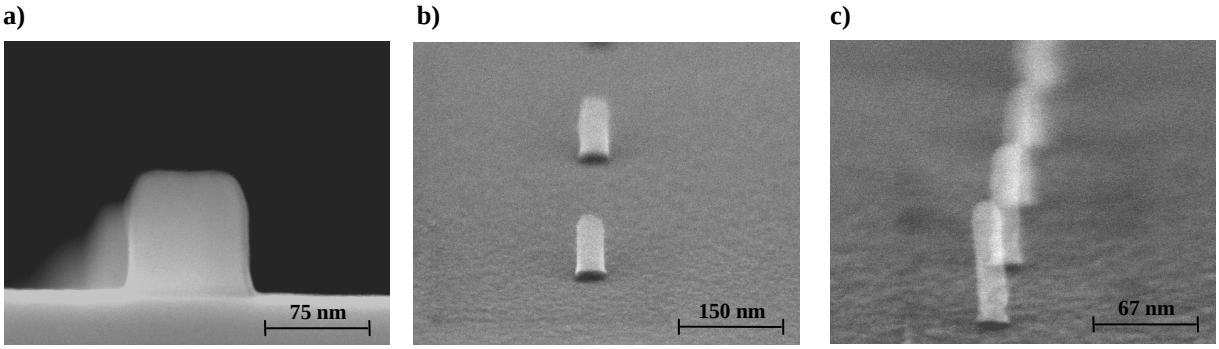


Figure 4.5 - Images obtenues au microscope électronique à balayage en vue de dessus (SEM-CD) des défauts réalisés en lithographie électronique sur résine HSQ ; **a)** largeur de 111 nm, hauteur de 76 nm ; **b)** largeur de 55 nm, hauteur de 73 nm et **c)** largeur de 23 nm et hauteur de 70 nm

La lithographie électronique sur résine HSQ est une méthode très intéressante lorsqu'il s'agit d'obtenir des tailles de défauts avec de très faibles dimensions latérales. L'aspect limitant de cette technique vient du fait que l'ajustement de la hauteur du défaut est réalisée lors du couchage de la résine. Lors de la réalisation de ces échantillons nous n'avons pas été en mesure de réaliser des épaisseurs plus faibles que 70 nm. Pour cela il est nécessaire de mettre au point à nouveau toute l'étape de lithographie pour chaque nouvelle épaisseur.

Lors de cette thèse, nous avons utilisé ce type de réalisation de défauts par lithographie électronique sur résine HSQ afin de mettre au point un masque EUV à défaut programmé. La réalisation de ce masque sera détaillé dans le paragraphe 4.3 de ce chapitre et les résultats expérimentaux obtenus avec ce masque seront détaillés dans le paragraphe 5 de ce mémoire.

4.2.3 Croissance de nano-cristaux de silicium

La technique de croissance de nano-cristaux de silicium (nc-Si) a été développée pour des applications en nano-électronique comme le développement de transistors à un électron ou de mémoire à grille flotante [85]. Pour notre étude, la croissance de nano-cristaux de silicium est une méthode très intéressante lorsque l'on cherche à réaliser des défauts avec de très faibles dimensions. La croissance de nano-cristaux de silicium s'effectue en deux étapes dont on peut voir le schéma de principe sur la Figure 4.6.

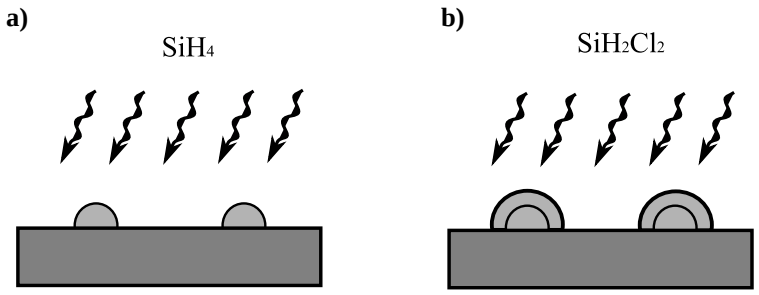


Figure 4.6 - Etapes de formation de nano-cristaux de silicium ; **a)** nucléation (contrôle de la densité), **b)** croissance (contrôle de la taille)

Une première étape de nucléation sous un flux de gaz silane (SiH_4) va permettre de générer des germes de silicium. En contrôlant le débit de silane, on peut ajuster la densité de ces sites (cf. Figure 4.6.a). La deuxième étape consiste à faire croître en diamètre ces sites de nc-Si en utilisant un gaz dichlorosilane (SiH_2Cl_2) comme on peut le voir sur la Figure 4.6.b. Il est ainsi possible de contrôler la densité et la taille des défauts réalisés en contrôlant indépendamment les paramètres de nucléation et de croissance. On peut voir sur la Figure 4.7 une image obtenue au microscope à balayage obtenue sur des nano-cristaux de silicium avec des tailles de l0 nm et une densité de $3{,}3.10^{11}$ nc-Si/cm² (d'après [85]).

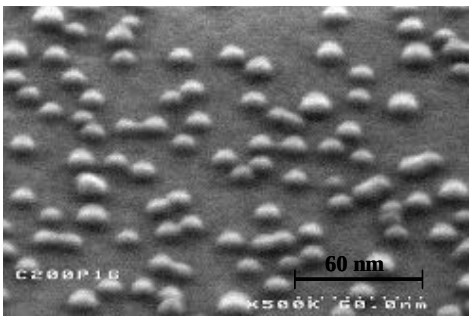


Figure 4.7 – Image MEB de nano-cristaux de silicium de 11 nm et d'une densité de 3,3 nc-Si/cm² [85]

Nous avons réalisé différentes conditions de croissance afin d'ajuster la taille et la densité des défauts. Par rapport à leur utilisation standard, le but était de réduire au maximum la densité des nano-cristaux pour pouvoir réaliser des échantillons de défauts programmés. Des mesures au microscope à force atomique ont permis de qualifier les échantillons. La difficulté de mesure vient du fait qu'il est nécessaire de réaliser des acquisitions sur de grande surface (~ 3 µm) et d'y détecter des défauts d'une dizaine de nanomètres. Nous avons été capable de réaliser des nc-Si avec des diamètres de l'ordre de 20 ~ 30 nm pour une hauteur de 3 ~ 5 nm. La densité est de $1{,}5.10^{8}$ défauts/cm^2.

Cette technique permet d'obtenir de très bons résultats en terme de résolutions latérales et verticales. Le positionnement de ces défauts quant à lui reste aléatoire. Dans cette configuration il est difficile d'utiliser cette technique pour réaliser des défauts programmés dans les masques EUV pour des problèmes de difficulté de localisation. Néanmoins certaines méthodes de positionnement de ce type de structure ont été étudiées en favorisant des sites préférentiels de nucléation [86] ou bien en manipulant les nc-Si par une pointe AFM [87].

Bien que cette technique s'avère intéressante en terme de taille de défaut, nous ne l'avons pas utilisé pour les besoins de notre étude sur l'influence des défauts dans les masques EUV.

4.2.4 Comparaison des différentes méthodes

Pour la réalisation de défauts programmés dans les masques EUV, nous devions être en mesure de maîtriser différents paramètres : la taille, la hauteur, la densité et le positionnement. De plus les dimensions réalisées devaient être de l'ordre de quelques dizaines de nanomètres, voire en dessous. Qualitativement nous avons répertoriés les avantages et inconvénients de chacune des techniques étudiées dans le Tableau 4.3.

	Hauteur min	Largeur min	Positionnement	Profil	Rugosité
Gravure humide	++ *(3nm)*	**?**	++ *(layout)*	-	++ *(0,35 nm)*
Gravure sèche	+ *(6 nm)*	- *(75 nm)*	++ *(layout)*	+	- *(résidus gravure)*
Lithographie HSQ	- *(70 nm)*	++ *(20 nm)*	++ *(layout)*	++	++ *(RMS Si)*
nc_Si	++ *(3 nm)*	++ *(20 nm)*	- *(aléatoire)*	/	++ *(RMS Si)*

++ : Contrôle très précis de ce paramètre
+ : Contrôle correct de ce paramètre
- : nécessite des études approfondies

Tableau 4.3 - Récapitulatif des avantages et inconvénients des différentes techniques de réalisation des défauts étudiées

Comme nous pouvons le voir dans ce tableau chacune des techniques étudiées donnent des résultats très intéressants pour la réalisation de défauts enterrés. La technique basée sur la croissance de nano-cristaux de silicium nécessite encore des développement pour pouvoir maîtriser leur positionnement. Les techniques qui sont les plus appropriées pour réaliser des défauts programmés sont les techniques de lithographie et de gravure. C'est pourquoi pour la suite de notre étude, nous avons aussi bien utilisé des échantillons réalisés par des techniques de gravure que de lithographie électronique sur une résine minérale.

4.3 Réalisation d'un masque à défauts programmés

4.3.1 Introduction

Pour les besoins spécifiques de notre étude d'exposition sur le MET (*Micro Exosure Tool*), un outil de lithographie EUV, un masque à défauts programmés répondant aux normes SEMI

imposées par l'industrie de la microélectronique a été réalisé. Les spécificités requises pour ce masque sont décrites dans le Tableau 4.4.

Taille	6'' carré (15,24 × 15,24 cm)
Epaisseur	0,25'' ± 0,0035'' (6,35 mm ± 0,1 mm)
Planéité	0,5 µm sur 3mm 7 µm sur tout le masque

Tableau 4.4 – Définition des spécificités du masque EUV répondant aux normes SEMI

Etant donné que les outils utilisés pour la réalisation de défauts programmés ne sont pas compatibles avec des substrats de quartz de cette taille, nous avons mis en place une méthode originale pour la réalisation de ce masque. L'empilement [Mo/Si] avec les défauts programmés a été réalisé sur substrat de silicium de 200 mm de diamètre puis reporté sur un support de quartz. On peut voir sur la Figure 4.8, un schéma représentant les différentes étapes de fabrication qui permettent d'arriver au masque final.

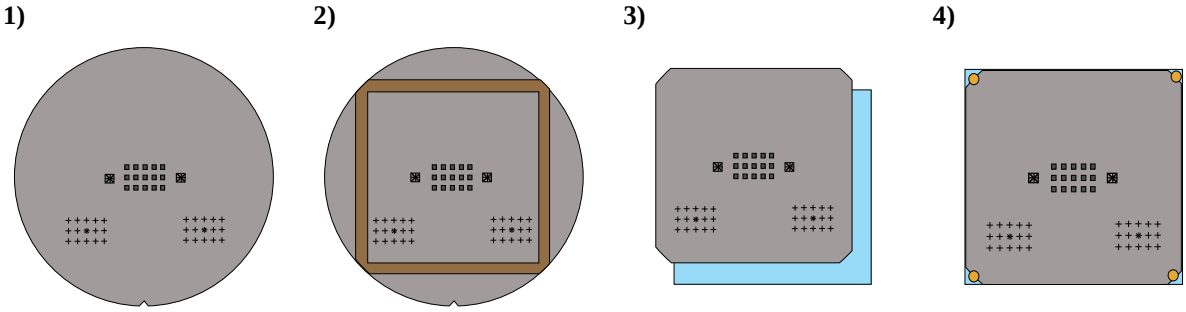


Figure 4.8 – Représentation des différentes étapes technologiques de réalisation du masque à défauts programmés ; **1)** Réalisation des défauts programmés par lithographie électronique et dépôt du multicouche de [Mo/Si] ; **2)** Définition d'un cadre de découpe ; **3)** Découpage et centrage ; **4)** Collage sur substrat de quartz aminci

La réalisation du masque EUV peut être décomposée en quatre parties. Dans un premier temps nous avons défini les zones de défauts programmés sur substrat de silicium de 200 mm de diamètre, puis réalisé l'empilement multicouche de quarante paires de [Mo/Si] (1). La deuxième étape consiste à réaliser un cadre de découpe aligné avec le centre du substrat de silicium afin de définir la forme du masque (2). L'étape de découpe consiste à mettre en forme le substrat silicium à la forme du substrat de quartz 6'' carré avec une scie diamantée. Un système de centrage mécanique nous a permis d'aligner le substrat de silicium mis en forme, par rapport au substrat de quartz (3). Enfin, dans un dernier temps, nous avons assemblé les deux substrats avec une colle compatible pour un fonctionnement sous vide (4) et répondant aux normes SEMI imposées par l'outil d'insolation utilisé [88]. Dans ce cas nous avons utilisé une technique de lithographie électronique sur résine HSQ, car elle permet d'obtenir de faibles dimensions latérales avec la précision de placement propre à la lithographie et permet d'éviter une étape de gravure.

4.3.2 Réalisation des défauts programmés

4.3.2.1 Définition des zones de défauts programmés

Le masque a été défini de telle manière qu'il puisse être compatible sur deux types d'outils d'exposition disponibles au moment de la réalisation de ce masque : le MET (*Micro Exposure Tool*) [89, 90] et le MS13 un outil d'exposition de la société Exitech [91]. Ces deux outils d'exposition EUV étaient les seuls disponibles à la date de ces campagnes d'insolation, (mis à part l'équipement du consortium ASET au Japon [92]). Le masque a été défini avec quinze champs de 3 mm × 3 mm définissant les zones des défauts programmés (cf. Figure 4.9). Nous avons également réalisé, au même niveau que les défauts programmés, les marques d'alignement pour le MET et pour le MS13, qui permettent au *stepper* de venir se positionner sur le champ à exposer.

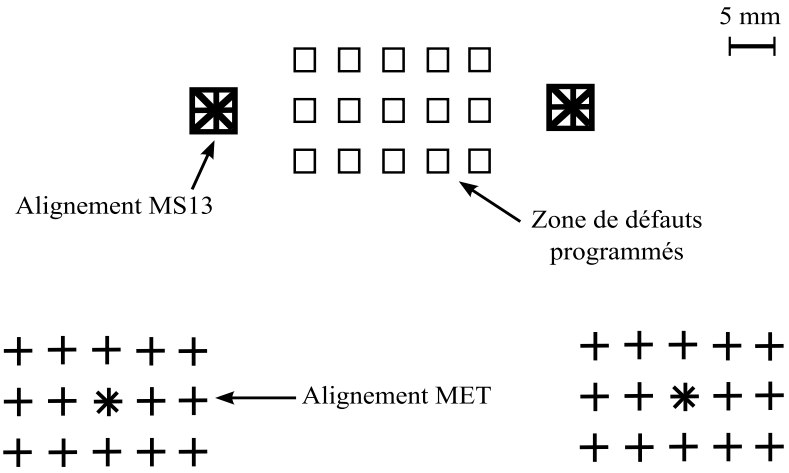


Figure 4.9 – Schéma des zones de défauts programmés avec les marques d'alignement compatibles avec les outils d'exposition MET et MS13

4.3.2.2 Réalisation des défauts

La technique de lithographie électronique sur résine HSQ nous a permis de réaliser les défauts programmés ainsi que les marques d'alignement en une seule étape. L'un des avantages de la lithographie électronique réside dans le fait que l'on peut réaliser directement les motifs désirés, sans avoir à passer par la réalisation d'un masque, ce qui s'avère très utile pour la réalisation d'échantillons en petite quantité. Les défauts ponctuels ont des largeurs visées de 20, 50 et 100 nm avec une hauteur, quant à elle, fixée par l'épaisseur de résine déposée par centrifugation. Dans notre cas elle est de 70 nm (cf. Figure 4.10).

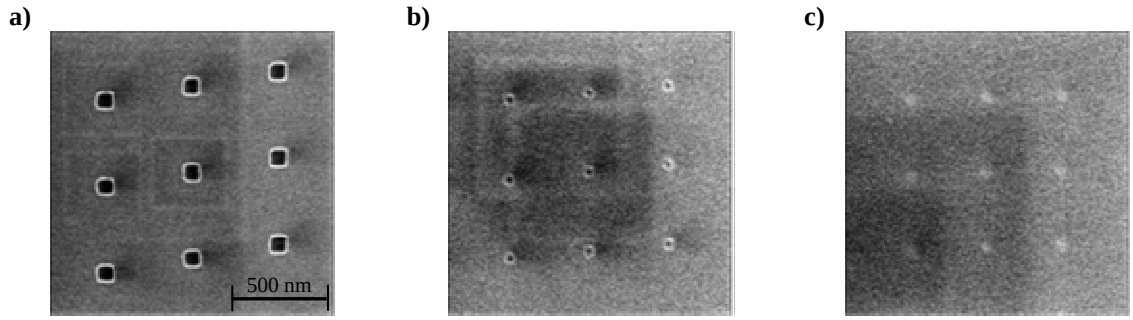


Figure 4.10 – Photos MEB en vue de dessus des trois différentes tailles de défauts ; **a)** 100 nm, **b)** 50 nm et **c)** 20 nm, la hauteur est de 70 nm

L'une des particularités de ce masque réside dans le fait que nous avons quatre densités différentes à notre disposition pour les défauts ponctuels : 4×10^6, $2{,}5\times10^7$, 1×10^8 et 4×10^9 défauts/cm^2. Le masque dispose également de défauts linéiques, respectivement denses et isolés. Les largeurs visées pour les lignes sont de 800, 600, et 400 nm. On trouve les deux orientations horizontales et verticales dans le champ d'exposition. Les lignes denses sont réalisées avec un rapport cyclique de 0,5 (ligne égale espace).

Le miroir interférentiel a été réalisé par un dépôt multicouche de quarante paires de [Mo/Si]. La période de l'empilement multicouche est fixée à 6,85 nm et le rapport γ est fixé à 0,4. Cela permet d'avoir un maximum de réflectivité à la longueur d'onde de 13,5 nm pour un angle d'incidence de 3,6°. La technique de dépôt employée utilise la pulvérisation par faisceaux d'ions IBS (*Ion Beam Sputtering*).

4.3.2.3 Caractérisation des défauts

Les défauts ont été caractérisés par microscopie à force atomique 3D, où la pointe conique est remplacée par une pointe en forme de « patte d'éléphant » (cf. Figure 4.11) [93]. Le profil des motifs à étudier est obtenu en déconvoluant la forme connue de la pointe de la mesure expérimentale. Il est possible ainsi d'obtenir des profils réels. Il subsiste néanmoins une zone d'incertitude en raison du rayon de courbure de la pointe. La reconstruction du profil est correcte pour une hauteur supérieure à 20 nm.

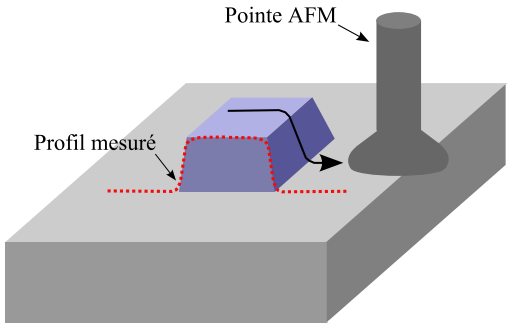


Figure 4.11 – Description du principe du microscope à force atomique 3D

Sur la Figure 4.12, on peut voir le résultat des mesures obtenues pour un défaut d'une taille de 100 nm et une hauteur de 70 nm avant et après dépôt multicouche. Les lignes représentent les différentes passes de la pointe AFM (lignes de scan). La forme ovoïde des profils vient du fait que la déconvolution de la pointe est effectuée uniquement selon le direction des lignes de scan.

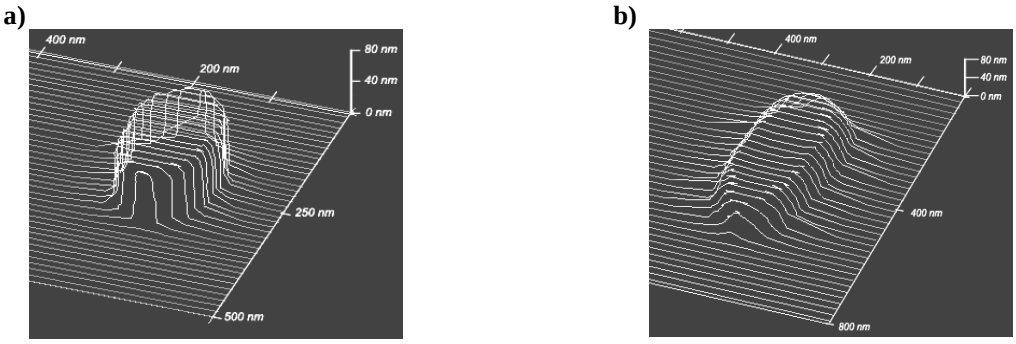


Figure 4.12 – Reconstruction du profil des défauts obtenu par mesure au microscope à force atomique en 3D ; **a)** Mesure du défaut natif, après l'étape de lithographie électronique ; **b)** Mesure du profil de la perturbation engendrée par le défaut à la surface du miroir interférentiel

La Figure 4.12.a est une reconstruction du profil du défaut après l'étape de lithographie électronique, alors que la Figure 4.12.b représente la perturbation engendrée par le défaut à la surface du multicouche. On peut voir, qu'après un dépôt de 40 paires de [Mo/Si], on a un effet de lissage sur les bords du défaut. En effet, le profil du défaut initial a des flancs abrupts, alors que la perturbation en surface du multicouche présente des profils avec des flancs beaucoup plus doux.

Sur le Tableau 4.5, nous avons répertorié les valeurs moyennes mesurées pour les différentes tailles de défauts visées, 20 nm, 50 nm et 100 nm, ainsi que les dispersions de mesures. Les largeurs sont prises à mi-hauteur. Pour une hauteur donnée, la perturbation engendrée par la présence d'un défaut natif semble être toujours la même quelle que soit la largeur du défaut initial. Cet élargissement est de l'ordre de 50 à 60 nm. On s'aperçoit également que la hauteur du défaut se trouve lissée par le dépôt du multicouche d'environ 10 à 20 %, le lissage est plus important pour les petits motifs (le paramètre de lisage est décrit dans l'équation (3.8) du chapitre 3).

Taille visée	Largeur du défaut natif	Largeur du défaut en surface	Elargissement	Hauteur du défaut natif	Hauteur du défaut en surface	Lissage (%)
20 nm	23 ± 5.3 nm	85 ± 3.6 nm	62 nm	70 ± 4.1 nm	57 ± 1.7 nm	18,6
50 nm	55 ± 8.8 nm	114 ± 7.1 nm	59 nm	73 ± 3.9 nm	65 ± 1.7 nm	11
100 nm	111 ± 6.2 nm	163 ± 9.2 nm	52 nm	76 ± 2.7 nm	68 ± 4.1 nm	10,5

Tableau 4.5 – Récapitulatif des mesures à mi hauteur obtenues à l'AFM 3D. La hauteur et la largeur du défaut avant et après dépôt des 40 paires de [Mo/Si] du multicouche sont reportées pour les trois tailles de défauts proposées. Nous avons également reporté la dispersion des mesures AFM.

4.3.3 Mise en forme du masque EUV

4.3.3.1 Découpage du substrat silicium

La principale difficulté de cette étape réside dans la précision de découpe du substrat silicium de 200 mm de diamètre. En effet, il faut qu'après découpe du substrat de silicium, la zone de défauts soit centrée par rapport au cadre de 6'' carré. Pour cela, nous avons réalisé un cadre de découpe par le biais d'une lithographie optique fonctionnant à deux longueurs d'onde d'insolation, 435 nm et 365 nm (stepper Titan Ultratech) [94]. Nous avons utilisé une résine large bande de 1,2 µm d'épaisseur. La réalisation du cadre de découpe est assurée par le biais d'insolations plein champs d'une dimension de 24,5 × 18,9 mm répétées en différents endroits de la plaque de silicium. La précision de positionnement de la table de déplacement est assurée par une méthode interférométrique, et permet d'avoir des précisions d'alignement de l'ordre de 150 nm. On peut voir sur la Figure 4.13, une photo représentant le le substrat de silicium après découpe à la scie diamantée. Sur cette photo, le cadre de découpe en résine (partie sombre sur la photo) n'a pas encore été retiré et se situe aux quatre coins du substrat carré.

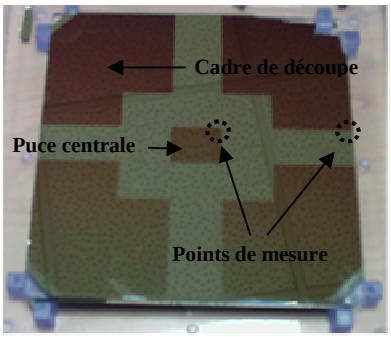


Figure 4.13 – Photo du substrat de silicium après découpe. Le cadre de découpe (partie sombre) va permettre de réaliser la métrologie avant et après découpe. La puce centrale permet de protéger la zone de défauts programmés

En plus de servir de la fonction de cadre de découpe, nous avons réalisé une puce centrale correspondant à la taille d'une exposition plein champ (24,5 × 18,9 mm). Après développement, cette partie reste recouverte de résine, ce qui permet de protéger la zone du multicouche [Mo/Si] contenant la zone des défauts programmés. Cette zone est retirée une fois toutes les étapes de mise en forme du masque EUV terminées.

Les positions des coins de la puce centrale ont été mesurées par rapport aux bords du cadre de découpe par le biais d'un projecteur de formes. Après découpe nous avons une erreur de l'ordre de 60 µm par rapport au cadre de découpe visé (152,4 mm), cet écart provient essentiellement de la largeur de la scie diamantée.

Suite à cette étape de découpe du substrat de silicium 200 mm, nous avons effectué un retrait résine et une étape de nettoyage afin de retirer les particules qui ont pu se déposer lors de la découpe et qui peuvent provoquer des déformations du substrat de silicium lors du report sur le substrat de quartz.

4.3.3.2 Report sur substrat quartz

Pour la réalisation du masque EUV, il a été nécessaire de reporter le substrat de silicium mis en forme sur un substrat de quartz 6'' carré et de ¼'' d'épaisseur, pour répondre aux critères SEMI. Le substrat de quartz a été aminci de 725 µm ± 20 µm dans le but de compenser l'épaisseur du substrat de silicium. L'amincissement des substrats a été réalisée par la société Schott Lithotec [95].

Le positionnement du substrat de silicium par rapport au substrat de quartz a été réalisé par une méthode de centrage mécanique. Deux des bords du substrat de quartz aminci sont positionnés sur des piges en angle droit (cf. Figure 4.14). Des vis de centrage viennent plaquer le substrat de silicium contre les piges, permettant d'aligner le substrat de silicium par rapport au support de quartz.

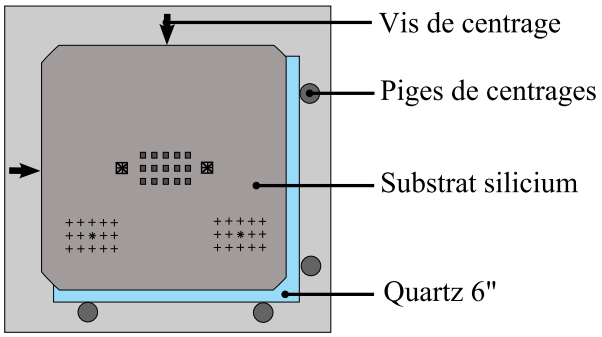


Figure 4.14 – Représentation du système de centrage mécanique du substrat de silicium sur le support de quartz de 6'' carré

4.3.3.3 Collage

L'étape suivante a consisté à maintenir le substrat silicium sur le support de quartz aminci. Nous avons choisi d'appliquer des points de colle sur les bords du substrat silicium, à la frontière avec le substrat de quartz. Nous avons testé différentes colles « époxy » répondant aux spécificités des masques EUV (température de recuit maximale de 150°C, dégazage inférieur à 10^{15} mlc/s.cm²). La planéité de l'ensemble après collage doit être inférieure à 0,5 µm sur 3mm (taille d'un champ d'exposition) et une planéité inférieure à 7 µm sur tout le masque.

Cinq colles de la marque TRA-CON présentant des viscosités différentes ont été testées [96]. Notre choix s'est porté sur la colle TRA-CON BA 2113 de faible viscosité (300cps), ce qui permet d'avoir une pénétration de la colle par capillarité entre le substrat de quartz et de silicium. Ceci a pour effet d'augmenter l'interface de collage et d'améliorer la planéité. Après alignement des deux substrats, on vient appliquer une pression sur la plaque de silicium. L'ensemble est ensuite placé dans une étuve à 65°C pour faire réticuler la colle.

4.3.3.4 Mesure de planéité

Les mesures de planéité ont été réalisées face arrière, au travers du substrat de quartz, par l'intermédiaire d'un interféromètre Fizeau fonctionnant à la longueur d'onde de 632,8 nm. Sur la Figure 4.15, on peut voir les mesures de planéité réalisées par le biais de l'interféromètre Fizeau sur le masque à défauts programmés après et avant assemblage. A noter que sur ces figures dans le cas b et c un zoom central à été rajouté à ces interférogrammes afin de faciliter l'observation des franges d'interférence.

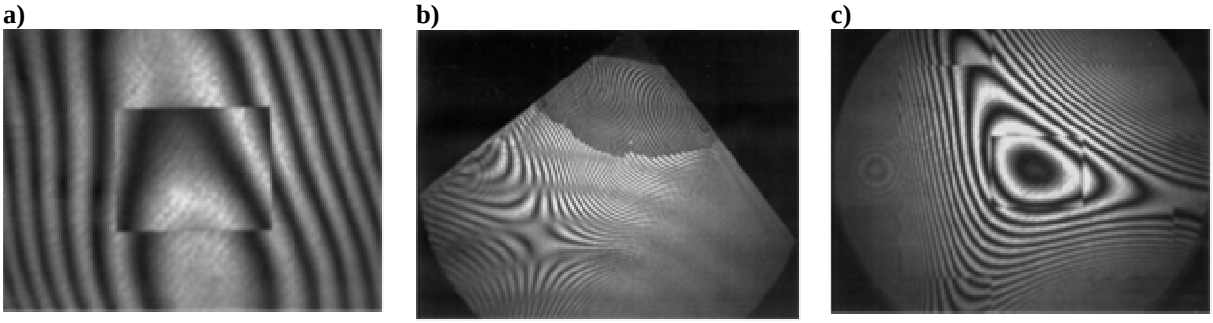


Figure 4.15 – Photos réalisées sur l'interféromètre de Fizeau à la longueur d'onde de 632,8 nm ; **a)** Zone centrale du masque avant collage ; **b)** Photo d'un coin du masque où l'on peut voir l'interface de colle entre le silicium et le quartz ; **c)** Zone centrale après collage

Sur la Figure 4.15.a, un zoom illustre la déformation de la plaque de silicium posée sur le substrat de quartz au niveau de la puce centrale, avant collage. Ce zoom sur la zone centrale mesure 24 mm × 18 mm. La distance inter-franges dans un interféromètre Fizeau est de *λ/2*. Dans la diagonale du zoom central on compte trois franges soit une variation d'épaisseur égale à la longueur d'onde λ (λ = 632,8 nm), ce qui correspond à une planéité d'environ 0,6 µm sur une distance de 30 mm. Dans cette configuration avant collage, la planéité est de l'ordre de 0,06 µm sur 3 mm.

La photo de la Figure 4.15.b montre un interférogramme du bord du masque où l'on a dispensé les points de colle. On voit clairement la zone d'étalement de la colle à l'interface quartz – silicium. La colle a pénétré par capillarité à l'interface sur une distance d'environ 2 cm.

Après collage (cf. Figure 4.15.c), on constate que le système de franges s'est modifié sous l'effet des contraintes. Le masque présente une variation d'épaisseur de 1,1 µm sur la diagonale du zoom central. La planéité après collage est donc de l'ordre de 0,11 µm sur 3 mm. Sur l'ensemble du masque, la planéité est fortement dégradée en raison d'un bombé de l'ensemble silicium – quartz. Cet effet peut s'expliquer par la différence de coefficient de dilatation thermique du silicium par rapport au substrat de quartz (le coefficient de dilatation thermique du silicium est de 2,6 10^{-6} K^{-1} alors que le coefficient du SiO_2 est de ~ 5.10^{-7} K^{-1}). Malgré une température de recuit assez basse (65°C), celle ci entraîne la mise en contrainte du silicium après la réticulation de la colle et le refroidissement ce qui conduit à une planéité sur tout le masque supérieures aux spécifications requises (7 µm sur tout le masque). On peut voir sur la Figure 4.15.c que lorsque l'on s'éloigne de la zone centrale, les franges sont de plus en plus rapprochées ce qui indique que la planéité entre le centre du masque et les bords est importante (environ 7µm sur une distance de 5 cm). Néanmoins, les zones de défauts programmés étant positionnée au centre du masque, les valeurs de planéité obtenues après collage dans cette zone sont largement suffisantes. En effet, dans cette zone, nous avons obtenus une planéité de l'ordre de 0,11 µm sur 3 mm ce qui est dans les spécifications SEMI (0,5 µm sur 3 mm).

On peut voir sur la Figure 4.16 une photo du masque une fois assemblé. On discerne les motifs d'alignement du masque que l'on voit par diffraction, le support de quartz, la zone de dépôt du multicouche [Mo/Si] et les zones des défauts programmés qui ne sont pas discernables à l'œil nu.

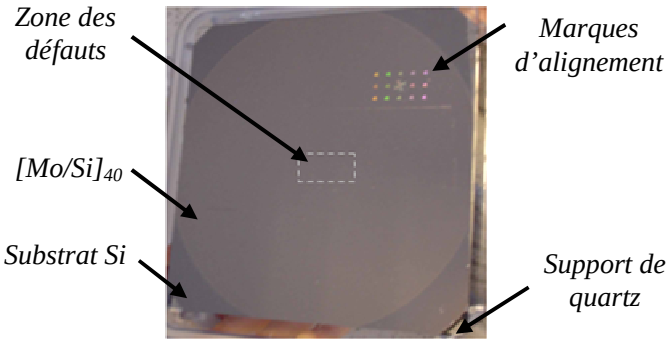


Figure 4.16 – Photo du masque à défauts programmés réalisé

4.4 Conclusion

Nous avons étudié plusieurs approches technologiques pour la réalisation de défauts programmés. Les méthodes de lithographie et gravure sont très intéressantes car elles permettent de positionner les défauts là où on le souhaite tout en obtenant des résolutions de l'ordre de la dizaine de nanomètres. Des études plus poussées sur ces procédés sont nécessaires si l'on souhaite avoir un plus grand contrôle sur la hauteur des défauts mais également sur la résolution latérale. Une méthode originale, la croissance de nano-cristaux de silicium, donne de très bons résultats en terme de taille de défaut mais nécessite un développement plus poussé pour pouvoir les positionner. La plupart des échantillons réalisés par les techniques de lithographie – gravure et par lithographie électronique sur résine HSQ nous ont permis d'étudier différents aspects sur l'influence des défauts dans les masques EUV, comme les mécanismes de croissance des défauts et l'étude d'une technique

d'inspection. Les résultats obtenus lors de ces études avec seront détaillés dans les chapitres 6 et 7 de ce mémoire.

Nous avons été emmené à mettre au point un masque EUV à défaut programmé pour une campagne d'exposition sur le MET, un outil de lithographie EUV. Les défauts et le multicouche ont été réalisés sur substrat silicium de 200 mm de diamètre puis reportés sur un substrat de quartz. Après assemblage l'ensemble du masque était en partie compatible avec les normes en vigueur sur les masques EUV. Le point non respecté concerne la planéité sur tout le masque, qui devait être meilleure que 7 µm, qui est du à un effet de mise sous contrainte du silicium après collage sur le support de quartz. Néanmoins, les spécifications en terme de planéité étaient correctes sur la zone des défauts programmés. Ce masque a ainsi pu être exposé sur le MET lors d'une campagne d'expérimentation.

CHAPITRE 5

Impression d'un masque EUV à défauts programmés

Comme nous avons pu le voir par le biais de simulations électromagnétiques rigoureuses, le probléme des défauts dans les masques peut avoir des origines diverses. Un défaut enterré au sein d'un masque EUV va s'imprimer soit de manière isolée, soit en modifiant localement la valeur du CD visé. Ces résultats ont été obtenus en majeure partie par le biais d'outils de simulation. A l'heure actuelle, on ne trouve que peu de résultats expérimentaux sur ce sujet. Afin de combler ce manque, nous avons réalisé des impressions de défauts enterrés au sein d'un multicouche [Mo/Si]. Le masque EUV à défauts programmés développé au cours de cette thèse et dont la fabrication a été décrite dans le chapitre 4 a été utilisé pour les besoins de cette expérimentation.

Nous présenterons dans ce chapitre les résultats obtenus lors d'une campagne d'expérimentation au synchrotron « *Advanced Light Source* » (ALS) sur un outil EUV, le « *Micro Exposure Tool* » (MET). Nous verrons qu'au-delà de la taille du défaut, la densité, qui modifie le niveau local de *flare*, joue également un rôle primordial sur l'impression. Dans un dernier temps, nous avons confronté les résultats expérimentaux obtenus avec des études sur des modèles géométriques de croissance de défaut afin de valider notre stratégie de simulation. Nous évaluerons également l'impact des défauts sur le procédé lithographique, dans le cas d'un défaut isolé et de défauts à proximité de lignes d'absorbeur.

Sommaire

5.1 Introduction **79**

5.2 Description des conditions expérimentales **79**

5.2.1 Calibration en dose et focus 80

5.2.2 Homogénéité dans le champ d'exposition 82

5.2.3 Critères visuels d'impression de défauts 82

5.3 Résultats expérimentaux **83**

5.3.1 Impression des défauts linéiques 83

5.3.1.1 Cas des défauts linéiques denses 84

5.3.1.2 Cas des lignes isolées 85

5.3.2 Impression des défauts ponctuels 86

5.3.2.1 Influence du focus et de la dose 87

5.3.2.2 Influence de la taille des défauts natifs 88

5.3.2.3 Influence de la densité 89

5.4 Comparaison avec des modèles géométriques simulés **89**

5.4.1 Défauts linéiques 89

5.4.2 Défauts ponctuels 91

5.4.2.1 Taille de défaut imprimé 91

5.4.2.2 Relation entre densité de défauts et *flare* 94

5.5 Détermination d'un critère d'impression de défaut à partir d'un modèle 3D **96**

5.5.1 Cas d'un défaut isolé 96

5.5.2 Cas d'un défaut à proximité d'une ligne d'absorbeur 98

5.6 Conclusion **99**

5.1 Introduction

Pour les besoins d'une campagne d'expérimentation, nous avons mis au point un masque EUV à défauts programmés dont la réalisation est détaillée dans le chapitre 4. Ce masque a été réalisé sur substrat de silicium de 200 mm de diamètre puis reporté sur un support en quartz qui répond en partie aux normes imposées pour les masques EUV (planéité inférieure à 0,5 µm sur 3 mm pour la puce centrale). Ce masque a été insolé sur un système lithographique EUV, le MET (*Micro Exposure Tool*), lors d'une campagne d'expérimentation au synchrotron ALS (*Advanced Light Source*).

Des défauts ponctuels avec des largeurs à mi hauteur de 23, 55 et 111 nm et une hauteur comprise entre 70 nm et 76 nm ont été réalisés. L'une des grandes particularités réside dans le fait que nous avons quatre densités différentes à notre disposition : 4×10^6, $2{,}5\times10^7$, 1×10^8 et 4×10^9 défauts/cm^2. Nous disposons également de puces avec des défauts linéiques denses et isolés, de largeur 800, 600, 400 et 200 nm pour une hauteur de 70 nm. Les lignes denses ont un rapport cyclique de 0,5 (ligne égale espace).

Le miroir interférentiel a été réalisé par un dépôt multicouche de 40 paires de [Mo/Si]. La période est fixée à 6,85 nm et le rapport γ à 0,4. Cela permet d'avoir un maximum de réflectivité à la longueur d'onde de 13,5 nm pour un angle d'incidence de 3,6°. La technique de dépôt employée utilise la pulvérisation par faisceaux d'ions IBS (*Ion Beam Sputtering*) avec un angle de dépôt de 30° par rapport à la normale du substrat.

Etant donné la difficulté de réalisation d'un tel masque en terme de planéité, nous nous sommes essentiellement concentrés sur la puce centrale (dimension 3 mm × 3 mm) de la zone de défauts programmés. En effet, c'est dans cette zone que nous avons un bon contrôle de la planéité avec une mesure réalisée sur un interféromètre Fizeau indiquant une planéité de 0,11 µm sur 3 mm. L'étude sur les défauts ponctuels de la puce centrale nous a permis d'établir une fenêtre de procédé pour l'impression de ce type de défauts, à savoir comment ils s'impriment vis-à-vis d'une variation en dose et en focus. Les défauts linéiques quant à eux étaient situés dans une puce où nous n'avons pas de mesure précise de la planéité. Dans ce cas, nous avons uniquement étudié le comportement de ces défauts lors de l'exposition, afin de déterminer la manière dont ils s'impriment en fonction de leur largeur. Lors de cette campagne d'insolation avec un masque EUV à défaut programmé nous avons obtenu pour la première fois des résultats d'impression de défauts de dimensions latérales aussi faibles que 23 nm [97].

5.2 Description des conditions expérimentales

Le système d'exposition utilise une longueur d'onde de 13,5 nm pour un angle d'incidence de 3,6°. Le système optique de projection de type Schwarzschild avec un facteur de grandissement de 5x. La configuration particulière de l'optique de projection fait que le rayonnement spéculaire est bloqué par le miroir primaire. Ainsi, l'illumination annulaire est l'éclairement standard, et le remplissage complet de la pupille de projection correspond à un facteur de cohérence partielle σ = [0,3 0,7]. Un système de trois miroirs mobiles permet néanmoins d'obtenir un grand nombre de types d'illumination (quadripole, dipole, point

source…) [98]. Le premier miroir sert à homogénéiser l'illumination, alors que les deux autres permettent de remplir la pupille de projection selon les directions horizontales et verticales.

Pour les besoins de cette expérimentation nous avons utilisé une résine à amplification chimique spécifique à l'EUV (Rhom & Haas EUV2D), fonctionnant avec des seuils en dose de l'ordre de 6 ~ 7 mJ/cm^2 (*dose to size*). Ces spécifications en dose sont proches de celles requises pour une utilisation industrielle. Dans un premier temps, il a été nécessaire de calibrer notre procédé de lithographie afin d'en déterminer la dose et le focus optimal.

En l'absence de motifs d'absorbeur sur le masque (le masque est réalisé entièrement en champ clair), nous avons utilisé des lignes réalisées sur le substrat, au même niveau que les défauts programmés pour déterminer la position du meilleur focus et de la meilleure dose. Ces lignes sur le masque ont une largeur de 300 nm, une hauteur de 70 nm et sont enterrés sous les quarante paires de l'empilement [Mo/Si]. La perturbation engendrée par ces lignes au sein du multicouche est telle qu'elle perturbe à la fois la période d_{ML} du multicouche et la phase de la lumière réfléchie. Après exposition et développement, on trouvera ces lignes imprimées sur le substrat comme on peut voir sur la Figure 5.1. A noter que ces lignes ont été volontairement doublée au niveau du masque (à part pour la lettre C) dans le but d'avoir une plus grosse perturbation du multicouche et être sûr que ces lignes s'impriment.

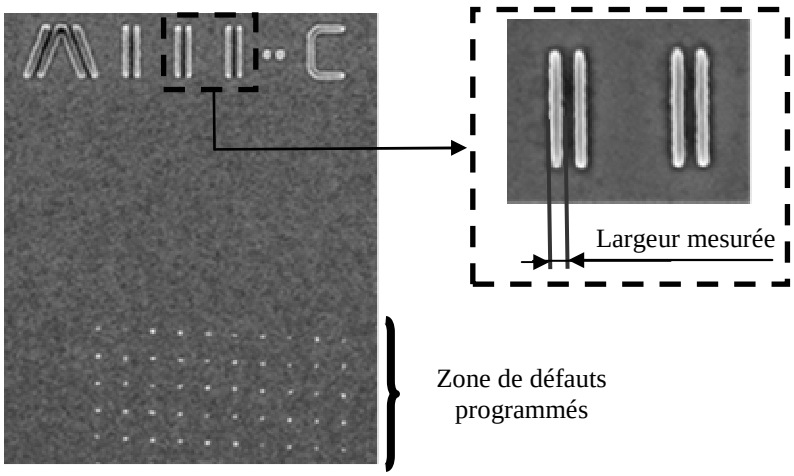


Figure 5.1 – Image MEB en vue de dessus d'une zone de défauts après développement. On distingue la zone de défauts et des lignes qui vont nous permettre de déterminer la position de la dose et du focus optimum. Ces lignes ont été volontairement doublé lors de la réalisation du masque et font une largeur de 300 nm au niveau du masque

Nous nous sommes basés sur des mesures réalisées au microscope électronique à balayage afin de déterminer le point de fonctionnement en dose et en focus.

5.2.1 Calibration en dose et focus

La détermination de la dose et du meilleur focus est essentielle afin de pouvoir connaître le comportement des défauts lors de l'étape d'impression et d'établir une fenêtre de procédé sur ce type de défaut. Pour cette calibration nous nous sommes essentielement concentrés sur les

défauts ponctuels de la puce centrale, car c'est dans cette zone que nous avons le meilleur contrôle en terme de planéité. Cependant, cette tâche est rendue difficile par le fait que nous n'avons aucun motif d'absorbeur sur le masque. Nous n'avons pas d'autres alternatives que de mesurer les lignes présentes au même niveau que les défauts programmés. Dans ce cas, nous considérons que la position du meilleur focus est obtenue lorsque la taille des lignes imprimées dans la résine est la plus petite qui soit. L'obtention de la meilleure dose est plus compliquée. Dans notre cas on considérera qu'elle est très proche de la dose nominale (*dose to size*) définie par la résine utilisée (6,8 mJ/cm² pour la résine Rhom & Haas EUV2D). Cette dose correspond à la dose nécessaire pour résoudre avec cette résine des lignes denses de 50 nm dans le cas d'un masque binaire et pour une illumination anulaire (σ = [0,3 0,7]) [98].

Nous avons réalisé une matrice d'exposition en dose et focus (*Focus Exposure Matrix*). La dose nominale est fixée à 6,8 mJ/cm², avec une variation est de +/- 5% autour de cette dose. Le focus varie de +/- 50 nm autour du focus zéro du MET.

Sur la Figure 5.2, on peut voir les courbes de Bossung correspondantes. Ces courbes représentent la variation du CD imprimé en fonction de la position du focus pour trois valeurs de dose. Ces courbes sont réalisées selon deux zones de défauts programmées distantes de 50 µm dans le champ d'exposition. A noter que sur cette figure la position en focus égale à 0 correspond au focus de référence de l'outil d'exposition EUV.

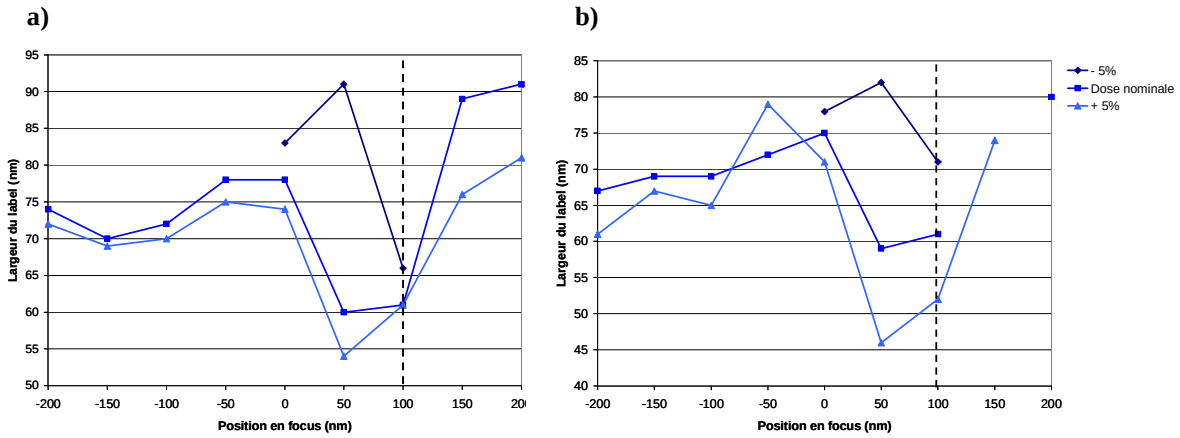


Figure 5.2 – Courbes de Bossung obtenues à partir de la mesure des labels alphanumériques pour deux zones de défauts programmées distantes de 50 µm dans le champ d'exposition

A partir des courbes de la Figure 5.2, il est possible de déterminer la position du meilleur focus. Le meilleur focus est défini comme étant la position où la largeur de la ligne imprimée est la plus petite. Dans notre cas, on constate que la position du meilleur focus est 100 nm au dessus de la position du focus zéro définit sur le MET. C'est cette valeur que nous prendrons comme focus de référence pour la suite des mesures (par la suite le focus = 0 désigne la position du meilleur focus). La position de meilleure mise au point est la même pour les deux zones distantes de 50 µm. Cela indique que la planéité est bonne sur cette distance.

En ce qui concerne la dose, on constate que pour la position du meilleur focus, la largeur des lignes imprimées est égale à 60 nm à la dose nominale. En négligeant la déformation engendrée par la ligne au sein du multicouche, cette largeur imprimée de 60 nm correspond à la largeur au niveau du masque (300 nm) diminuée du facteur de grandissement de l'optique de projection (5x). Cela conforte notre choix de nous placer à la dose nominale de la résine EUV2D utilisée. Bien que ces valeurs ont été obtenues en admettant des approximations, ce sont celles que nous utiliserons pour définir la position du meilleure focus et de la meilleure dose pour notre étude sur l'impression des défauts programmés.

5.2.2 Homogénéité dans le champ d'exposition

Nous avons également cherché à connaître l'homogénéité dans le champ d'exposition, afin d'évaluer les éventuelles fluctuations en dose. Pour notre étude, nous souhaitons comparer les zones de défauts programmées entres elles, il est donc nécessaire que ces fluctuations ne soient pas trop importantes. Nous avons répertorié la largeur des lignes imprimées à la position du meilleur focus pour les douzes zones de défauts programmés qui s'étendent sur un champ d'exposition d'une distance de 700 µm (cf. Figure 5.3).

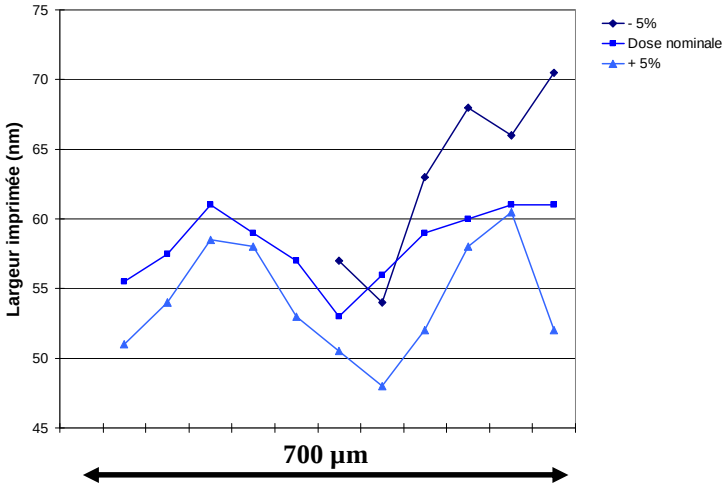


Figure 5.3 – Détermination de l'homogénéité en dose dans le champ d'exposition. Le champ d'exposition s'étend sur une distance de 700 µm

On constate que pour la dose nominale, la largeur des lignes imprimées varie sur une plage comprise entre 55 et 60 nm. Cela correspond à une variation de l'ordre de 10% sur l'ensemble des zones de défauts programmés. Lorsque l'on s'écarte de la dose nominale, la variation du CD sur l'ensemble des zones devient supérieure à 10%. Ces résultats montrent que la répartition en dose est relativement inhomogène sur le champ d'exposition. La plus grande dispersion observée lorsque l'on s'écarte de la dose nominale peut être vue comme un indicateur du fait que cette dose est au centre de la fenêtre de procédé. Ceci nous conforte dans notre choix de la dose de référence.

5.2.3 Critère visuel d'impression de défauts

A partir des résultats expérimentaux obtenus sur les zones de défauts programmés, nous avons répertorié trois catégories distinctes qui traduisent l'état d'impression des défauts.

Celles-ci sont fixées à partir de l'observation des images MEB et sont déterminées en fonction de la quantité de résine restante sur la plaquette après exposition. Nous avons défini une classification dans laquelle le défaut après exposition peut être soit imprimable, non-imprimable ou incertain. Sur la Figure 5.4, on peut voir deux de ces catégories ; le troisième cas où le défaut est non imprimable n'est pas représenté ici.

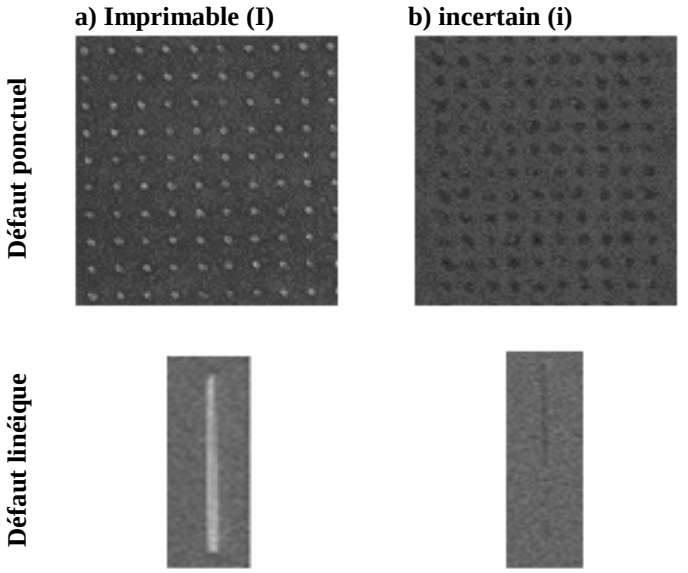


Figure 5.4 – Catégories d'impression de défauts dans le cas de défauts ponctuels et linéiques. Selon le contraste que le défaut laisse dans la résine on définit trois critères d'impression : **a)** *Imprimable* (I), **b)** *incertain* (i). (Le cas non imprimable (N) n'est pas représenté ici)

Un défaut est considéré comme *Imprimable* (I) lorsque les motifs de résine sont développés avec un bon contraste (Figure 5.4.a). Nous définissons un critère intermédiaire lorsque les défauts laissent des motifs avec une très faible trace dans la résine. Dans ce cas on considère l'impression des défauts comme *incertaine* (i). Après l'étape de gravure, ces résidus de résine sont susceptibles d'être transférés dans le silicium (Figure 5.4.b). Enfin, le défaut est considéré comme *Non imprimable* (N) lorsque aucun motif de résine ne reste sur la plaquette, ou que ceux-ci ne sont pas détectables par les outils de métrologie utilisés. En se basant sur ces critères, nous avons cherché à déterminer les conditions d'impression de défauts, en fonction de la taille et de la densité pour le cas de défauts ponctuels, et en fonction de la largeur du CD dans le cas d'un défaut linéique.

5.3 Résultats expérimentaux

5.3.1 Impression des défauts linéiques

Deux puces sont dédiées à des défauts enterrés linéiques : une puce avec des motifs isolés et une avec des motifs denses. Les lignes sont orientées horizontalement et verticalement avec des largeurs de ligne de 800, 600, 400 et 200 nm pour une hauteur de 70 nm. Dans le cas des défauts linéiques denses, le rapport cyclique est de 0,5.

5.3.1.1 Cas des défauts linéiques denses

Dans le cas des défauts linéiques denses, nous avons réalisé une exposition avec une illumination anulaire de facteur de cohérence partielle σ = [0,3 0,7] à la dose nominale. Après impression dans la résine, on observe un résidu de résine formant un « halo » autour de la zone avec les défauts linéiques denses comme on peut le voir sur la Figure 5.5.

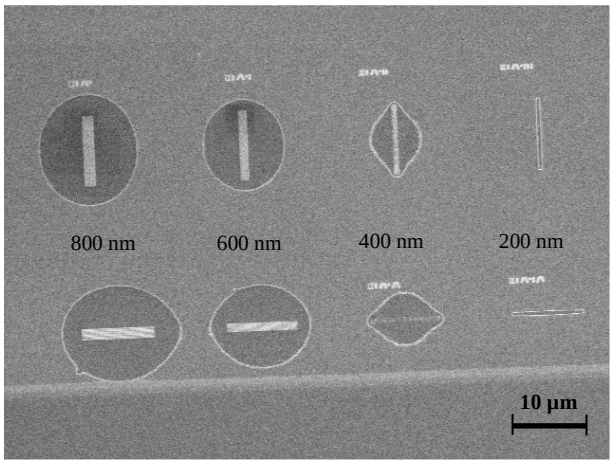


Figure 5.5 – Photo obtenue au microscope électronique à balayage sur des défauts linéiques denses. On voit la présence d'un résidu de résine sous forme d'un « halo » tout autour de la zone des défauts entérrés

Cette image MEB a été obtenue dans le cas d'une exposition à la position de meilleure mise au point et à la dose nominale de la résine. Le halo de résine est proportionnel à la taille des défauts linéiques enterrés. Il est de l'ordre de 13 µm dans le cas des défauts linéiques de 800 nm, de 10 µm pour les défauts de 600 nm, 7 µm pour les défauts de 400 nm et de l'ordre de 1 µm pour ceux de 200 nm.

Si l'on regarde plus en détail, on constate néanmoins que les défauts linéiques denses se sont imprimés dans la résine. Sur la Figure 5.6.a, on peut voir une image MEB obtenue sur les défauts verticaux denses de 800 nm et 600 nm, et sur la Figure 5.6.b un zoom sur les bouts de ligne du réseau dense verticale de 800 nm.

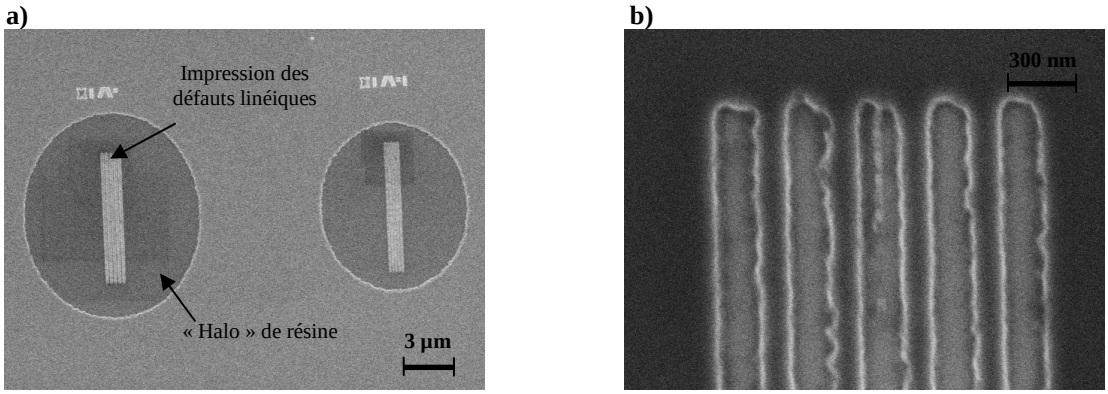


Figure 5.6 – Images MEB obtenues dans le cas de défauts linéiques denses ; a) Image des défauts denses de 800 nm et 600 nm ; b) Zoom sur les bouts de ligne des défauts de 800 nm

Sur la Figure 5.6.a, les défauts linéiques denses se sont imprimés de la même manière que le halo de résine. En regardant plus en détail (cf. Figure 5.6.b) on s'apercoit que les défauts linéiques denses se sont imprimés distinctement, et que l'on distingue une séparation de la ligne pour le défaut linéique central. Cette séparation correspond au deux bords du défaut linéique enterré qui vont perturber l'empilement multicouche. De plus le contraste est très faible par rapport au halo de résine. Les défauts linéiques se sont imprimés en sur-épaisseur par rapport à ce halo. Ce résidu de résine semble lié à une diminution de la réflectivité du multicouche autour de la zone de défaut linéique. La formation de ce halo indique que la lumière a été diffusée et que le multicouche a été perturbé sur une grande zone autour des défauts linéiques denses. Nous avons vu au cours du chapitre 4 que la réalisation du masque EUV a entrainé des contraintes en raison du collage du silicium sur le substrat de quartz. Or il a été montré que sous l'effet d'une contrainte extérieure sur un multicouche avec défaut, on pouvait parfois observer un décollement du multicouche ou une éjection du nodule de défaut [62]. Nous pensons que ces contraintes engendrées dans le masque EUV lors de sa réalisation peuvent avoir crées une perturbation du multicouche autour des zones de défauts linéiques.

On constate également que la zone perturbée du multicouche est proportionnelle à la taille des zones de défauts. En effet la perturbation s'étend sur 13 µm pour des défauts linéiques de 800 nm, alors elle n'est que de l'ordre de 1 µm dans le cas de défauts linéiques denses de 200 nm. Il semblerait que lorsque la zone de défaut est trop importante, le procédé de dépôt IBS du multicouche ne soit pas en mesure de recouvrir les défauts. La perturbation (voire le décollement) du multicouche se produit essentiellement pour de larges zones de défauts (comme c'est le cas pour les défauts denses de 800, 600 et 400 nm). Ce qui n'est pas le cas pour des largeurs plus faibles, que le procédé de dépôt semble plus à même de recouvrir.

5.3.1.2 Cas des lignes isolées

Lors de l'impression des défauts linéiques isolés, nous avons constaté que les tailles étudiées n'étaient pas suffisamment faibles pour permettre d'obtenir des cas de défauts *non imprimable*. Pour des largeurs importantes de défauts (800 et 600 nm) nous avons observé l'impression de deux lignes distinctes dans la résine comme on peut le voir sur la photo MEB de la Figure 5.7.

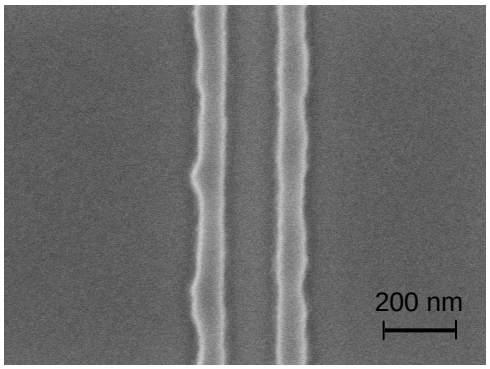


Figure 5.7 – Image obtenue au microscope électronique à balayage sur un défaut linéique isolé de 800 nm. Les deux bords de la ligne s'impriment dans la résine

Cette image a été obtenue dans le cas d'une illumination anulaire avec un facteur de cohérence σ = [0,3 0,7] pour la position de meilleure mise au point et la dose nominale de la

résine EUV 2D. On constate que dans le cas d'un défaut linéique isolé seules les perturbations engendrées par les bords des défauts vont s'imprimer. Les deux lignes sont distantes de l'ordre de 160 nm, ce qui correspond à la largeur du défaut linéique au niveau du masque (largeur = 800 nm), réduite du facteur de grandissement de l'optique de projection (5x). Les bords de lignes imprimées sont de l'ordre de 60 nm, ce qui correspond à une perturbation engendrée par les bords du défaut d'environ 300 nm au niveau du masque.

Selon la largeur du défaut linéique natif, les motifs imprimés vont avoir des comportements différents. Lorsque la largeur du défaut diminue, on passe d'une image où les deux bords du défaut s'impriment sous forme de deux lignes distinctes à une seule ligne imprimée pour des largeurs de défauts de 400 nm (cf. Figure 5.8). Ces observations sont en accord avec nos simulations réalisées au chapitre 3 (paragraphe 3.4.1, Perturbation aux bords des défauts (« Effet de bord »)).

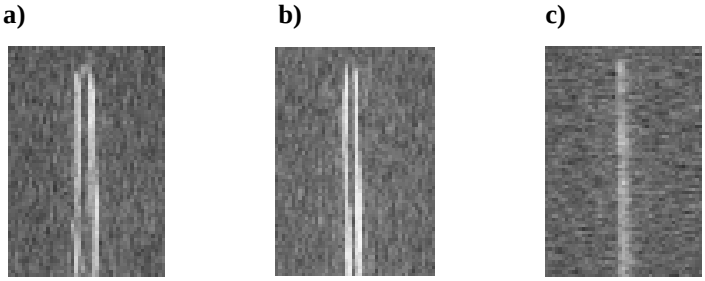


Figure 5.8 – Zoom sur des défauts linéiques isolés imprimés dans la résine ; **a)** Défaut de 800 nm, **b)** Défaut de 600 nm et **c)** Défaut de 400 nm

5.3.2 Impression des défauts ponctuels

Dans le Tableau 5.1 nous avons répertorié les résultats d'impression pour des tailles de défauts natifs de 20 nm et 50 nm, ainsi que deux densités différentes : 4×10^6 et $2{,}5\times10^7$ défauts/cm^2. La dose varie de plus ou moins 5% autour de la dose nominale et la mise au point varie de plus ou moins 150 nm autour du meilleur focus. Les résultats répertoriés sont basés sur les critères d'impression définis préalablement, *imprimable (I), incertain (i)* et *non imprimable* (*N*) (cf. Figure 5.4).

Comme prévu la taille du défaut natif a un effet non négligeable sur le critère d'impression des défauts. Un phénomène bien moins attendu vient de la densité qui joue un rôle sur l'impression des défauts.

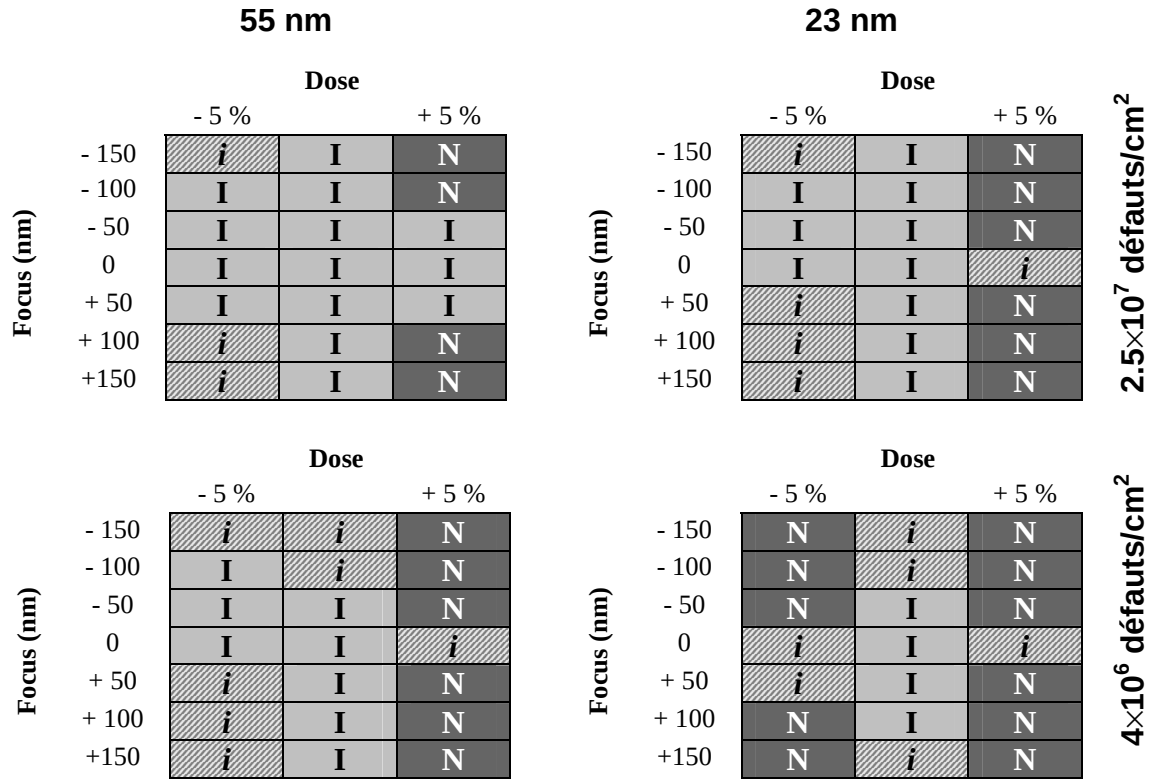


Tableau 5.1 – Résultats expérimentaux sur l'impression des défauts en fonction des 3 critères d'impression (I : *Imprimable*, N : *Non imprimable*, i : *incertain*), dans le cas de défauts natifs de 55 nm et 23 nm ; Pour deux densités différentes : 4×10^6 défauts/cm^2 et $1{,}5\times10^7$ défauts/cm^2

5.3.2.1 Influence du focus et de la dose

Dans le Tableau 5.1, si l'on considère le cas d'une densité de défaut de $2{,}5.10^7$ def/cm² au meilleur focus, un défaut natif de 55 nm sera *imprimable* pour une latitude en dose de 10 % (+/- 5 % autour de la dose nominale), alors qu'un défaut natif de 23 nm aura une latitude en dose uniquement de 5% (- 5% par rapport à la dose nominale). Pour ce qui est de la latitude en focus, à la dose nominale, on constate que cette latitude en focus est de 300 nm pour les deux tailles de défauts. Les défauts semblent être plus sensibles à une variation en dose qu'à une variation en focus, avec un comportement différent par rapport à la dose nominale. La grande sensibilité à la dose indique que l'intensité minimale au niveau de l'image aérienne engendrée par le défaut est proche du seuil d'impression (donc proche de la *dose to size*). Une légère variation de la dose suffit pour passer d'un cas *imprimable* à un cas *non-imprimable.*

Sur la Figure 5.9, nous avons représenté une image aérienne normalisée dans le cas d'un défaut enterré modélisé avec une structure trapèze. Dans le cas d'une intensité normalisée, la dose nominale correspond à une intensité seuil (dans notre exemple l'intensité est de 0,3). Lorsque la dose varie de + 5% par rapport à la dose nominale, cela se traduit au niveau de l'image aérienne normalisée par une intensité 5 % plus faible que l'intensité seuil, et inversement dans le cas d'une dose de – 5% par rapport à la dose nominale.

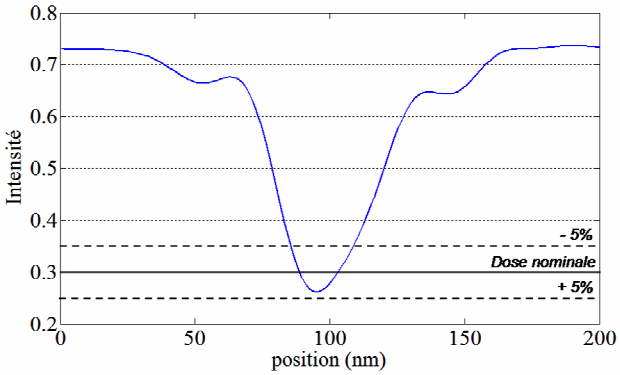


Figure 5.9 – Schéma illustrant l'effet de la dose sur l'image aérienne engendrée par un défaut enterré

Dans l'exemple illustré sur la Figure 5.9, le défaut est *imprimable* à la dose nominale et pour une variation de - 5%. Lorsque la dose est de + 5% par rapport à la dose nominale, le défaut est *non imprimable* car la chute d'intensité engendrée par le défaut n'est pas suffisante pour franchir le seuil d'impression. L'interprétation du critère *incertain* est plus délicate que pour les deux autres critères. Dans le cas où la dose varie de + 5% par rapport à la dose nominale, le critère *incertain* peut s'expliquer par le fait que le minimum d'intensité de l'image aérienne est très proche du seuil d'impression dans la résine. Les traces laissées dans ce cas dans la résine traduisent des très faibles fluctuations de la dose d'exposition.

5.3.2.2 Influence de la taille des défauts natifs

La taille du défaut natif va influer sur l'image dans la résine. Nous nous sommes également intéressés à la taille des défauts imprimés. Sur la Figure 5.10, on peut voir des photos réalisées au microscope électronique à balayage en vue de dessus pour les trois tailles de défauts. Les défauts imprimés ici sont obtenus pour une densité de défaut de 4.10^9 def/cm² au meilleur focus et à la dose nominale.

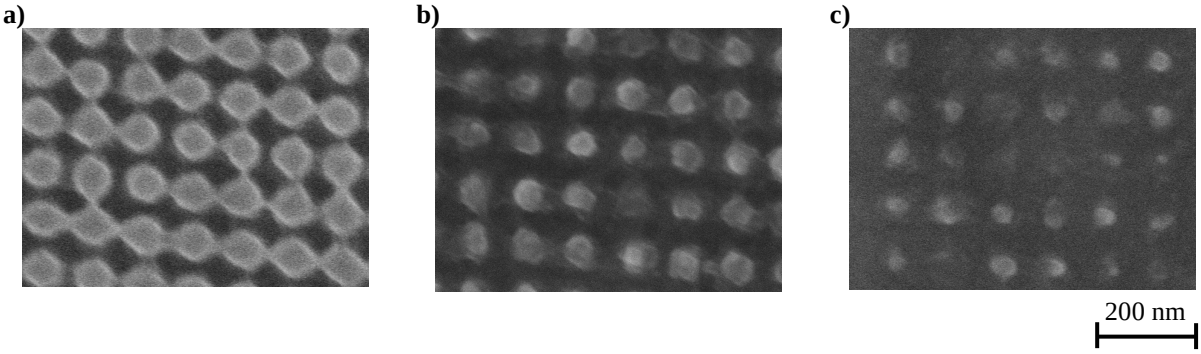


Figure 5.10 – Images en vue de dessus obtenues au microscope électronique à balayage pour une densité de défaut de 4.10^9 def/cm² ; **a)** Cas d'un défaut de 100 nm ; **b)** Cas d'un défaut de 50 nm ; **c)** Cas d'un défaut de 20 nm.

Une densité de défauts de 4.10^9 def/cm² correspond au niveau masque à des défauts espacés de 500 nm. L'outil d'exposition EUV a un facteur de réduction 5x, l'espacement entre les défauts est de 100 nm au niveau de la plaquette.

Sur la Figure 5.10.a, on peut voir que les défauts natifs d'une largeur de 111 nm (163 nm en surface) au niveau du masque s'impriment dans la résine avec une taille d'environ 80 nm. On constate également qu'il y a des effets de pontage entre les motifs de résine du fait de leur

proximité. Les défauts natifs de 55 nm (114 nm en surface du multicouche) vont s'imprimer dans la résine avec une taille de l'ordre de 45 ~ 50 nm (cf. Figure 5.10.b). Enfin, les défauts natifs de 23 nm (largeur de 85 nm en surface) vont s'imprimer au niveau de la plaquette avec une taille de l'ordre de 30 à 40 nm. Les nodules spécifiques engendrés par les défauts programmés au sein de ce masque EUV s'impriment dans la résine en laissant une trace du même ordre de grandeur que la largeur des défauts natifs.

5.3.2.3 Influence de la densité

Au regard du Tableau 5.1, on s'aperçoit que la densité des défauts joue également un rôle important. Prenons comme exemple un défaut natif de 23 nm ; on constate que ces défauts s'impriment sur une fenêtre plus importante lorsque la densité est de $2{,}5\times10^{7}$ défauts/cm^2 que pour une densité de 4×10^{6} défauts/cm^2. Ce phénomène s'observe de la même manière pour un défaut de 55 nm. L'impression des défauts est donc influencée par la densité. A la vue de ces résultats, un défaut s'imprimera d'autant plus que la densité sera élevée.

Une explication probable peut venir de l'influence du *flare*. Son origine provient entre autre de la diffusion de la lumière par la surface des optiques en raison de leurs rugosités. Ceci va créer un bruit de fond dans le plan image et détériorer le contraste de l'image aérienne [99]. Krautchik et *al*. ont montré que le taux de *flare* pouvait varier localement en fonction de la densité des zones ouvertes sur un masque EUV [100]. Lorsque les zones ouvertes sont importantes, il y a plus de zones réfléchissantes qui peuvent contribuer à une augmentation locale du taux de *flare*. Dans notre cas, le masque ne possède pas de zones d'absorbeur. On peut malgré tout adopter ici l'approche de Krautchik. En considérant que la diminution du *flare* n'est pas liée à la baisse locale de la réflectivité en raison de la présence d'absorbeur, mais plutôt dûe à la diffusion par les défauts. Cet effet est de la même manière lié à la densité.

Le niveau de *flare* moyen dans le MET est de l'ordre de 15 %. Lorsque la densité de défaut est faible, les zones ouvertes deviennent plus importantes et le taux de *flare* augmente localement et est proche du niveau moyen du MET. Dans ce cas le contraste de l'image aérienne diminue en raison de la présence d'un fond continu induit par le *flare*. Dans le cas où la densité de défaut augmente le contraste de l'image aérienne est plus important en raison d'une diminution locale du taux de *flare*.

5.4 Comparaison avec des modèles géométriques simulés

Nous avons cherché à confronter les modéles géométriques de défauts que nous avons mis en place lors des simulations électromagnétiques rigoureuses, avec les résultats expérimentaux obtenus avec le masque à défaut programmé. Nous avons étudié les trois modèles géométriques : sphérique, gaussien et trapèze.

5.4.1 Défauts linéiques

Dans le cas de défauts linéiques enterrés, seules les perturbations créées au bord du défaut vont s'imprimer comme nous avons pu le voir lors du chapitre 3 et démontré experimentalement (voir paragraphe 5.3.1.2). Pour illustrer ces effets, nous avons utilisé un

modèle géométrique de défaut trapèze et gaussien. Les défauts natifs ont des largeurs de 400, 600 et 800 nm, pour une hauteur de 70 nm. On considère une largeur au bord de défaut de 300 nm pour le modèle trapèze et dans le cas d'un modèle gaussien la largeur à mi hauteur est égale à la largeur des défauts natifs. Le multicouche possède quarante paires de [Mo/Si], une période de 6,85 nm, un rapport γ de 0,4 et un angle d'incidence de 3,6°. L'ouverture numérique est de 0,3 et l'illumination est annulaire de facteur de cohérence partielle σ = [0,3 0,7]. Sur la Figure 5.11 on peut voir les images aériennes obtenues par simulation MMFE avec ces deux modèles géométriques.

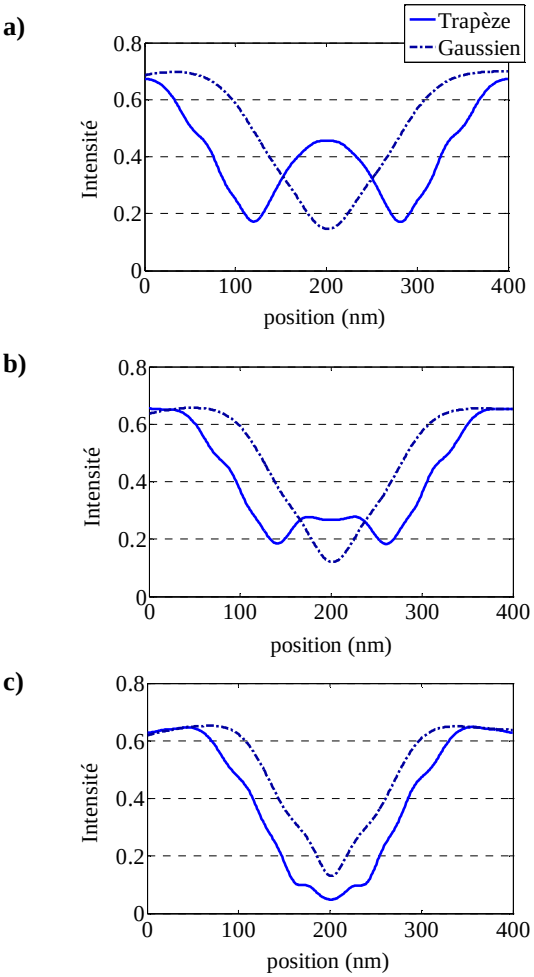


Figure 5.11 – Images aériennes simulées avec la méthode MMFE dans le cas de défauts linéiques modélisés avec un modèle trapèze et gaussien dans le cas d'une largeur de : **a)** 800 nm, **b)** 600 nm et **c)** 400 nm

En considérant uniquement le cas du modèle géométrique trapèze, on s'aperçoit que dans le cas d'une ligne de 800 nm de largeur (cf Figure 5.11.a), la zone au sommet du défaut est suffisament large pour avoir une réflectivité de l'ordre de 0.5, permettant ainsi d'être au-dessus du seuil d'impression (fixé à I = 0,25 par exemple). Seules les perturbations aux bords du défaut linéique vont s'imprimer. Lorsque la largeur de la ligne diminue à 600 nm (cf Figure 5.11.b), les deux chutes d'intensité au niveau des bords de défauts se rapprochent. La réflectivité au sommet du défaut linéique diminue et s'approche du seuil d'impression, mais est encore suffisante pour discerner les deux bords. Enfin, dans le cas d'un défaut de 400 nm de largeur on constate qu'il n'y a plus qu'une seule ligne qui va s'imprimer. Elle est également plus large que lorsque les deux bords s'impriment séparément. Cela s'explique par le fait que la zone réfléchissante au-dessus du défaut n'a plus une surface suffisante pour que la réflectivité remonte au centre et permette de distinguer les chutes d'intensités au niveau des

bords du défaut linéique. Dans ce cas, il y a chevauchement des deux pics d'intensités et plus qu'une seule ligne qui s'imprime dans la résine. Ces résultats sont en accord avec ceux obtenus expérimentalement représentés sur la Figure 5.8. Cela permet également de valider les hypothèses avancées lors du chapitre 3 sur la simulation des défauts enterrés, en mettant en évidence l'importance de la perturbation engendrée par le bord des défauts au sein du multicouche.

Si l'on compare à présent les images aériennes entre les deux modèles géométriques, on constate que les résultats obtenus donnent des résultats différents selon le type de modèle utilisé. En effet, le modèle gaussien n'est pas du tout adapté à des défauts très larges. Quelle que soit la largeur du défaut on n'observe qu'une seule chute d'intensité. Lorsque la largeur de ligne diminue, ces différences de résultats entre l'utilisation des deux modèles géométriques s'estompent. Ces résultats montrent l'importance dans le choix du modèle géométrique de défauts, car on peut vite aboutir à des résultats aberrants par rapport à la réalité physique. Cela souligne encore une fois l'extrême prudence à prendre dans l'interprétation de résultats de simulation.

5.4.2 Défauts ponctuels

5.4.2.1 Taille de défaut imprimé

A partir des tailles de défauts après impression obtenues expérimentalement sur des défauts ponctuels, nous avons cherché à confronter ces résultats avec les trois modèles géométriques à notre disposition (trapèze, gaussien et sphérique). La compléxité de ces modèles géométriques dépend du nombre de paramètres qu'ils peuvent prendre en compte. Le modèle trapèze est celui qui prend en compte le plus de paramètres pour modéliser la structure géométrique de la perturbation dans le multicouche. Il est possible d'y injecter les valeurs obtenues à l'AFM avant et après dépôt de l'empilement multicouche. Le modèle gaussien quant à lui considère quatre paramètres : la hauteur et la largeur *FWHM*, avant et après dépôt du multicouche, alors que le modèle sphérique est le plus simple avec seulement deux paramètres : diamètre du défaut natif et un coefficient de planarisation α qui traduit la manière dont les couches vont croître au sein de l'empilement (α indique le rapport des épaisseurs déposées dans la direction horizontale et verticale). A titre d'exemple, nous avons répertorié dans le Tableau 5.2 les paramètres utilisés pour un défaut ponctuel natif de 23 nm de largeur en fonction les trois modèles géométriques. Ces valeurs se basent sur les mesures obtenues à l'AFM 3D sur les défauts ponctuels lors de la réalisation du masque EUV (voir chapitre 4 : 4.3.2.3 - Caractérisation des défauts).

Les valeurs indiquées dans le modèle trapèze sont celles qui sont directement issues des mesures AFM. Dans le cas du modèle gaussien les valeurs ont été adaptées afin de coller aux mesures ; *FWHM* est la largeur à mi hauteur, elle est égale à $CDi + \Delta xi$ du modèle trapèze. A noter que pour le modèle trapèze nous avons choisi une contraction de 100 % ce qui correspond à une perturbation du multicouche sur la totalité de l'empilement. Les indices *i* et *f* indiquent respectivement *initial* et *final*. Le paramètre *h* représente la hauteur, *CD* la largeur et Δx la largeur de la perturbation engendrée par le bord du défaut. Enfin pour le modèle sphérique le diamètre correspond à la largeur du défaut natif et nous avons choisi un coefficient α égal à 1 car il permet d'obtenir une topographie élargie en surface et qui

correspond approximatevement aux mesures AFM effectuées. On peut voir en Annexe C des représentations de ces trois modèles géométriques de défauts.

Modèle trapèze	h_i	CD_i	Δx_i	h_f	CD_f	Δx_f	Cont (%)
	70 nm	23 nm	5 nm	57 nm	85 nm	30 nm	100
Modèle gaussien	h_i		$FWHM_i$	h_f		$FWHM_f$	
	70 nm		28 nm	57 nm		115 nm	
Modèle sphérique	Diamètre			Planarisation α			
	23 nm			1			

Tableau 5.2 – Exemple de paramètres pris pour les différents modèles géométriques dans le cas d'un défaut natif de 20 nm. Ces valeurs se basent sur des mesures AFM effectuées lors de la réalisation du masque EUV à défauts programmés

Nous avons réalisé des simulations avec la méthode MMFE en utilisant les trois représentations géométriques. A noter que ces simulations ont été réalisées dans le cas d'une modélisation géométrique 2D, c'est-à-dire en supposant des défauts linéiques enterrés, car nous n'avons pas à notre disposition de modélisation géométrique des défauts en 3D (mis à part pour le modèle sphérique). Il a été montré que qualitativement, une modélisation géométrique 2D avait le même comportement qu'un modèle 3D [101]. Sur la Figure 5.12 sont représentées les images aériennes obtenues à partir de ces modèles géométriques pour la position du meilleur focus.

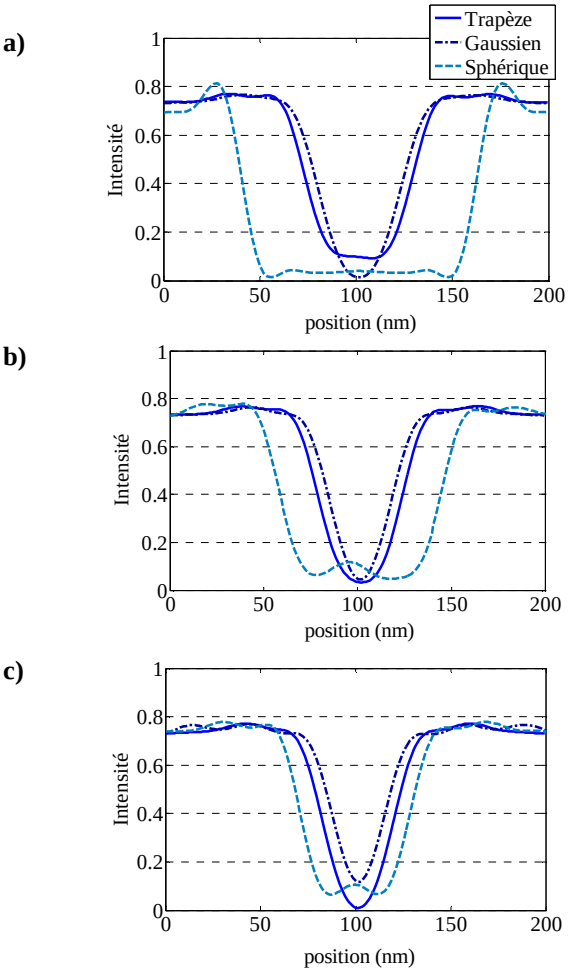


Figure 5.12 – Images aériennes obtenues par simulation avec trois modèles géométriques de défauts ; **a)** Défaut natif de 111 nm ; **b)** Défaut natif de 55 nm ; **c)** Défaut natif de 23 nm

Ces simulations ont été réalisées pour des tailles de défaut natif de 111 nm, 55 nm et 23 nm et en nous basant sur les mesures AFM réalisées sur le masque à défauts programmés (voir chapitre 4). Le multicouche contient quarante paires de [Mo/Si] pour une période de 6,85 nm et un rapport γ de 0,4. La longueur d'onde d'exposition est de 13,5 nm pour un angle d'incidence de 3,6°. L'illumination est de type annulaire avec une cohérence partielle de [0,3 0,7]. Les images aériennes ont été simulées avec SolidC.

On s'aperçoit que les images aériennes diffèrent très peu selon la taille du défaut natif dans le cas des modèles géométriques trapèze et gaussien. Dans le cas du modèle sphérique, on constate que la chute d'intensité au niveau de l'image aérienne semble beaucoup plus dépendante de la largeur du défaut à l'origine, ce qui semble plus en accord avec les résultats expérimentaux.

Dans le Tableau 5.3, nous avons répertorié les mesures obtenues par simulation 2D pour les trois différentes tailles de défauts (111, 55 et 23 nm) et selon les trois modèles géométriques. Au niveau de la simulation, nous avons utilisé un simple modèle résine à seuil et nous avons fixé le seuil d'intensité à 0,25. Ce type de modélisation a déjà été utilisé et donne des résultats proches de cas réels [102]. Nous avons également répertorié les mesures obtenues expérimentalement afin de les confronter avec les mesures obtenues par simulation pour une intensité seuil de 0,25 ainsi que l'erreur entre le résultat des simulations et les mesures expérimentales.

Taille du défaut natif		111 nm	55 nm	23 nm
Taille imprimée		~ 80 nm	45 ~ 50 nm	30 ~ 40 nm
Modèle trapèze	CD @ 0,25	43 nm	35 nm	30 nm
	Erreur (%)	46 %	22 ~ 30 %	0 ~ 25 %
Modèle gaussien	CD @ 0,25	35 nm	25 nm	18 nm
	Erreur (%)	56 %	44 ~ 50 %	40 ~ 55 %
Modèle sphérique	CD @ 0,25	116 nm	77 nm	49 nm
	Erreur (%)	45 %	71 ~ 54 %	63 ~ 22 %

Tableau 5.3 – Mesures obtenues par simulation pour une intensité seuil de I = 0,25 et selon les trois modèles géométriques de défaut : trapèze, sphérique et gaussien

Dans un premier temps, on constate que les valeurs obtenues par simulation, et répertoriées dans le Tableau 5.3, donnent des résultats plus ou moins divergents par rapport aux résultats expérimentaux. Dans la majeure partie des cas les résultats des simulations obtenues avec une modélisation 2D donnent des résultats avec une erreur de l'ordre de 50 % par rapport aux valeurs expérimentales. Ces différences peuvent s'expliquer par le fait que nous avons réalisé une simulation avec des modèles 2D pour étudier le comportement de défauts ponctuels 3D. Dans cette simulation nous avons également négligé les paramètres de l'outil d'exposition comme le *flare* ou les aberrations du système optique qui peuvent jouer un rôle non négligeable sur les mécanismes d'impression des défauts.

Néanmois, on constate sur le Tableau 5.3 que dans le cas d'un modéle trapèze, l'erreur entre les résultats simulés et expérimentaux est inférieure ou égale à celle obtenue avec les autres modèles. Ces résultats montrent que le modèle trapèze choisi, qui prend en compte de manière plus fidèle les résultats de mesures issus de l'AFM, est une modélisation géométrique qui permet de simuler plus correctement le comportement des défauts dans notre masque

EUV. Cependant pour plus de précision, il est nécessaire de modéliser cette perturbation en 3D.

Ces résultats montrent l'importance accordée au choix du modèle géométrique utilisé pour la simulation des défauts dans les masques EUV. Tout comme c'est le cas pour les défauts linéiques, le résultat obtenu est très fortement dépendant du modèle géométrique utilisé. Les résultats peuvent très fortement diverger en fonction du modèle géométrique choisi. Il est difficile à partir de ces modèles 2D d'obtenir une valeur exacte de la taille des défauts après impression. Il est néanmoins possible d'en ressortir des tendances et d'appréhender le comportement des défauts dans les masques EUV.

5.4.2.2 Relations entre densité de défauts et flare

Nous avons cherché à déterminer si la densité de défauts, qui fait varier le taux de *flare* localement, pouvait modifier l'impression des défauts dans la résine. Ceci nous permettrait de valider les observations obtenues sur des défauts ponctuels (cf. Tableau 5.1).

On peut considérer que le flare agit sur l'image aérienne en rajoutant un fond continu qui se traduit par une perte de contraste [103]. De manière simplifiée, la contribution du taux de *flare* sur l'image aérienne est décrite dans l'équation (5.1).

$$I_f = (1-f)\times I_0 + \eta.f \qquad (5.1)$$

Avec I_0 l'intensité de l'image aérienne idéale, f le taux de flare normalisé et η le taux de réflexion moyen du masque. Sur la Figure 5.13, nous avons représenté les images aériennes dans le cas d'un défaut natif de 23 nm en nous basant sur un modèle géométrique de déformation du multicouche de type trapèze afin d'illustrer l'impact du *flare* sur l'image aérienne. Nous avons simulé l'image aérienne pour trois valeurs de *flare* : 0, 10 et 15 %. La valeur de 15 % de flare correspond au taux moyen dans le MET.

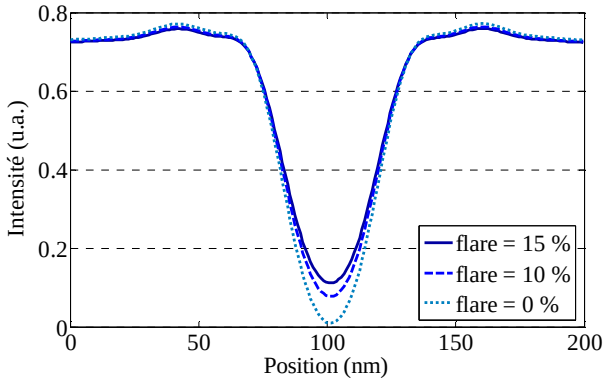


Figure 5.13 – Illustration de l'influence du taux de *flare* sur l'image aérienne pour trois valeurs 0, 10 et 15%

On s'aperçoit que le taux de *flare* a un impact non négligeable sur l'image aérienne. Il a pour effet de faire diminuer la chute d'intensité de l'image aérienne donc d'en réduire le contraste. On constate sur la simulation 2D d'un défaut trapèze de la Figure 5.13 que l'intensité minimale varie de 0 dans le cas de 0% de flare à 0,12 pour 15% de flare ce qui se traduit par une diminution du contraste de 30 % entre ces deux cas.

Ainsi lorsque le *flare* augmente, le caractère *imprimable* d'un défaut se trouve réduit. Afin de valider ou d'infirmer l'hypothèse sur l'influence de la densité sur le critère d'impression, nous avons réalisé une série de simulations en prenant en compte l'effet du *flare,* et en

essayant de remonter aux résultats expérimentaux obtenus dans le Tableau 5.1. Le taux de *flare* varie en fonction de la surface des zones réflechissantes sur le masque, ainsi un masque en champ clair (densité = 0) aura un taux de *flare* moyen de 15 % alors que l'on considère un taux de *flare* nul pour une surface en champ sombre. Pour nos simulations, on considère arbitrairement que la variation de la densité des défauts se traduit par une variation du taux de *flare* entre 10 % et 15 % (taux moyen du MET).

Les images aériennes ont été calculées pour des défauts natifs de 55 nm et 23 nm avec une modélisation géométrique trapèze en 2D et pour une excursion en focus de – 150 nm à + 150 nm par pas de 50 nm. On considère une résine à seuil avec une intensité nominale de 0,25 et des variations de +/- 5 % qui correspondent à des intensités normalisées de 0,238 et 0,263.

Par le biais de cette méthode, nous avons uniquement le cas *imprimable* ou *non imprimable*. Afin de pouvoir comparer avec les résultats obtenus dans le Tableau 5.1, on considère que le cas *incertain* peut être à la fois *imprimable* ou *non imprimable*. Le Tableau 5.4 répertorie les résultas d'impression obtenus par simulation pour les deux tailles de défaut natif.

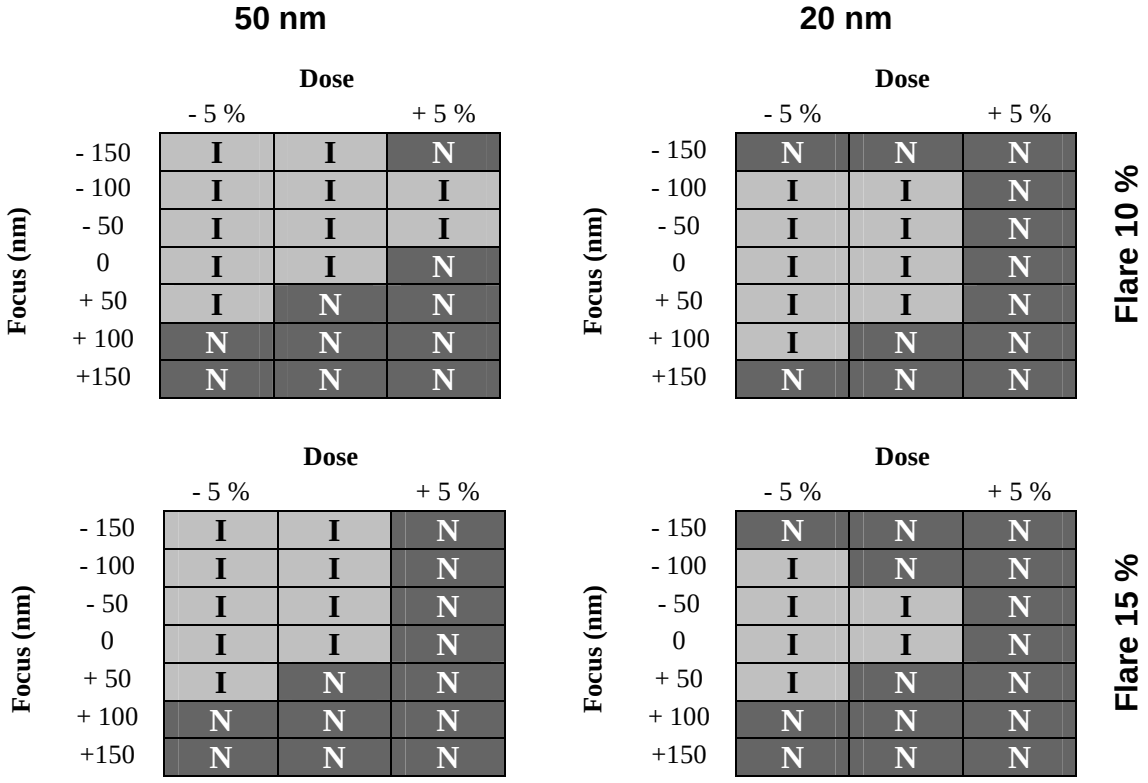


Tableau 5.4 – Critères d'impression de défauts natifs de 50 nm et 20 nm obtenus par simulation électromagnétique rigoureuse. Le modèle de déformation du multicouche est basé sur un modèle AFM. On distingue le cas *Imprimable* (I) et *Non imprimable* (N) pour les deux tailles de défauts indiquées et des valeurs de *flare* égales respectivement à 10 % et 15 %

On constate que lorsque le taux de *flare* augmente, il y a diminution de la fenêtre en dose et focus sur laquelle les défauts s'impriment, et ce aussi bien dans le cas d'un défaut natif de 55 nm que de 23 nm. Ce résultat est en adéquation avec les résultats expérimentaux obtenus dans le Tableau 5.1, où l'on constatait le même effet pour une diminution de la densité de défaut. La variation locale du taux de *flare* engendrée par les densités de défauts est donc directement

responsable de la différence que nous avons observé entre des zones de défauts plus ou moins denses.

La différence majeure que l'on peut noter entre ces résultats simulés et les résultats expérimentaux vient du fait que l'on ne retrouve pas les mêmes critères d'impression pour les variations en focus positif. Ces différences peuvent venir des aberrations du système de projection qui dissymétrisent le comportement en focus (cas de l'aberration sphérique dont nous n'avons pas tenu compte dans nos simulations).

Néanmoins ces résultats de simulation corroborent notre hypothèse sur l'influence du taux de flare sur l'impression des défauts. On peut imaginer à partir de ces résultats qu'un défaut identique enterré placé dans un environnement de motifs différents ne s'imprimera pas de la même manière. Les défauts placés dans des motifs d'absorbeurs denses auront une influence plus grande que lorsqu'ils sont à proximité d'une ligne isolée.

La modélisation 2D des défauts enterrés nous a permis de bien comprendre le mode d'impression des défauts dans les masques EUV, mais ce modèle est limité lorsqu'il s'agit d'obtenir des résultats quantitatifs. Pour plus de précision sur les résultats de simulation, il est sans doute nécessaire de considérer un modèle basé sur un mode de croissance géométrique tridimensionnel.

5.5 Détermination d'un critère d'impression de défauts à partir d'un modèle 3D

Nous nous proposons dans cette partie de présenter des résultats de simulations obtenues à partir d'un modèle géométrique de défauts en trois dimensions (ponctuel). Le modèle est basé sur une croissance sphérique identique au cas du modèle 2D. En se basant sur ce modèle, il est possible qualitativement de déterminer la manière dont un défaut va s'imprimer. De plus la modélisation 3D permet d'étudier le comportement d'un défaut ponctuel à proximité d'une ligne d'absorbeur.

5.5.1 Cas d'un défaut isolé

On appelle « défaut isolé », tout défaut enterré sous le multicouche se situant dans une zone sans motifs d'absorbeur. Un défaut isolé se caractérise par le fait qu'il n'aura aucun impact sur les lignes de motifs à imprimer, mais va éventuellement s'imprimer dans des zones non désirées.

Afin d'étudier l'effet de ce type de défaut, nous avons réalisé des simulations électromagnétiques rigoureuses à partir d'un modèle géométrique simple basé sur la méthode des parallèles. Nous avons simulé des structures avec deux types de planarisation, une conforme ($\alpha = 1$) et une planarisante ($\alpha = 1{,}06$) ; on peut voir sur la Figure 5.14 une modélisation en deux dimensions illustrant les deux types de planarisation.

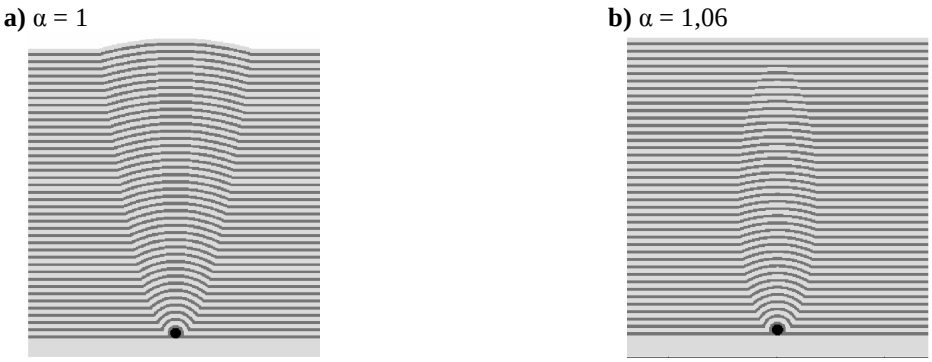


Figure 5.14 – Représentation schématique des modèles géométriques sphériques utilisés ; **a)** Modèle de croissance conforme (α = 1) ; **b)** Mode de croissance atténué (α = 1,06)

Ces simulations ont été effectuées avec une simulation MMFE dans le cas de défaut sphérique (3D) avec des diamètres de défaut natif variant entre 0 et 100 nm [104]. Sur la Figure 5.15, on peut voir la taille de défaut imprimé en se basant sur un seuil d'impression d'intensité I = 0,25 en fonction de la taille initiale du défaut sphérique. L'image aérienne a été calculée pour une ouverture numérique NA égale à 0,3, une cohérence partielle σ égale à 0,7 et un facteur de grandissement de 4x entre le masque et la plaquette.

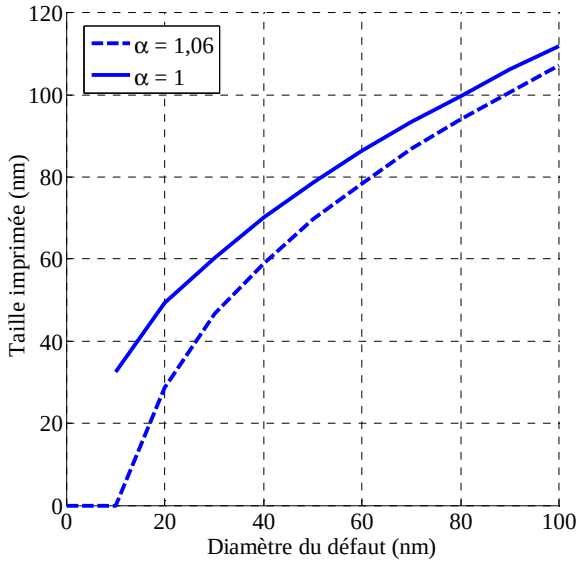


Figure 5.15 – Taille de défaut imprimé en fonction de la taille initiale du défaut selon deux cas de planarisation : conformité (α = 1), et atténuation (α = 1,06)

A partir de ces résultats, on constate qu'un défaut inférieur à 10 nm, totalement planarisé ne doit pas laisser de traces dans la résine. Un défaut sphérique de 20 nm de diamètre au niveau du masque, est susceptible de laisser une trace au niveau de la plaquette avec des tailles variant entre 30 nm et 50 nm pour le cas conforme. Malgré le facteur de grandissement de 4x entre le masque et la plaquette, on s'aperçoit en règle générale qu'un défaut de diamètre *d*, est susceptible de laisser une trace dans la résine avec une taille égale à *d* + 30 nm. Ces tailles de défauts sont tout à fait réalistes dans le cas de la réalisation des empilements [Mo/Si]. Ces résultats montre l'importance de trouver des techniques de fabrication qui permettent de minimiser l'impact de ces défauts.

5.5.2 Cas d'un défaut à proximité d'une ligne d'absorbeur

Nous allons aborder dans ce paragraphe un des points critiques du problème des défauts enterrés dans les masques EUV et qui concerne la modification de la valeur du CD d'une ligne d'absorbeur. Ainsi nous avons simulé l'image aérienne d'un défaut sphérique à proximité d'une ligne d'absorbeur à partir d'un calcul électromagnétique MMFE en 3D. Le défaut est modélisé selon une géométrie sphérique, considérant un diamètre de 10 nm et un coefficient de planarisation α égal à 1, soit un dépôt conforme. Le multicouche est composé d'un empilement de quarante paires successives de [Mo/Si] avec une période de 6,9 nm et un rapport γ égal à 0,4. Dans cet exemple on considère une incidence oblique de 6° sur le masque. A la surface du multicouche nous avons défini une ligne de 100 nm de taille de CD (niveau masque, c'est à dire 25 nm niveau plaquette avec un facteur de grnadissement de 4x). Elle est composée d'une couche tampon de 15 nm de SiO_2 et d'un absorbeur de 80 nm de Cr. Sur la Figure 5.16, nous pouvons voir le résultat de cette simulation pour deux positions de défaut par rapport à la ligne d'absorbeur. Dans un premier temps avec un défaut à proximité de la ligne d'absorbeur mais qui peut être encore considéré comme un défaut isolé (cf. Figure 5.16.a), et dans un deuxième temps un défaut assez proche de la ligne d'absorbeur pour entraîner une modification locale de la valeur du CD.



Figure 5.16 – Simulation de l'influence d'un défaut sphérique sur une ligne d'absorbeur (d'après [104]) ; **a)** Cas d'un défaut à proximité d'une ligne d'absorbeur avec une distance suffisante pour ne pas influencer la taille de ligne ; **b**) cas d'un défaut assez proche d'une ligne d'absorbeur et qui entraîne une modification locale de la taille du CD

La modification de la taille du CD en présence d'un défaut va dépendre de la distance entre ce dernier et la ligne d'absorbeur. Sur la Figure 5.17, on peut voir l'évolution locale de la taille du CD de la ligne d'absorbeur en fonction de la position du défaut. On considère un seuil d'intensité égal à 0.25.

Ainsi, lorsque le défaut est loin de la ligne d'absorbeur il n'y a aucune interaction entre les deux. Dans ce cas le défaut se comporte comme un défaut isolé et il n'y a aucun effet sur la ligne d'absorbeur. Lorsque le défaut se rapproche de l'absorbeur, on commence à avoir interaction entre les deux. Pour ce cas précis, cette interaction apparaît pour une distance égale à 200 nm (au niveau du masque). Par la suite, la valeur du CD imprimé augmente de 40 nm à plus de 60 nm. Lorsque le défaut est parfaitement masqué par la ligne d'absorbeur, la valeur du CD est de l'ordre de 35 nm au lieu de 25 nm.

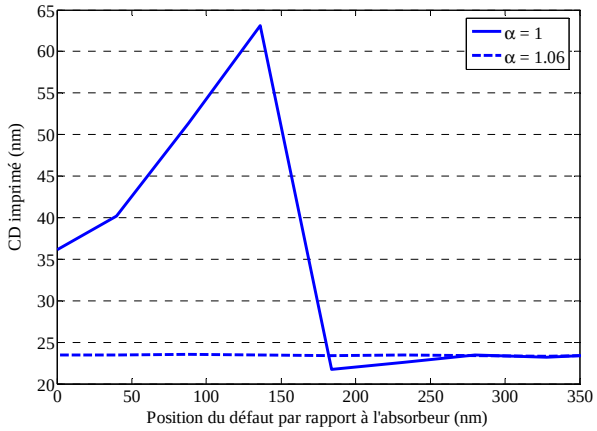


Figure 5.17 – Influence d'un défaut sur le CD en fonction de sa distance par rapport à une ligne d'absorbeur de 100 nm niveau masque (soit 25 nm niveau plaquette) pour une intensité seuil de 0.25

5.6 Conclusion

Lors de cette étude, nous avons réalisé des expositions d'un masque EUV à défauts programmés sur un outil d'insolation EUV, le Micro Exposure Tool (MET) au synchrotron ALS. Les résultats expérimentaux obtenus lors de la campagne d'exposition nous ont permit de définir des critères d'impression des défauts en fonction de leur taille mais également en fonction de leur densité. Nous avons constaté que dans le cas de défaut linéique, seule la perturbation engendrée par le bord des défauts laissait une trace dans la résine. Cela confirme les hypothèses avancées par simulation au cours du chapitre 3 sur les effets de bords. Nous avons ainsi constaté que lorsque la largeur de ligne devenait trop petite devant la chute d'intensité engendrée par les bords, il y avait recouvrement des pics d'intensité et plus qu'une seule ligne imprimée. Dans le cas des défauts ponctuels, nous avons mis en évidence que des défauts enterrés de taille 111, 55 et 23 nm s'imprimaient respectivement avec une taille de l'ordre de 80 nm, 50 nm et 30 nm.

Ces résultats expérimentaux ont pu être confrontés avec des modèles géométriques de croissance de défaut. Nous avons constaté que le modèle trapèze permettait de bien décrire le cas de défaut linéique. En ce qui concerne les défauts ponctuels on s'aperçoit que les modèles géométriques 2D ne permettaient pas d'interpréter de manière correcte le comportement des défauts ponctuels. Pour ce type de défauts il faut s'orienter vers des modèles géoémtriques 3D afin de modéliser au mieux la perturbation au sein du multicouche. Ce résultat montre également l'importance du choix du modèle géométrique sur les résultats obtenus par simulation.

Nous avons également mis en évidence l'influence de la densité sur l'impression des défauts. En effet, un défaut s'imprimera d'autant plus que la densité locale de défaut est faible. Cet effet est engendré par une variation locale du taux de *flare* qui est modifié en fonction de la densité des motifs. Une confrontation entre les résultats expérimentaux et des résultats simulés nous a permis de confirmer ce lien. En effet lorsque la densité locale diminue, le taux de *flare* augmente, le contraste de l'image aérienne sera donc plus faible. Ceci a pour conséquence de diminuer la fenêtre de procédé où le défaut est imprimable. Un défaut enterré au sein d'un masque EUV s'imprimera différement selon qu'il est placé dans un environnement de motif dense ou isolé. Ainsi un défaut s'imprimera d'autant plus qu'il est placé à proximité de motifs denses car le taux local de flare diminue dans cette zone.

Par le biais de simulation de défauts sphérique 3D, nous avons également étudié l'influence d'un défaut isolé, ainsi que son impact à proximité d'une ligne d'absorbeur. Dans ce cas la taille du défaut est un paramètre important à prendre en compte, ainsi que la modélisation du procédé de déposition des couches. Selon la technique utilisée, le dépôt de Mo et Si peut avoir un effet plus ou moins lissant. Dans le cas d'un défaut isolé, un défaut de 10 nm de diamètre laisse dans la résine une trace de 20 à 40 nm. La position de ce défaut par rapport à l'absorbeur a également un effet longue distance, en effet un défaut de 10 nm de diamètre peut impacter une ligne d'absorbeur sur une distance de 200 nm.

Dans le cadre d'une simulation de défaut enterré, le choix du modèle géométrique apparaît donc comme critique, car ce choix, s'il est mauvais, peut vite conduire à des résultats aberrants. On rejoint ici l'aspect abordé sur les différentes méthodes de calcul au début du chapitre 3. Il apparaît primordial de connaître les limitations du code de calcul que l'on utilise, ainsi que le modèle de croissance géométrique des défauts. Cela passe par la compréhension des modes de croissance des défauts dans les multicouches [Mo/Si].

CHAPITRE 6

Mécanisme de croissance des défauts

Nous avons mis en évidence dans les chapitres précédents la grande sensibilité qu'a la lithographie EUV vis-à-vis de défauts enterrés dans l'empilement multicouche. Des défauts enterrés avec une taille d'une dizaine de nanomètres s'impriment pendant l'étape de lithographie. Ces résultats obtenus expérimentalement confirment les tendances que nous avions établi grâce à des simulations et en utilisant des modèles de croissance géométrique. Les modèles géométriques utilisés sont néanmoins limités car ils prennent uniquement en compte les tailles initiales et finales du défaut, tout en faisant des approximations sur la façon dont l'empilement multicouche est perturbé. Il apparaît donc comme essentiel de comprendre le mode de croissance des couches en présence d'un défaut. C'est par la compréhension de ces phénomènes que l'on sera en mesure d'établir un modèle de croissance des défauts qui peut être directement intégré au sein de simulations électromagnétiques.

Pour les besoins de cette étude, nous avons mis en place une méthode qui nous permet de mesurer la perturbation à différentes étapes de la croissance du multicouche. Ces mesures ont été réalisées par l'intermédiaire d'un microscope à force atomique. Après une brève introduction sur la réalisation des échantillons et sur la précision des mesures AFM, nous présenterons les résultats obtenus expérimentalement avec ce type d'échantillons. Dans un deuxième temps nous proposerons un modèle empirique de croissance des défauts au sein de l'empilement multicouche provenant des observations réalisées sur les échantillons dédiés. Enfin dans une dernière partie nous évoquerons différentes méthodes qui permettent de contrôler le mode de croissance des couches en présence d'un défaut.

Sommaire

6.1 Introduction **103**

6.1.1 Méthode de mesure des échantillons 104

6.2 Résultats expérimentaux **104**

6.2.1 Evolution de la largeur à mi hauteur 104

6.2.2 Evolution de la hauteur 106

6.2.3 Modèle de croissance empirique 106

6.3 Modèle de croissance des défauts **108**

6.3.1 Définition des grandeurs caractéristiques 108

6.3.1.1 Epaisseur déposée par la technique IBS 108

6.3.1.2 Epaisseur au point singulier et angle de croissance 109

6.3.2 Détermination de l'angle de croissance 110

6.3.2.1 Approche géométrique par masquage 110

6.3.2.2 Contraction des couches à l'interface 113

6.4 Phénomène de lissage des défauts **114**

6.4.1 Diagramme de croissance des défauts 116

6.4.2 Lissage par atténuation de l'angle au bord du défaut 117

6.4.3 Lissage par contraction des couches à l'interface 118

6.5 Conclusion **118**

6.1 Introduction

La réalisation des optiques et des masques en réflexion requiert des techniques adaptées afin de ne pas perturber les couches de l'empilement [Mo/Si]. Pour obtenir des miroirs de bonne qualité, il est nécessaire de contrôler la rugosité des couches, la contamination et les défauts particulaires. Plusieurs techniques permettent de réaliser ces empilements, avec des performances différentes selon la méthode employée [105]. La technique par évaporation bénéficie d'une grande accumulation d'expérience et est utilisée depuis plus d'une dizaine d'années pour la réalisation de multicouches. Cette méthode se trouve néanmoins limitée en ce qui concerne le nombre de défauts ajoutés, et le contrôle de la rugosité. En effet, il a été montré que lors d'une évaporation à froid, la rugosité de surface augmente d'une couche à l'autre [106]. Une solution à cette augmentation de la rugosité des couches consiste à utiliser une assistance ionique IAD (*Ion Assisted Déposition*). Cette technique introduit un décapage ionique des couches après dépôt de façon intermittente, réduisant ainsi la rugosité [107]. Les techniques de dépôt les plus interéssantes pour la réalisation des multicouches sont les méthodes de pulvérisation cathodique et les techniques de pulvérisation assistée par faisceaux d'ions IBS (*Ion Beam Sputtering*). La pulvérisation cathodique permet d'assurer une bonne uniformité de dépôt, et a permis d'obtenir des empilements [Mo/Si] avec les plus forts taux de réflexion (mesure expérimentale de 67,5% pour 40 paires de [Mo/Si]) [108]. La technique IBS quant à elle, sera privilégiée dans la réalisation des masques, car elle permet d'obtenir des dépôts multicouches avec un taux de défauts ajoutés très faible [105].

La provenance de ces défauts est multiple. Hormis, les étapes de préparation des substrats, de leur transport et des chargements dans l'enceinte de dépôt, la phase de dépôt constitue elle-même une phase de contamination particulaire. Une source d'évaporation thermique peut générer des projections liées à une instabilité thermique de fonctionnement. De même, en pulvérisation, les plasmas peuvent sous certaines conditions de fonctionnement générer des particules suite à des phénomènes de gravure [109]. C'est pourquoi de nombreuses optimisations ont été effectuées avec des techniques de dépôt IBS afin de minimiser le transport des particules par le flux d'ions [110, 111].

Bien, qu'il soit possible de réduire le taux de défauts en utilisant des techniques de dépôt propres, il est cependant nécessaire de comprendre les mécanismes de croissance des défauts au sein de multicouches afin d'en minimiser l'impact.

Afin de caractériser l'impact d'un défaut sur un empilement [Mo/Si], nous avons réalisé des échantillons spécifiques. Ces échantillons ont été réalisés en utilisant une étape de lithographie qui nous permet de contrôler le positionnement des défauts, suivie d'une étape de gravure.

Les échantillons sont constitués de lignes isolées réalisées par gravure sèche avec une hauteur de l'ordre de 15 nm, et des largeurs de lignes comprises entre 50 nm et 1,2 µm. Etant donné les variations de couches que nous avons cherché à mesurer (quelques nanomètres), il a été nécessaire d'établir une qualification soigneuse de nos instruments de métrologie afin de minimiser les erreurs de mesure. L'identification et la minimisation de ces erreurs de mesure ne seront pas détaillées dans ce chapitre. Ce travail de calibration des instruments de métrologie est rapporté en Annexe D de ce mémoire.

6.1.1 Méthode de mesure des échantillons

Nous avons opté pour une méthode de mesures réalisées avec un microscope à force atomique (AFM), réalisées à différentes étapes du dépôt multicouche. L'AFM utilisé est un instrument de la société Digital Instrument modèle « Enviroscope » [112]. Une série d'échantillons a été réalisée avec un nombre de paires [Mo/Si] croissant (10, 20, 30, 40, 50 et 60 paires). La période du multicouche est de 6,85 nm pour un rapport γ de 0,4. Afin de vérifier que le procédé n'a pas dérivé lors de la réalisation des échantillons, nous avons également placé des témoins, mesurés par une méthode de réflectométrie à rayons X (λ = 1,54 Å) en incidence rasante, qui permet de remonter à la période du multicouche [113]. La mesure sur les échantillons témoins indique que la variation maximale de la période est inférieure à 1 %.

6.2 Résultats expérimentaux

Nous avons cherché à caractériser des défauts présentant des dimensions de quelques dizaines de nanomètres afin de coller le plus possible aux critères de taille de défauts demandés par l'industrie de la microélectronique. Nous nous sommes intéressé ici uniquement à des défauts linéiques avec les plus petites dimensions latérales disponibles : 61 (CD 61), 103 (CD 103) et 212 nm (CD 212). Nous avons étudié l'évolution de la hauteur et de la largeur à mi hauteur tout au long de la perturbation au sein du multicouche.

6.2.1 Evolution de la largeur à mi hauteur

Sur la Figure 6.1.a, on peut voir l'évolution de la largeur à mi hauteur en fonction du nombre de paires de l'empilement multicouche. Nous avons également rajouté l'épaisseur totale de l'empilement correspondant (la période du multicouche est de 6,85 nm). A noter que la pointe AFM a été caractérisée avant la série de mesure, et le rayon de courbure de 39 nm a été retiré des valeurs mesurées. C'est donc l'évolution des valeurs corrigées que l'on observe sur cette figure. Sur la Figure 6.1.b nous avons représenté cette même évolution mais cette fois normalisée par la largeur FWHM du défaut natif.

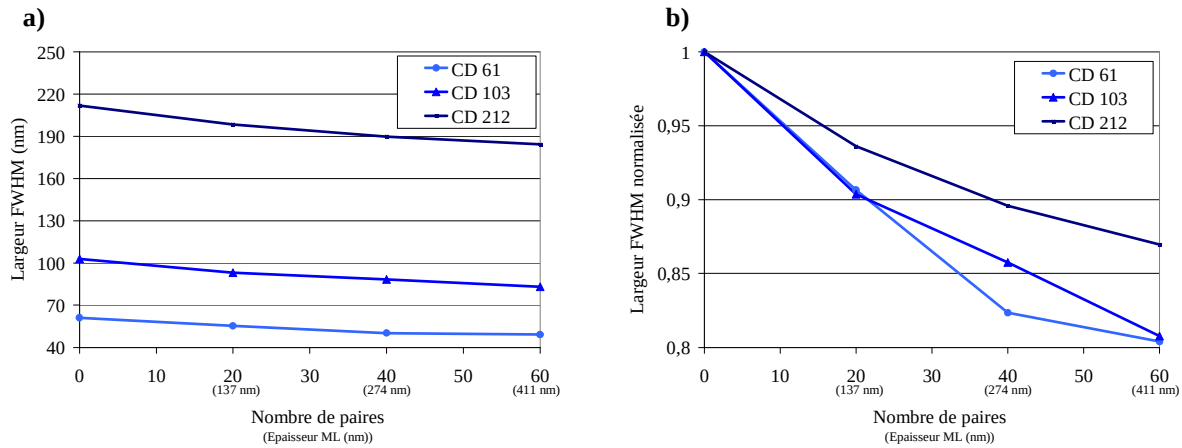


Figure 6.1 – Evolution de la largeur à mi hauteur de la perturbation en fonction du nombre de paires présents dans l'empilement multicouche ; **a)** Mesures AFM corrigées, **b)** Mesures normalisées par la largeur des défauts natifs (0 paires)

Nous avons obtenu ces courbes à partir de mesures effectuées sur la largeur à mi hauteur du défaut natif, puis à 20, 40 et 60 paires de l'empilement multicouche. En observant cette figure, on constate que lorsque le nombre de paires de [Mo/Si] augmente, la largeur à mi hauteur des défauts linéiques décroît selon des droites quasiment parallèles. Sur la Figure 6.1.a on voit que la largeur FWHM d'un défaut natif de 212 nm est égale à 184 nm au bout de 60 paires, le défaut de 103 nm à l'origine ne fait plus que 83 nm et celui de 61 nm diminue jusqu'à une largeur de 49 nm au bout de 60 paires. Ces résultats montrent que la largeur à mi hauteur de la perturbation engendrée par le défaut au sein du multicouche se réduit et dépend de la taille du défaut natif.

A présent si l'on observe les évolutions normalisées (Figure 6.1.b), on s'aperçoit que cette réduction de la largeur n'est pas linéaire et varie en fonction de la position dans le multicouche. L'épaisseur normalisée nous permet d'étudier l'influence de cette réduction vis à vis de la largeur du défaut natif. La réduction de la largeur est plus importante lors du dépôt des premières couches de l'empilement [Mo/Si] et cette réduction se traduit au niveau des courbes par des pentes à l'origine plus importante que la pente moyenne. On constate que les pentes sont identiques entre les défauts linéiques CD 61 et CD 103. Pour le CD 212 la pente à l'origine est moins importante que les deux autres. Cette réduction latérale se ralentie ensuite entre 20 et 40 paires de couches déposées. A partir de ces courbes normalisées on peut également en conclure que cette réduction est fonction de la largeur du défaut natif. En effet vis-à-vis de la taille du défaut natif, cette réduction sera d'autant plus importante que la largeur du défaut est petite.

Si l'on définit un point singulier marquant la transition entre la zone perturbée et non perturbée, on s'aperçoit que ce point se décale en suivant une droite faisant un angle ψ par rapport à la normale à la surface du substrat comme indiqué sur la Figure 6.2.

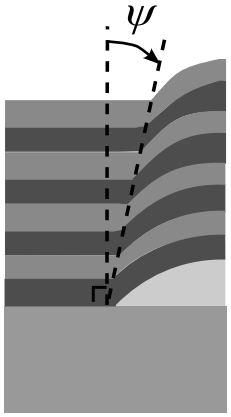


Figure 6.2 – Schéma représentant l'évolution de la largeur à mi hauteur du défaut en fonction du nombre de paires dans l'empilement multicouche. L'angle ψ représente l'angle de croissance de la perturbation au sein du multicouche

Dans le

Tableau **6.1** nous avons reporté les valeurs correspondantes aux pentes et aux angles moyens ψ. Comme on peut le voir, l'angle moyen ψ varie entre 1,72° pour une largeur de défaut à l'origine de 61 nm et de 3,85° pour une largeur de défaut natif de 212 nm. Cet angle a tendance à augmenter lorsque la largeur du défaut à l'origine est plus importante.

	Pente moyenne	Ψ moyen
CD 61	- 0,0301	1,72°
CD 103	- 0,0472	2,7°
CD 212	- 0,0673	3,85°

Tableau 6.1 – Valeurs de la pente et de l'angle de croissance ψ pour les largeurs de défauts de 61, 103 et 212 nm

6.2.2 Evolution de la hauteur

Pour les mêmes défauts, nous avons également observé l'évolution de la hauteur en fonction du nombre de paires déposées comme on peut le voir sur la Figure 6.3.

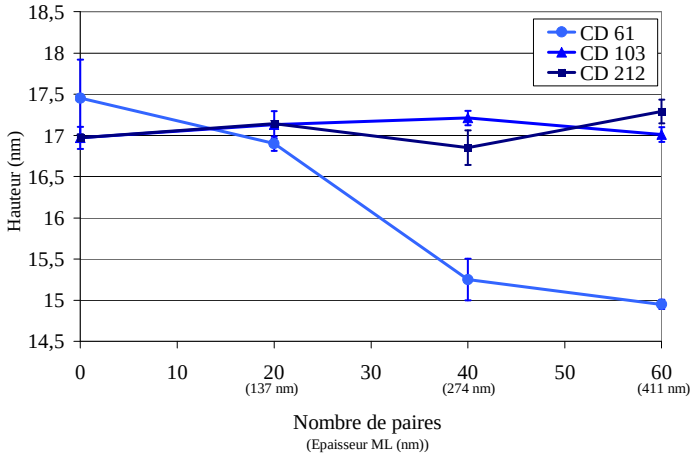


Figure 6.3 – Evolution de la hauteur de la perturbation pour trois largeurs différentes de lignes (61, 103 et 212 nm) en fonction de l'épaisseur correspondante au nombre de paires dans le multicouche

On constate que la hauteur des défauts natifs est de l'ordre de 17 nm. Dans le cas des CD 103 et CD 212, la hauteur est constante et reste égale à 17 nm tout au long de l'empilement multicouche. Par contre si l'on observe le défaut linéique de 61 nm, on s'aperçoit que la hauteur de 17,5 nm à l'origine décroît entre 20 et 40 paires pour se retrouver à une hauteur d'environ 15 nm à 60 paires déposées.

Nous avons cherché à établir un modèle de croissance de défaut au sein du multicouche en prenant en compte cet effet de contraction de la hauteur pour les défauts avec des dimensions latérales faibles. Tout en considérant également que la largeur à mi-hauteur du défaut présentait une croissance linéaire d'angle ψ en fonction du nombre de paires présentes dans l'empilement [Mo/Si].

6.2.3 Modèle de croissance empirique

A partir des résultats obtenus expérimentalement montrant l'évolution de la hauteur et de la largeur à mi hauteur de la perturbation, nous avons cherché à établir un modèle empirique de croissance en considérant les effets de diminution latérale de la largeur du défaut, et de contraction de la hauteur pour les défauts de petites largeurs. On peut voir sur la Figure 6.4 un schéma illustrant ce phénomène.

Lorsque le défaut est très large, le nombre de paires de [Mo/Si] déposé ne permet pas à l'angle ψ de refermer la partie plane au dessus du défaut. Dans ce cas on observe une seule zone de réduction de la largeur de la perturbation au fur et à mesure de l'empilement (Zone 1 de la Figure 6.4.a). Etant donné que la surface est plane, l'épaisseur déposée au sommet du

défaut est la même que celle déposée sur une zone non perturbée. La hauteur finale h_f de la perturbation est de ce fait égale à la hauteur initiale h_i du défaut natif.

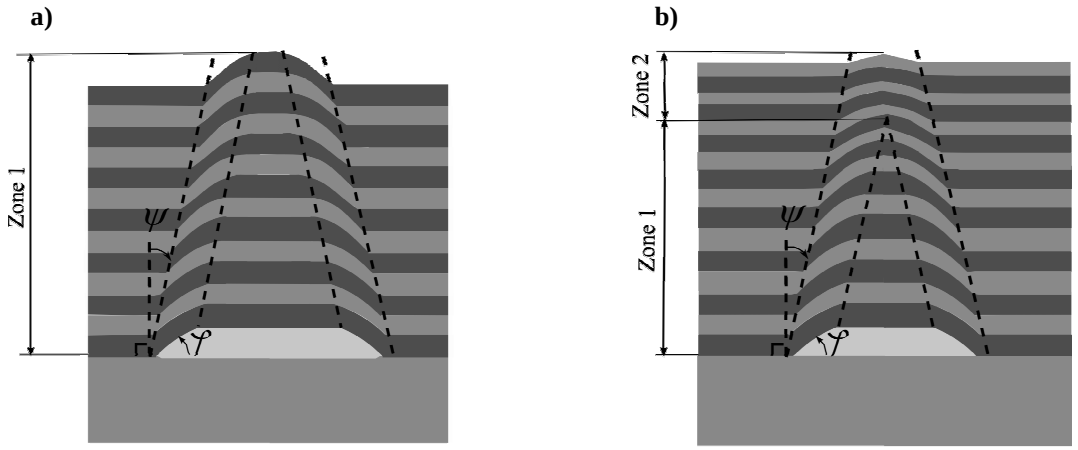


Figure 6.4 – Schéma représentant l'évolution de la perturbation en prenant en compte l'angle de croissance ψ ; **a)** Dans le cas d'un défaut large, il n'y a qu'une zone de réduction de la largeur de la perturbation ; **b)** Lorsque la largeur du défaut devient plus faible, on observe également une atténuation de la hauteur de la perturbation au bout d'un nombre de paires *N*

Dans le cas d'un défaut avec une largeur plus faible on observe une croissance qui s'effectue selon deux régimes (cf. Figure 6.4.b). Dans la zone 1, on a un effet de réduction de la largeur de la perturbation. Dans cette zone, l'épaisseur déposée au-dessus du défaut est la même que sur une zone non perturbée et la hauteur de la perturbation est égale à la hauteur h_i du défaut initial. Cela vient du fait que l'effet de réduction latérale n'a pas encore recouvert la zone plane en surface du défaut. Au bout d'un certain nombre de paires *N* de [Mo/Si] on arrive à une deuxième zone où cette réduction latérale du défaut a complètement effacé la surface plane de la perturbation et il ne reste à présent qu'un sommet arrondi. On fait ici l'hypothèse que l'épaisseur déposée par la technique IBS sur une surface inclinée est inférieure à celle d'une surface plane. Dans ce cas l'épaisseur au-dessus du défaut est inférieure à celle déposée sur une zone non perturbée. La hauteur de la perturbation dans cette zone devient plus faible que la hauteur du défaut initial h_i au fur et à mesure du dépôt. On observe donc un phénomène de lissage lorsque la surface plane au-dessus du défaut disparaît sous l'effet de la réduction de la largeur du défaut selon un angle de croissance ψ. Il est important de remarquer que cet effet de lissage ne peut avoir lieu que si, à un moment du dépôt, l'épaisseur déposée au-dessus du défaut est inférieure à celle d'une zone sans défaut.

On peut déterminer le nombre de paires *N* nécessaire afin de commencer à avoir un effet de lissage. Ce nombre de paires *N* marque la transition entre la zone 1 et la zone 2 de la Figure 6.4.b. L'équation (6.1) permet de déterminer cette position au sein du multicouche, avec CD_{TOP} la largeur à la surface de la perturbation, d_{ML} la période du multicouche. On considère que la réduction de la largeur est linéaire et suit un angle ψ par rapport à la normale du substrat.

$$N = \frac{CD_{TOP}}{2 \times d_{ML} \times \tan(\psi)} \tag{6.1}$$

Toutes les mesures ont été effectuées au niveau de la largeur à mi hauteur du défaut que l'on appellera CD_{FWHM}. Cependant, ce qui caractérise le début du lissage, c'est le moment à partir duquel la surface du défaut est recouverte. C'est-à-dire lorsque la largeur CD_{TOP} au sommet du défaut est recouverte. Dans ce cas, il faut aussi tenir compte du bord du défaut et de l'angle de sa pente φ (cf. Figure 6.4). On détermine ainsi la largeur CD_{TOP} comme décrit dans l'équation (6.2).

$$CD_{TOP} = CD_{FWHM} - \frac{h_i}{2 \times \tan(\varphi)} \tag{6.2}$$

Si l'on remplace à présent la valeur de la largeur en surface du défaut CD_{TOP} dans l'équation (6.1), on trouve la position au sein du multicouche pour laquelle on commence à avoir un effet de lissage. L'équation (6.3) permet de définir le nombre de paires dans le multicouche à partir duquel on commence à contracter la hauteur du défaut.

$$N = \frac{1}{2 \times d_{ML} \times \tan(\psi)} \times \left(CD_{FWHM} - \frac{h_i}{2 \times \tan(\varphi)} \right) \tag{6.3}$$

On voit dans l'équation (6.3) que le nombre de paires N à partir duquel l'on commence à avoir un effet de lissage est directement lié à l'angle de croissance ψ et à l'angle de la pente au bord du défaut φ.

6.3 Modèle de croissance des défauts

A partir du modèle empirique que nous venons d'établir sur la croissance des défauts au sein d'un multicouche, nous nous proposons à présent d'établir une description plus générale en nous basant sur une approche géométrique. L'hypothèse de départ consiste à prendre en compte le fait que le point singulier d'inflexion entre la zone non perturbée et perturbée se déplace selon une direction de croissance d'angle ψ en fonction du nombre de paires déposées. Afin d'établir ce modèle, il est nécessaire de s'attarder sur le mode de dépôt de l'empilement multicouche réalisé par la technique IBS et d'en définir les grandeurs caractéristiques.

6.3.1 Définition des grandeurs caractéristiques

6.3.1.1 Epaisseur déposée par la technique IBS

Lors du dépôt par une technique de pulvérisation par faisceaux d'ions (IBS), le flux de matière arrivant sur la surface est de type balistique [114], ce qui indique que la quantité de matière croit selon une direction privilégiée. Dans notre cas on considère que le flux de matière arrive sur la surface selon une direction $\vec{e}$ d'angle d'incidence θ par rapport à la normale $\vec{n}$ à la surface. L'épaisseur e_{xx} déposée va croître selon la normale d'une quantité qui est donnée par le simple produit scalaire décrit dans l'équation (6.4).

$$e_{xx}(\theta, \Omega) = \vec{e} \,.\, \vec{n} \tag{6.4}$$

Dans la technique IBS le substrat est mis en rotation afin d'uniformiser le dépôt. On peut ainsi considérer que le dépôt s'effectue selon un cône de révolution comme indiqué sur la Figure 6.5.

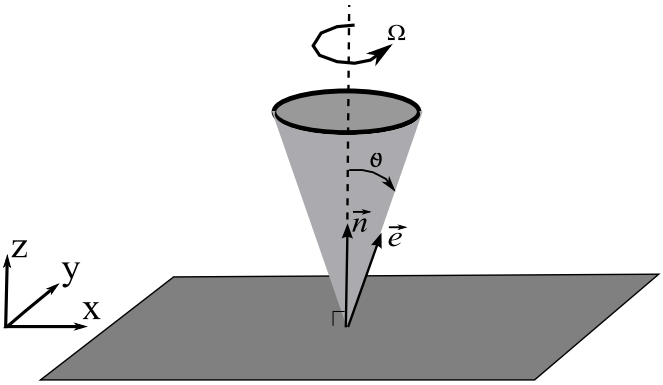


Figure 6.5 – Schéma représentant le dépôt réalisé avec une technique de pulvérisation par faisceaux d'ions.

L'équation (6.5) permet de décrire l'épaisseur e_{xx} (correspondant à e_{Mo} ou e_{Si}) déposée selon la normale à la surface du substrat par la technique IBS en considérant un dépôt selon un cône de révolution d'angle azimutal Ω.

$$e_{xx} = \int_{\Omega=0}^{\Omega=2\pi} (\vec{e} \,.\, \vec{n}).d\Omega \qquad (6.5)$$

6.3.1.2 *Epaisseur au point singulier et angle de croissance*

Afin de déterminer l'angle de croissance ψ, nous définissons un point singulier qui correspond au point d'inflexion entre une couche d'épaisseur e_{xx} déposée sur une surface plane et une couche d'épaisseur e_p déposée sur une surface inclinée d'angle φ comme décrit sur la Figure 6.6.

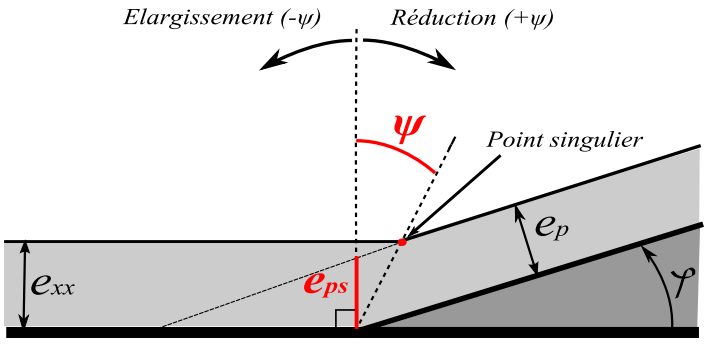


Figure 6.6 – Schéma décrivant l'angle de croissance du défaut en fonction de la position du point singulier

On définit l'épaisseur e_{ps} comme décrit sur la Figure 6.6. Cette grandeur permet de connaître la position du point singulier lors de la croissance des couches. Lorsque e_{ps} est inférieur à e_{xx} l'angle ψ est positif, ce qui se traduit par un phénomène de diminution latérale de la largeur du défaut et il y aura élargissement lorsque e_{ps} sera supérieur à e_{xx}. Le cas particulier ou e_{ps} est égal à e_{xx} correspond à un mode de croissance conforme. L'équation (6.6) nous permet de décrire l'épaisseur au point singulier e_{ps} en fonction de l'épaisseur e_p déposée sur une surface inclinée d'angle φ.

$$e_{ps} = \frac{e_p}{\cos(\varphi)} \tag{6.6}$$

A noter qu'il est avantageux de représenter e_{ps} normalisée par l'épaisseur e_{xx}. Une épaisseur normalisée de e_{ps} supérieure à 1 traduit ainsi d'une réduction de la largeur du défaut.

Nous pouvons également définir l'angle de croissance ψ en fonction des grandeurs e_{ps}, e_{xx} et φ comme décrit dans l'équation (6.7).

$$\tan(\psi) = \frac{1}{\tan(\varphi)} \times \left(1 - \frac{e_{PS}}{e_{XX}}\right) \tag{6.7}$$

6.3.2 Détermination de l'angle de croissance

6.3.2.1 Approche géométrique par masquage

Considérons à présent le cas où la surface du substrat présente un défaut linéique avec un angle de bord égal à φ. Il apparaît dans ce cas un effet de masquage (ou d'ombrage) lorsque l'angle φ devient supérieur à $\pi/2-\theta$ [115]. Ce phénomène se produit car le défaut vient masquer une partie du cône de dépôt. Celui-ci se trouve ainsi tronqué et participe au dépôt uniquement pour un angle de révolution égal à $2\pi-2\Omega_1$, comme on peut le voir sur le schéma de la Figure 6.7. Sur cette figure nous avons représenté une vue en coupe du cône de dépôt selon les plans *xy* et *xz* en présence d'un défaut.

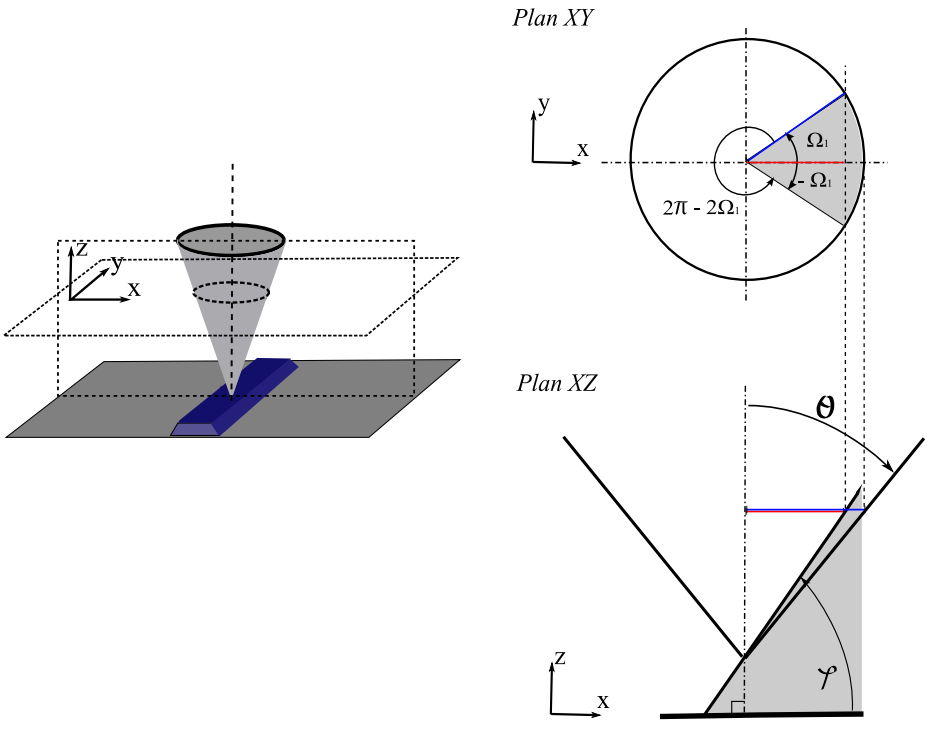


Figure 6.7 – Représentation schématique d'un dépôt IBS partiellement masqué en présence d'un défaut linéique. Le cône de dépôt sera tronqué pour des angles de bord de défaut supérieurs à $\pi/2 - \theta$ créant ainsi un phénomène de masquage qui modifie l'épaisseur déposée

L'angle azimutal Ω_1 correspond à l'angle de masquage. On peut distinguer trois régimes de dépôt en fonction de la valeur de l'angle au bord du défaut: un régime standard où l'épaisseur

déposée est la même que sur une surface plane, un régime de masquage partiel et un dernier de masquage total.

Dans le cas du régime de dépôt standard, l'angle φ est petit devant l'angle de dépôt et Ω_1 est exprimé simplement :

$$0 \le \varphi < \frac{\pi}{2} - \theta \qquad \Omega_1 = 0 \tag{6.8}$$

Lorsque l'angle φ commence à intercepter le cône de dépôt celui ci se retrouve partiellement masqué selon un angle Ω_1 exprimé par l'équation (6.9). Cette équation est déduite de la Figure 6.7 où l'on voit que l'on peut relier les trois angles θ, φ et Ω_1 entre eux :

$$\frac{\pi}{2} - \theta \le \varphi \le \frac{\pi}{2} + \theta \qquad \Omega_1 = Arc\cos\left(\frac{1}{\tan(\varphi).\tan(\theta)}\right) \tag{6.9}$$

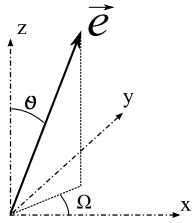
Enfin lorsque φ devient supérieur à $\pi/2+\theta$ nous sommes dans le cas d'un masquage complet. Dans le cas l'angle azimutal Ω_1 s'exprime de la manière suivante :

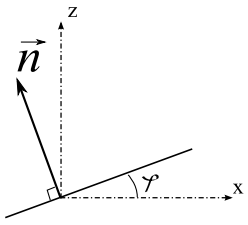
$$\frac{\pi}{2} + \theta < \varphi \le \pi \qquad \Omega_1 = \pi \tag{6.10}$$

En prenant en compte le dépôt selon un cône tronqué d'angle de révolution égal à $2\pi-2\Omega_1$ l'équation (6.5) devient :

$$e_{xx} = \int_{\Omega=\Omega_1}^{\Omega=2\pi-\Omega_1} (\vec{e}\ .\ \vec{n}).d\Omega \tag{6.11}$$

Définissons à présent les vecteurs $\vec{e}$ et $\vec{n}$ qui représentent respectivement la direction du flux de matière et la normale à la surface. Ceux-ci peuvent exprimer dans l'espace xyz par les équations (6.12) et (6.13).





$$\vec{e} = \begin{bmatrix} \sin(\theta).\cos(\Omega) \\ \sin(\theta).\sin(\Omega) \\ \cos(\theta) \end{bmatrix} \tag{6.12}$$

$$\vec{n} = \begin{bmatrix} -\sin(\varphi) \\ 0 \\ \cos(\varphi) \end{bmatrix} \tag{6.13}$$

En remplaçant dans le produit scalaire de l'équation (6.4) cela devient :

$$\vec{e}\ .\ \vec{n} = \cos(\theta).\cos(\varphi) - \sin(\varphi).\sin(\theta).\cos(\Omega) \tag{6.14}$$

D'après l'équation (6.11) on en déduit l'épaisseur e_{xx} déposée selon la normale à la surface :

$$e_{xx} = \cos(\theta).\cos(\varphi).[\Omega]_{\Omega_1}^{2\pi-\Omega_1} + \sin(\varphi).\sin(\theta).\left[-\sin(\Omega)\right]_{\Omega_1}^{2\pi-\Omega_1} \qquad (6.15)$$

Qui se ramène simplement :

$$e_{xx} = 2\times\left[\cos(\theta).\cos(\varphi).(\pi-\Omega_1) + \sin(\theta).\sin(\varphi).\sin(\Omega_1)\right] \qquad (6.16)$$

Sur la Figure 6.8, nous avons représenté l'évolution de l'épaisseur au point singulier e_{ps} et de l'angle de croissance ψ détaillés dans les équations (5.6) et (5.7) en considérant cet effet de masquage. Ces deux grandeurs sont représentées en fonction de l'angle de la pente au bord du défaut φ et de l'angle d'incidence θ du dépôt. A noter que dans cette représentation l'épaisseur e_{ps} est normalisée par rapport à e_{xx}.

Si l'on regarde l'épaisseur normalisée au point singulier e_{ps}, celle-ci est strictement égale ou supérieure à 1 (Figure 6.8.a), ce qui correspond à un angle de croissance ψ inférieur ou égal à 0 (Figure 6.8.b). Dans le cas ou e_{ps} = 1 (ou ψ = 0), cela indique que le point singulier évolue sur une droite normale à la surface plane du substrat, le défaut reste conforme tout au long de l'empilement multicouche. Lorsque e_{ps} devient supérieur à 1 (donc à e_{xx}) l'angle de croissance ψ est négatif. Le point singulier s'éloigne de la position du défaut, dans ce cas on observe un effet d'élargissement du défaut.

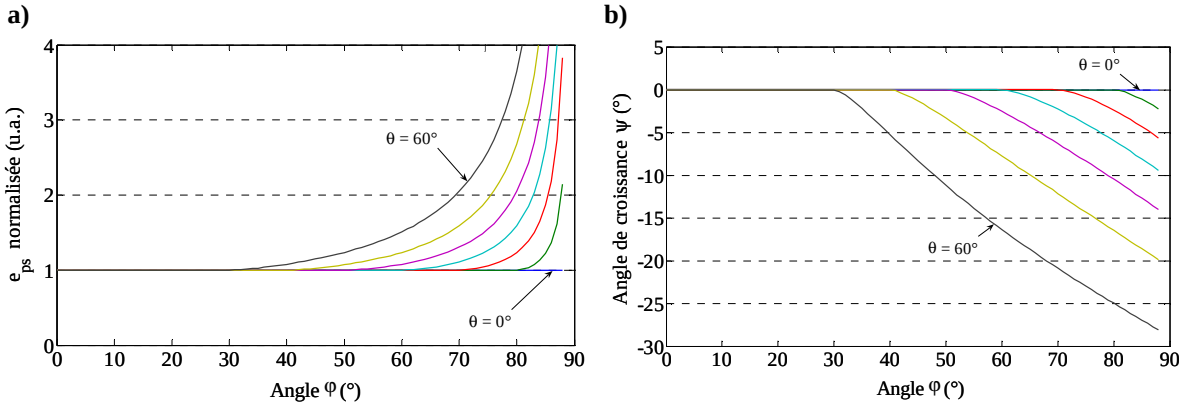


Figure 6.8 – **a)** Evolution de l'épaisseur au point singulier e_{ps} en fonction de l'angle de dépôt θ et de la pente du bord de défaut φ; **b)** Evolution de l'angle de croissance ψ

Sur ces courbes on peut également voir la transition entre un régime de dépôt standard et un régime de masquage partiel. Sur ces courbes cette transition survient lorsque e_{ps} devient supérieur à 1. Elle dépend de l'angle d'incidence θ et de l'angle au bord du défaut φ. Par exemple, pour un angle d'incidence θ de 30° le régime de masquage surviendra pour des angles de défaut de 60°, alors que pour un angle d'incidence *normal* à la surface il n'y aura pas d'effet de masquage. Il apparaît donc que le dépôt d'angle θ va influencer le régime de croissance des défauts. Plus cet angle sera élevé et plus on se trouvera dans un régime de masquage qui se traduit par un élargissement du défaut.

Aux vues de ces résultats, il apparaît que ce modèle géométrique basé sur l'effet de masquage permet d'expliquer les effets de conformité et d'élargissement des défauts lors des dépôts multicouches. Cependant ce modèle ne permet pas de prendre en compte les effets telle que la réduction de la largeur du défaut que nous avons pu observer expérimentalement.

6.3.2.2 *Contraction des couches à l'interface*

En plus du masquage, nous allons donc considérer un effet de diminution de l'épaisseur des couches déposées due à une contraction à l'interface. En effet, on voit que pour que le point singulier se déplace selon un angle de croissance ψ positif, ce qui indique une réduction de la largeur du défaut, il est nécessaire que la couche déposée se contracte selon une direction normale à la surface concernée comme nous l'avons représenté schématiquement sur la Figure 6.9.

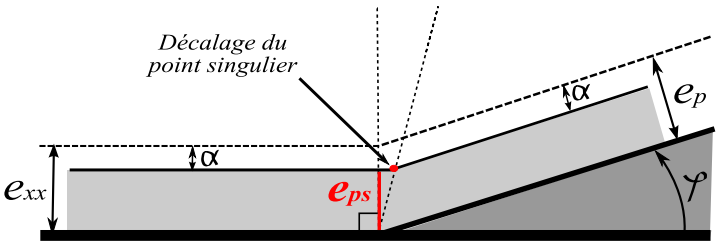


Figure 6.9 – Mode de croissance des défauts en considérant l'effet d'ombrage et de contraction des couches à l'interface

Dans ce cas on considère une épaisseur de contraction α normale à la surface concernée. En considérant l'effet d'ombrage et de diffusion à l'interface on constate que le point singulier se décale et qu'il y a effet de réduction de la taille du défaut.

De plus cette hypothèse a une justification physique. En effet il a été montré que lors de la réalisation de l'empilement [Mo/Si], il y a diffusion des espèces à l'interface et pénétration des atomes de Mo au sein du Si [116]. En considérant ces deux phénomènes d'ombrage et de contraction des couches, les équations (6.6) et (6.7) deviennent :

$$e_{ps} = \frac{e_p - \alpha}{\cos(\varphi)} \tag{6.17}$$

$$\tan(\psi) = \frac{1}{\tan(\varphi)} \times \left(1 - \frac{e_{PS}}{e_{XX} - \alpha}\right) \tag{6.18}$$

A partir des équations (6.17) et (6.18) nous avons représenté l'évolution de l'épaisseur au point singulier e_{ps}, ainsi que l'angle de croissance ψ. Sur la Figure 6.10.a on peut voir l'évolution de l'épaisseur au point singulier et sur la Figure 6.10.b l'évolution de l'angle de croissance pour un angle d'incidence θ de 30°. Pour la contraction α, nous avons choisi des valeurs comprises entre 0 et 0,5 nm par pas de 0,1 nm.

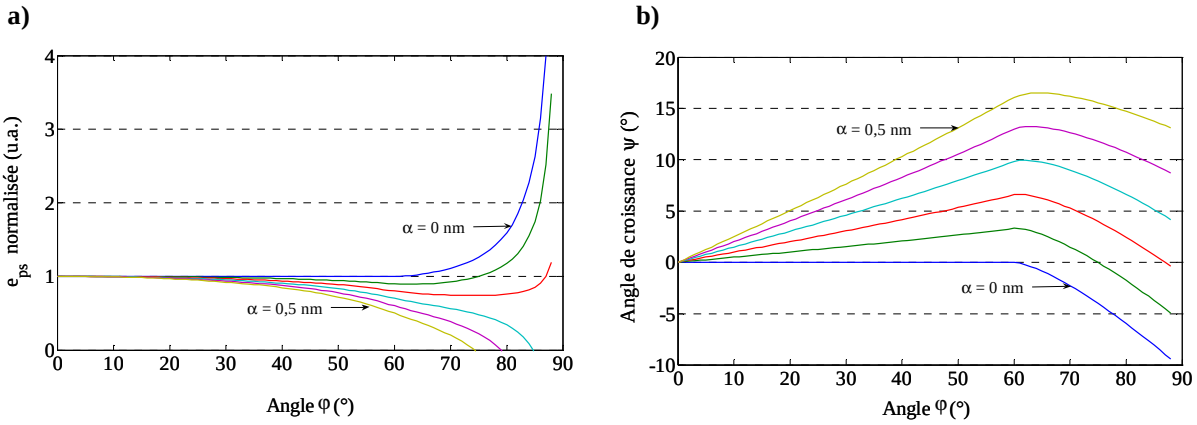


Figure 6.10 – Dépôt par effet d'ombrage et de diffusion pour un angle d'incidence θ de 30° **a)** Epaisseur au point singulier e_{ps} ; **b)** Angle de croissance du défaut en considérant une épaisseur de contraction α variant de 0 à 0,5 nm

En considérant le masquage et la contraction, on s'aperçoit que lorsque α augmente, l'épaisseur normalisée e_{ps} au point singulier passe de part et d'autre de la valeur 1. Ceci indique que le point singulier passe par trois phases. Dans un premier temps lorsque l'épaisseur au point singulier est inférieure à 1, on trouve un effet de diminution de la largeur du défaut. Puis lorsque e_{ps} est égale à 1 on se retrouve dans une croissance de type conforme, et enfin lorsque e_{ps} devient supérieur à 1 on a un effet d'élargissement latéral du défaut. De même pour l'angle de croissance ψ, celui-ci est positif pour une contraction de la largeur du défaut, et lorsque celui-ci devient négatif on observe un élargissement du défaut.

Si l'on considère par exemple une contraction α de 0 nm, nous nous retrouvons dans le même régime de croissance que pour un dépôt avec le seul effet de masquage. Pour un angle de dépôt de 30°, on retrouve la transition marquant le début du masquage partiel pour un angle de bord de défaut φ de 60°. Lorsqu'il y a contraction des couches l'angle de croissance ψ est d'autant plus important que l'angle φ au bord du défaut est grand. Cet angle de croissance ψ est maximum au niveau de la transition entre le régime standard et celui de masquage partiel. Dans notre exemple celui-ci survient pour un angle au bord du défaut de 60°. Ainsi la réduction de la largeur du défaut sera maximale pour un angle au bord du défaut distinct. Dans le cas de défaut avec des angles de bords de 80°, cette décroissance sera maximale pour un angle de dépôt θ de 10°, alors que pour un défaut avec un bord de 60° la décroissance sera maximale pour un dépôt selon un angle de 30°. Il semble donc possible d'ajuster la technique de dépôt selon le profil de défaut que l'on cherche à atténuer.

6.4 Phénomène de lissage des défauts

Suite aux mesures réalisées expérimentalement, nous avons constaté que pour un défaut enterré avec une largeur de 61 nm on observait un phénomène de lissage du défaut, caractérisée par une diminution de la hauteur de la perturbation au bout d'un empilement de 40 paires du multicouche. Nous avons émis l'hypothèse que pour avoir cet effet de lissage, il est nécessaire que la largeur du défaut se réduise tout au long de l'empilement multicouche jusqu'à une zone où l'épaisseur déposée au-dessus du défaut devient inférieure à l'épaisseur déposée sur une zone non perturbée (cf. Figure 6.4).

Le phénomène de lissage des défauts peut s'expliquer naturellement à partir du modèle de croissance définit dans le paragraphe précédent. On définit h_i comme la hauteur du défaut natif et h_f la hauteur finale après dépôt du multicouche, ainsi que e_i et e_f qui définissent respectivement les épaisseurs déposées sur une zone non perturbée et sur une zone au-dessus du défaut. La perturbation finale h_f peut s'exprimer par une simple expression :

$$h_f = \left(h_i + e_f\right) - e_i \tag{6.13}$$

On considère à présent le cas où la largeur du défaut se réduit tout au long de l'empilement multicouche, ce qui se traduit par un angle de croissance ψ positif, et où il subsiste encore une surface plane au-dessus du défaut comme illustré schématiquement sur la Figure 6.11.

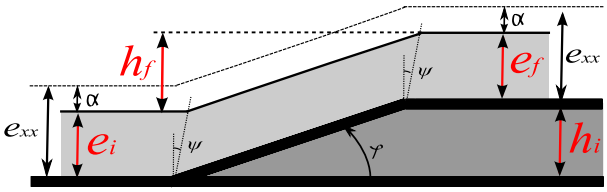


Figure 6.11 – Schéma représentant le dépôt par effet d'ombrage et contraction des couches à l'interface dans le cas où la surface au-dessus du défaut est plane

Dans ce cas où la surface au-dessus du défaut est plane on trouve que l'épaisseur déposée au dessus du défaut est la même que celle déposée sur une surface plane. Dans ce cas la hauteur finale h_f est égale à la hauteur initiale h_i comme décrite dans l'équation (6.14) :

$$h_i = h_f \qquad \text{car} \qquad e_i = e_f = \left(e_{XX} - \alpha\right) \tag{6.14}$$

A présent considérons le cas où la surface plane au-dessus du défaut a disparu en raison de la réduction latérale. Le schéma de la Figure 6.12 illustre ce phénomène.

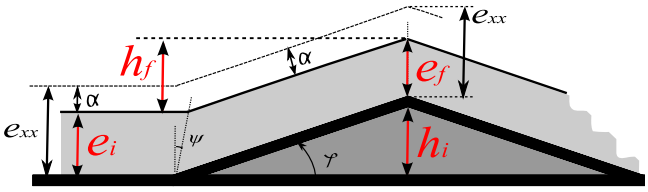


Figure 6.12 - Schéma représentant le dépôt par effet d'ombrage et contraction des couches à l'interface dans le cas où la surface au-dessus du défaut présente un sommet

L'épaisseur e_i déposée dans la zone non perturbée est toujours égale à e_{xx} - α et du fait que la contraction soit normale à la surface concernée, l'épaisseur e_f déposée au dessus du défaut dépend de l'angle φ au bord du défaut comme indiqué dans l'équation (6.15).

$$e_f = e_{XX} - \frac{\alpha}{\cos\left(\varphi\right)} \tag{6.15}$$

A partir des équations (6.15) et (6.13) on peut déterminer la hauteur finale h_f de la perturbation lorsque la zone au-dessus du défaut présente un sommet de la manière suivante :

$$h_f = h_i - \alpha.\left(\frac{1}{\cos(\varphi)} - 1\right) \qquad \text{donc} \qquad h_f \leq h_i \tag{6.16}$$

Ainsi on constate que dans le cas où la zone au-dessus du défaut présente un sommet on trouve que la hauteur finale de la perturbation est strictement inférieure ou égale à la hauteur initiale créant ainsi un phénomène de lissage. Le paramètre important qui contrôle le lissage est donc l'angle de croissance ψ. Quand il est positif, et que la largeur du défaut diminue, c'est lui qui va déterminer avec quelle rapidité on va arriver à un régime de lissage correspondant à une perturbation au-dessus du défaut qui présente un sommet. Comme nous avons pu le voir dans la Figure 6.13, l'angle de croissance ψ est fonction de l'angle de dépôt θ, de l'angle du bord du défaut φ et du paramètre de contraction α. On peut donc jouer sur ces trois paramètres pour améliorer le lissage des défauts enterrés lors de la réalisation de l'empilement multicouche.

6.4.1 Diagramme de croissance des défauts

Le signe de l'angle ψ nous permet de déterminer si la perturbation va s'élargir, être conforme ou diminuer par rapport à la taille du défaut natif. Sur la Figure 6.14, nous avons représenté les diagrammes de croissance de défauts en prenant en compte l'angle θ pour deux angles de faisceaux IBS incidents : hors axe avec θ égal 30° (Figure 6.14.a) et proche de la normale du substrat avec θ égal 10° (Figure 6.14.b). En ce qui concerne le paramètre de contraction α, aux vues des épaisseurs de molybdène et de silicium déposées (de l'ordre de 3 à 4 nm par matériaux) nous nous limiterons à une contraction maximale α de 0,5nm.

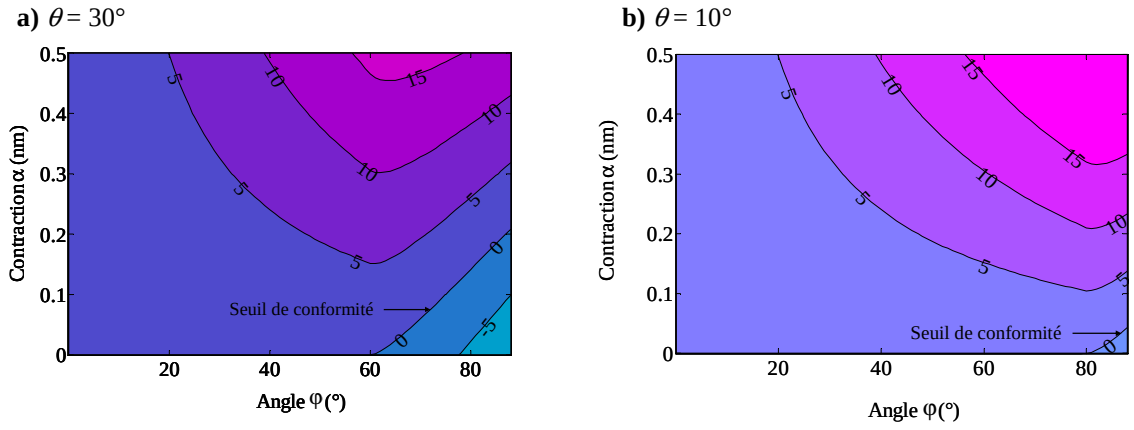


Figure 6.14 – Diagramme de croissance des défauts en fonction de l'angle d'inclinaison φ et de l'épaisseur de contraction α ; **a)** Pour un angle d'incidence θ de 30° et **b)** un angle d'incidence θ de 10°

Sur la Figure 6.14, les courbes de niveaux représentent les valeurs de l'angle de croissance ψ du modèle géométrique. Nous constatons que lorsque l'angle d'incidence θ est grand (cf. Figure 6.14.a avec θ = 30°) la zone d'élargissement du défaut (ψ < 0) se produit pour des angles φ supérieurs à 60° dans le cas d'une contraction de 0 nm. Cette zone diminue lorsque le paramètre de contraction augmente jusqu'à une valeur de 0,2 nm où l'angle de croissance se trouve toujours positif. Lorsque l'angle de dépôt θ se rapproche de la normale à la surface (cf. Figure 6.14.b avec θ = 10°), la zone d'élargissement des défauts est quasi inexistante et se produit pour des angles de pente au bord du défaut φ supérieurs à 80°. A taille et forme de

défaut constante (angle φ équivalent), il apparaît que l'angle ψ est plus grand dans le cas où le dépôt IBS s'effectue avec des angles d'incidence proche de la normale à la surface du substrat, ce qui implique que le lissage sera plus marqué. Ce résultat a d'ailleurs été démontré expérimentalement en réalisant des croissances de couches sur des billes d'or selon deux angles de dépôt [117]. On trouve également que l'angle de croissance ψ est maximum lorsque l'angle au bord du défaut est proche de $\pi/2-\theta$ ce qui correspond à la transition avec un régime de masquage. Dans cette zone l'angle de croissance est très sensible à des variations de la contraction α (avec une variation d'angle ψ de l'ordre de 5° pour 0,1 nm de contraction).

Nous avons vu que pour avoir un effet de lissage du défaut, il est nécessaire d'avoir une réduction de la largeur de la perturbation afin d'atteindre une zone où la perturbation ne présentera plus de surface plane. On parvient ainsi à un régime de lissage où l'épaisseur déposée au-dessus de la perturbation est inférieure à l'épaisseur déposée sur une surface plane. Ce régime de lissage est lié au paramètre de croissance défini par l'angle ψ. Plus cet angle sera important et plus le régime de lissage surviendra pour un nombre de paires N faible comme décrit dans l'équation (6.1).

A angle de dépôt θ constant et pour une taille et une forme donnée, on constate en observant le diagramme de croissance de la Figure 6.14, que l'on peut influer sur l'angle de croissance ψ de deux manières ; soit en « cassant » l'angle de la pente au bord du défaut ce qui a pour conséquence de diminuer φ, soit en augmentant le paramètre de contraction α.

6.4.2 Lissage par atténuation de l'angle au bord du défaut

La méthode qui consiste à diminuer l'angle au bord du défaut φ a été démontrée expérimentalement par une équipe du *Lawrence Livermore National Laboratory* et fait même l'objet d'un brevet. Le principe consiste à alterner une phase de dépôt et une phase de gravure [118]. Après chaque couche déposée, une étape de gravure sèche vient facetter les matériaux déposés au-dessus du défaut, diminuant l'angle au bord du défaut et favorisant ainsi un lissage rapide du défaut. On peut voir sur la Figure 6.15 une photo MEB illustrant cet exemple.

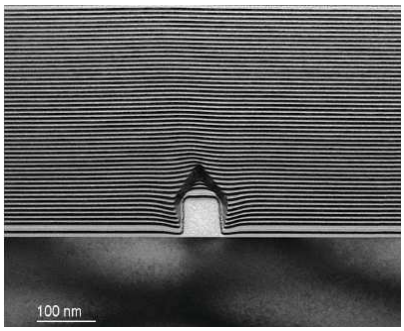


Figure 6.15 – photo MEB illustrant le phénomène de lissage par facettage du défaut enterré [118]

Dans cette illustration le défaut est ponctuel avec une dimension de 70 nm de largeur sur 70 nm de hauteur et le dépôt est réalisé par une technique IBS avec un angle d'incidence de 3° par rapport à la normale du surface. La technique consiste à rajouter une étape de gravure qui vient atténuer rapidement l'angle au bord du défaut favorisant ainsi le lissage de ce type de défaut.

6.4.3 Lissage par contraction des couches à l'interface

Comme indiqué sur la Figure 6.14 l'autre hypothèse pour améliorer le phénomène de lissage des défauts consiste à accentuer la contraction des couches à l'interface. En effet on s'aperçoit, à partir du modèle de croissance de défauts que nous avons mis en place, que pour une taille de défaut donnée et pour un angle de dépôt il est possible d'accentuer l'effet de lissage en augmentant le paramètre de contraction α. Bien que ce paramètre semble moins influant sur le lissage que l'atténuation de l'angle au bord du défaut, il est toutefois important de réaliser des expériences afin de confirmer notre hypothèse de contraction des couches à l'interface. Pour cela nous avons fait une tentative expérimentale afin d'étudier ce phénomène. Dans un empilement [Mo/Si], il est possible de contracter les couches déposées en chauffant le multicouche. De ce fait il y a création d'un siliciure de type $MoSi_2$ à l'interface entre les couches Mo et Si diminuant par la même occasion la période du multicouche [54]. Lors de cette tentative expérimentale nous avons chauffé l'échantillon à 450°C pendant une heure afin d'activer la création de $MoSi_2$ à l'interface.

Nous n'avons pas pu mettre en évidence le phénomène de contraction comme nous l'avions initialement prévu. Après recuit à 450 °C pendant une heure, il y a eu expulsion de la zone de perturbation du multicouche aux bords des défauts. Ce phénomène vient du fait que l'énergie thermique au sein du multicouche était trop importante et a permis ainsi d'expulser les zones du multicouche fragilisées par la présence du défaut. Une nouvelle expérience consisterait à chauffer l'échantillon progressivement jusqu'à 450 °C afin de ne pas renouveler ce phénomène.

Une autre expérimentation intéressante afin d'étudier le phénomène de contraction de couches serait d'augmenter le nombre d'interfaces Mo-Si afin d'obtenir une contraction plus importante sur la totalité de l'empilement. Une approche consisterait à comparer deux échantillons avec le même défaut natif, l'un avec 40 paires de [Mo/Si] de période d_{ML} et un deuxième avec 80 paires et une période égale à $d_{ML}/2$.

6.5 Conclusion

Dans ce chapitre nous avons cherché à appréhender les mécanismes de croissance des couches d'un empilement [Mo/Si] en présence d'un défaut natif. Nous avons pour cela réalisé une série d'échantillons avec des défauts programmés, et déposé successivement un nombre croissant de paires de couches. Afin de mesurer l'impact de ces défauts sur le multicouche, nous avons fait le choix de les mesurer par une technique AFM préalablement calibrée.

Ces mesures nous ont permis d'établir un modèle de croissance empirique des défauts au sein des multicouches. Nous avons constaté que dans le cas d'un défaut linéique, la largeur de la perturbation diminuait selon un angle de croissance ψ. Pour des défauts natifs de faible largeur, cette diminution de la perturbation conduit à une zone où il y a lissage lorsque la perturbation ne présente aucune zone plane. Dans cette zone l'épaisseur déposée au-dessus devient inférieure à celle déposée sur une surface non perturbée, induisant ainsi le phénomène de lissage.

Nous avons cherché à comprendre ce phénomène en partant d'un modèle géométrique de croissance basé sur une méthode d'ombrage. De plus nous avons établi que la contraction des couches à l'interface joue un rôle fondamental dans le mode de croissance des défauts et dans

le phénomène de lissage. Le modèle établi conforte les résultats trouvés expérimentalement. Nous avons ainsi mis en évidence l'importance de l'angle de dépôt dans la technique IBS. En effet plus l'angle d'incidence est proche de la normale à la surface et plus le dépôt sera favorable au lissage des défauts. La pente au bord du défaut joue un rôle sur le lissage. Il a été montré que des angles très faibles contribuaient à un lissage beaucoup plus rapide. Plus la contraction de la largeur du défaut sera importante et plus le lissage sera rapide. Ces hypothèses sont confortées par les résultats expérimentaux disponibles dans la littérature.

CHAPITRE 7

Etude d’une technique d’inspection

Dans les chapitres précédents, nous avons abordé les phénomènes qui font qu’un défaut enterré au sein d’un masque EUV est susceptible de s’imprimer lors de l’étape d’exposition. On s’aperçoit qu’un défaut enterré d’une taille de quelques dizaines de nanomètres suffit pour perturber localement les performances réflectives d’un masque EUV. L’utilisation de techniques de lissage lors de la réalisation des empilements [Mo/Si] permet d’atténuer l’influence de ces défauts. La métrologie des masques EUV apparaît comme essentielle afin de pouvoir détecter ce type de défaut et d’en garantir la qualité. Ces techniques d’inspection doivent allier une sensibilité de détection de l’ordre de la dizaine de nanomètreS et doivent être capable de sonder en profondeur la structure du multicouche afin de détecter des défauts enterrés.

Dans ce chapitre, après avoir présenté l’état de l’art sur les méthodes d’inspection des défauts dans les masques, nous allons présenter une technique de microscopie en champ sombre à la longueur d’onde d’exposition EUV. Pour ce faire, des modifications ont été apportées sur un microscope Schwarzschild de la ligne de lumière de spectromicroscopie du synchrotron Elettra, afin de la configurer en détection champ sombre. Des échantillons spécifiques ont été réalisés avec des techniques de fabrication présentées chapitre 4. Trois différentes campagnes d’expérimentation nous ont permis d’évaluer les performances de cette technique de microscopie. Bien que les temps d’acquisition soient importants, les résultats obtenus sont encourageants, car il a été possible de détecter des défaut enterrés sous quarante paires de [Mo/Si] avec des hauteurs aussi faibles que 3 nm, ainsi que des largeurs de l’ordre de 60 nm. Au-delà de la sensibilité de mesure, nous avons compris les mécanismes fondamentaux de formation des images dans le microscope en champ sombre. Cette compréhension a été confirmée à l’aide de simulations que nous avons mis au point.

Sommaire

7.1 Introduction **123**

7.2 Présentation de la technique d'inspection en champ sombre **124**

7.2.1 Description de la ligne de lumière 124

7.2.2 Modification du microscope Schwarzschild 125

7.2.3 Principaux résultats obtenus 126

7.2.3.1 Défauts linéiques 126

7.2.3.2 Défauts ponctuels 127

7.3 Artéfacts liés à l'imagerie en champ sombre **127**

7.3.1 Influence de l'illumination 128

7.3.2 Influence de la focalisation 130

7.3.2.1 Cas de lignes verticales et horizontales 131

7.3.2.2 Cas d'un réseau 132

7.3.3 Etude théorique du procédé d'imagerie 132

7.3.3.1 Intensité au niveau du détecteur 132

7.3.3.2 Utilisation du principe de réciprocité 134

7.4 Simulation de la technique d'inspection **135**

7.4.1 Description du modèle 135

7.4.2 Résultats de simulation 136

7.4.2.1 Influence des bras d'éclairement 137

7.4.2.1 Image sur un point diffusant 138

7.4 Conclusion **138**

7.1 Introduction

Nous avons montré que la présence d'un défaut de quelques dizaines de nanomètres enterré sous un empilement multicouche de [Mo/Si] est susceptible de s'imprimer. Aux vues des tailles mises en œuvre, il est nécessaire de pouvoir se doter de nouvelles techniques d'inspection, capables de venir sonder les empilements et de pouvoir détecter la présence de défaut. Dans une première phase, il est nécessaire que cette inspection soit réalisée à la longueur d'onde d'insolation EUV (inspection *actinique*) afin de pouvoir détecter tous les défauts. L'inspection actinique permet de sonder directement l'effet d'un défaut enterré sur le champ réflechi et permet d'obtenir une information plus directe sur l'impression de ces défauts [119]. Une technique d'inspection actinique permet également de calibrer des outils commerciaux fonctionnant avec des longueurs d'onde d'inspection dans le DUV [120].

Plusieurs méthodes d'inspection actiniques ont été mises au point pour les besoins des masques EUV. La technique utilisée par le consortium EUV LLC utilise une technique fonctionnant aussi bien sur une mesure de diffusion de la surface à inspecter, la lumière diffusée est analysée aussi bien en champ sombre qu'en champ clair [121]. Le principe du champ clair consiste à récupérer la lumière réfléchie issue du masque sur l'ordre spéculaire alors que le champ sombre permet d'analyser le rayonnement hors spéculaire. Par le biais de cette technique d'inspection, il est possible de sonder une surface de 1 cm^2 en l'espace de 30 heures avec une sensibilité latérale de détection estimée de 30 nm. Cette technique à également servi à comparer des résultats d'inspection actiniques avec des inspections dans le DUV. Une technique non microscopique, établi par les laboratoires *Bell*, consiste à déposer une couche photosensible sur la surface du masque et d'en réaliser une insolation EUV pleine plaque. La présence de défaut enterré va venir altérer l'intensité et la phase du champ réfléchi et va laisser une trace dans la résine [122]. Une autre technique assez simple consiste à remplacer la plaquette dans un outil d'exposition EUV par une caméra CCD. Les mesures sont donc directement réalisées sur l'image aérienne. Il est ainsi possible de remonter directement à l'impact d'un défaut sur l'étape de lithographie, mais dans ce cas la résolution est insuffisante pour satisfaire les besoins de la lithographie EUV [123]. Enfin en 2005 une méthode consistant à réaliser une inspection en champ sombre par le biais d'un objectif Schwarzschild a été présentée. Cette méthode permet d'inspecter une surface de 0,5 x 0,5 mm en une seule acquisition [124].

Dans ce chapitre nous allons présenter une expérience de microscopie en champ sombre à la longueur d'onde de 13,1 nm utilisant un microscope Schwarzschild que nous avons mis au point au cours de l'année 2002 [125]. Cette approche était assez nouvelle à l'époque. Cette manipulation a été montée sur une ligne de lumière dédiée à la spectromicroscopie, au synchrotron ELETTRA à Trieste (Italie). Pour les besoins de cette expérience nous avons réalisé différents jeux de masque avec des défauts programmés, aussi bien linéiques que ponctuels. Au-delà des résultats obtenus en terme de taille de défauts détectés, les différentes campagnes que nous avons réalisé nous ont permis de comprendre les mécanismes de formation de l'image dans cette technique de microscopie en champ sombre à balayage.

7.2 Présentation de la technique d'inspection en champ sombre

7.2.1 Description de la ligne de lumière

La ligne de lumière de spectromicroscopie du synchrotron Elettra est terminée par un objectif Schwarzschild se composant d'une paire de miroirs sphériques multicouches (convexe et concave). Dans son état initial, le microscope est configuré pour une utilisation en photoemission et comprend quatre sous-ensembles (Focalisation, Monochromateur, Re-focalisation et Microscope) comme on peut voir sur la Figure 7.1.

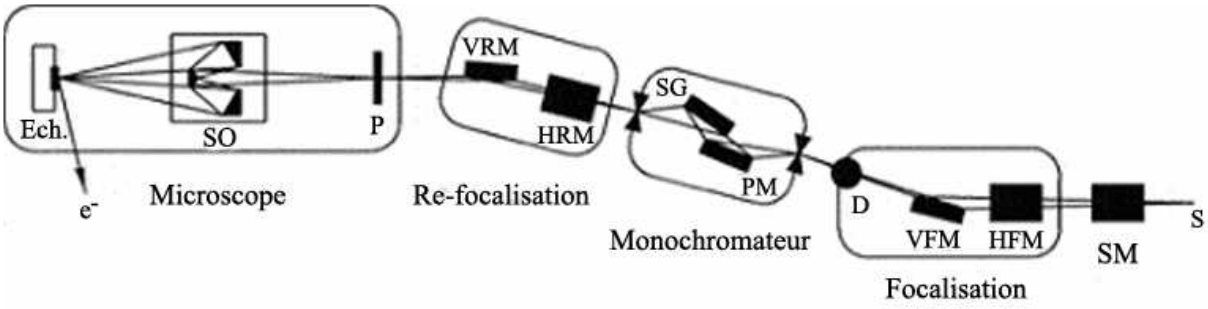


Figure 7.1 - Descriptif de la ligne de lumière dans sa configuration initiale avec un fonctionnement en photoémission (d'après [126])

La source est issue d'un onduleur (SM : *Source Modulator*) monté sur une section du synchrotron. La ligne de lumière est basée sur un monochromateur sphérique qui utilise la rotation simultanée d'un réseau sphérique (SG : *Spherical Grating*) et d'un miroir plan (PM : *Plane Mirror*) permettant de faire varier l'énergie à l'entrée du microscope. Un jeu de trois réseaux permet de couvrir une gamme d'énergie de 20 à 310 eV (20-62 eV (réseau 1), 60-155 eV (réseau 2), et 125-310 eV (réseau 3)).

En plus de l'action du monochromateur, un système de focalisation réalise un premièr filtrage spatial des rayons X en formant une image de la source sur une ouverture placée à la fin de la ligne de lumière (P : *Pinhole*) avec une taille typique 20 µm × 10 µm. Pour cela on utilise l'association de deux paires de miroirs de focalisation (VFM et HFM : *Vertical/Horizontal Focalisation Mirror*) et de re-focalisation (VRM et HRM : *Vertical/Horizontal Re-focalisation Mirror*) placées de part et d'autre du monochromateur.

Un microscope contenant un objectif Schwarzschild (SO : *Schwarzscild Objective*) est situé dans une enceinte à vide de 10^{-9} torr. L'objectif Schwarschild permet de réaliser une réduction de l'image de la source. Quatre objectifs sont disponibles, permettant un fonctionnement aux énergies de 20-25, 74, 95 et 110 eV. La plus petite taille de spot réalisable est actuellement de 0,5 µm de largeur à mi hauteur avec un objectif Schwarzschild avec un grandissement de 20x. Un système de déplacement piézoélectrique permet un déplacement de l'échantillon (Ech.) en balayant dans les deux directions perpendiculaires au faisceau incident.

Le fonctionnement en photoemission consiste à récupérer les électrons photoemis par l'échantillon sur un analyseur hémisphérique placé hors de l'axe du faisceau incident. Le

porte échantillon est incliné d'un angle d'environ 9° par rapport au faisceau incident afin de faciliter la détection sur l'analyseur.

7.2.2 Modification du microscope Schwarzschild

La ligne de lumière étant précédemment dédiée à la photoémission, une mise à niveau a été nécessaire afin de pouvoir réaliser des mesures de microscopie en champ sombre. La modification du microscope Schwarzschild en microscope à champ sombre nécessite de réaliser une détection de la lumière diffractée par les défauts. Pour cela il est donc nécessaire de pouvoir détecter la lumière non-spéculaire. La solution retenue consiste à placer une photodiode EUV (AXUV-100 de IRD [127]) entre le miroir primaire du microscope Schwarzschild et l'échantillon. Le porte échantillon a également été modifié dans le but de contrôler l'inclinaison de l'échantillon à mesurer afin que le faisceau incident soit proche de la normale à la surface. Le principe de détection des défauts en microscopie en champ sombre est décrit sur la Figure 7.2.

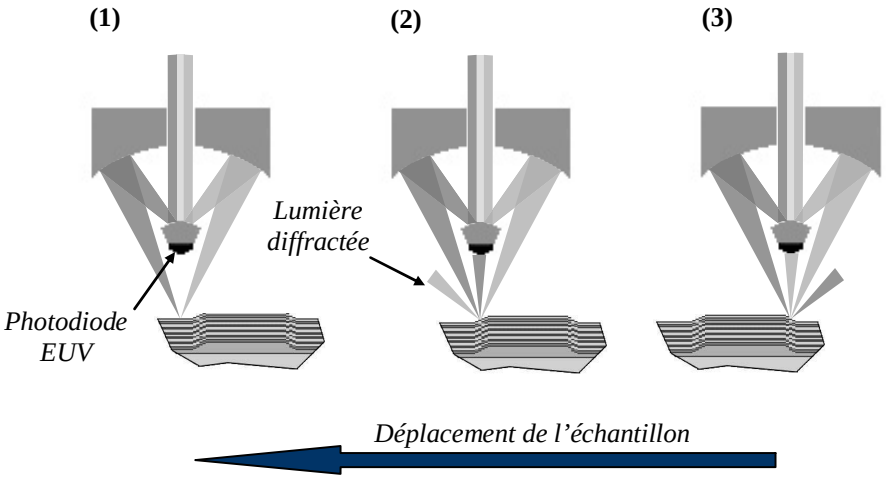


Figure 7.2 – Principe de détection de la microscopie EUV en champ sombre

Cette technique permet de détecter les transitions de profils générées par les défauts dans la structure du multicouche. Lorsque la surface est plane, la lumière incidente est entièrement réfléchie dans le spéculaire, dans cette configuration la diode ne détecte aucun signal (étape (1) de la Figure 7.2). Par contre lorsque l'on rencontre une variation de profil, une partie de la lumière est diffractée dans la zone d'obscuration du microscope, un signal sera ainsi détecté par la photodiode EUV (étapes (2) et (3) de la Figure 7.2). On peut différencier la lumière diffractée reçue par le détecteur suivant le bord du défaut. L'échantillon se déplace toujours dans le même sens (de la position (2) vers la position (3)). Ainsi, pour un bord de défaut présentant un front montant (position 2), la lumière diffractée sera issue préférentiellement de l'illumination gauche de l'objectif Schwarzschild. Alors que pour un front descendant, la lumière détectée sera issue préférentiellement de l'illumination droite de l'objectif (position (3)). Au final, dans le cas d'un défaut linéique enterré, l'image sera formée de deux lignes blanches, marquant la présence des bords des défauts, sur un fond noir indiquant la position des surfaces planes. Sur la Figure 7.3, on peut voir un exemple d'une image de 40 µm × 10 µm obtenue pour un défaut enterré de 19,4 nm de hauteur et d'une largeur de 20 µm enterré

sous quarante paires de [Mo/Si] avec une période de 6,8 nm qui permet d'avoir le maximum de réflectivité à la longeur d'onde de 13,1 nm pour la configuration de l'objectif Schwarzschild. Des mesures AFM ont montré que le défaut était parfaitement répliqué à la surface du multicouche.



Figure 7.3 – Image (40 µm × 10 µm) obtenue avec un microscope actinique en champ sombre dans le cas d'un défaut linéique enterré de 19,4 nm de hauteur et d'une largeur de 20 µm

Les deux lignes obtenues sur cette image correspondent aux transitions de profils engendrées par le bord du défaut enterré. On remarque qu'il y a doublement de fréquence spatiale, pour une ligne enterrée correspond deux lignes au niveau de l'image. Dans le cas d'un réseau enterré avec un rapport cyclique de 0,5 (ligne = espace) de période *d*, on obtiendra au niveau de l'image un réseau avec une période égale à *d/2*.

7.2.3 Principaux résultats obtenus

Afin de tester les performances de cette technique d'inspection de défauts dans les masques EUV nous avons réalisé deux séries d'échantillons, une avec des défauts linéiques et une deuxième avec des défauts ponctuels. Les premières campagnes d'expérimentation ont été réalisées avec des défauts linéiques qui nous ont permis d'interpréter les phénomènes de formation de l'image dans le microscope et la sensibilté en terme de hauteur. Ces défauts programmés ont été réalisés par gravure chimique et sont constitués de réseaux denses avec des périodes de 0,5 µm, 1 µm, 2 µm et 3 µm (ligne =espace) et des hauteurs allant de 3 nm à 22 nm répliqués en surface. Les défauts ponctuels quant à eux ont été réalisés par le biais d'une gravure sèche qui nous a permis d'obtenir des résolutions latérales de l'ordre de 80 nm pour une hauteur de l'ordre de 10 nm. Ces échantillons quant à eux nous ont permis d'évaluer la sensibilité de détection latérale de cette technique d'inspection.

7.2.3.1 Défauts linéiques

Les performances obtenues sur des défauts linéiques sont très encourageantes car nous avons pu détecter toutes les hauteurs disponibles sur nos échantillons. En effet même les échantillons avec des défauts enterrés de 3,2 nm de hauteur donnent des images avec un bon contraste, comme on peut le voir sur la Figure 7.4.

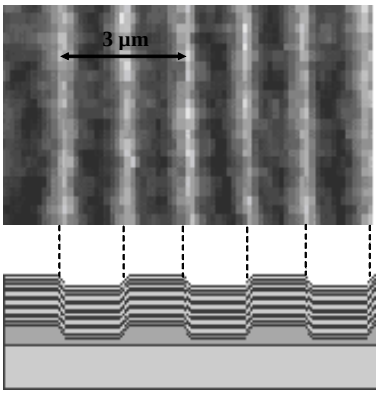


Figure 7.4 – Image (9 µm × 5 µm) obtenue par la méthode d'inspection en champ sombre dans le cas d'un réseau enterré de 3,2 nm de hauteur et d'une période de 3µm (ligne = espace)

Cependant, le principe de détection en champ sombre fait que l'on ne détecte que les bords de défaut, il est de ce fait difficile de distinguer la forme du défaut enterré, à savoir si c'est un creux ou une bosse.

7.2.3.2 Défauts ponctuels

Les défauts ponctuels ont été réalisés avec une méthode de lithographie par faisceau d'électrons suivie d'une étape de gravure sèche. Les mesures réalisées au microscope à force atomique sont répertoriées dans le Tableau 7.1.

CD visé (nm)	**800**	**600**	**400**	**250**	**180**	**140**	**120**	**100**	**80**	**60**	**40**	**20**
CD après gravure (nm)	810	580	407	265	190	157	115	84	94	84	/	/
h après gravure(nm)	16	16	15,1	13,1	13,1	11,7	10,6	9,9	9,4	9,1	/	/

Tableau 7.1 – Récapitulatif des tailles obtenues par mesures AFM dans le cas de défauts ponctuels

Les défauts de 20 nm et 40 nm n'ont pas résistés à l'étape de gravure. Les plus petits défauts ponctuels que nous avons réussi à obtenir ont une hauteur de l'ordre de 10 nm pour une largeur d'environ 80 ~ 90 nm. Sur la Figure 7.5 on peut voir l'acquisition d'une image EUV en champ sombre de 74 µm × 30 µm obtenue sur ces défauts ponctuels.

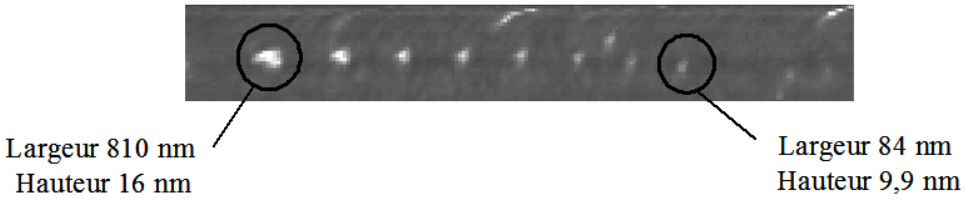


Figure 7.5 – Image (74 µm × 30 µm) de défauts ponctuels enterrés sous le multicouche [Mo/Si] avec des dimensions latérales variant entre 80 nm et 800 nm

Au regard de ces résultats on constate que cette technique donne de très bons résultats en terme de résolution latérale. Comme dans la plupart des microscopes à balayage la résolution latérale est limitée par le pas de déplacement utilisé au niveau du déplacement du porte échantillon, mais également du rapport signal sur bruit de la détection. Le plus petit pas réalisable avec cette technique de balayage est de 50 nm. De plus les acquisitions sont assez longues (de l'ordre de 10 minutes pour une image de 9 µm × 5 µm) afin d'améliorer le rapport signal sur bruit.

7.3 Artéfacts liés à l'imagerie en champ sombre

Au dela des résultats obtenus en terme de résolution latérale et de la capacité de cette technique à sonder les multicouches, les expérimentations menées au synchrotron Elettra nous ont également permis d'appréhender les mécanismes de formation de l'image dans le microscope. En effet, la configuration particulière de la technique d'inspection en champ sombre avec un objectif Schwarzschild laisse apparaître des artéfacts d'imagerie qui sont soit liés à des effets d'illumination du système optique, soit liés à la focalisation.

7.3.1 Influence de l'illumination

Comme nous avons pu le voir sur la Figure 7.2, qui décrit la technique d'inspection en champ sombre, les mécanismes de formation des images sont très liés à la nature du défaut enterré. Dans la configuration particulière de la technique à balayage en champ sombre, on peut faire la distinction entre les bras d'éclairement gauche et droit issus du microscope Scharzschild. Lorsque l'on se trouve dans le cas d'un front montant, il y a diffusion sur le bord du défaut. Le faisceau issu du bras gauche est moins dévié que celui issu du bras droit. Le détecteur se trouvant dans la zone sombre du microscope recoit préférentiellement la lumière diffractée issue du bras gauche. Dans le cas d'un front descendant, c'est l'inverse, c'est la lumière diffractée issue du bras droit qui est susceptible d'être détectée dans le champ sombre. L'image ainsi obtenue entre les deux bords du même défaut enterré ne sera pas la même car elle n'est pas issue du même bras d'illumination.

Un artefact d'imagerie lié à ce phénomène de différenciation entre les bras d'éclairement est illustré sur la Figure 7.6. Cette image en champ sombre de 50 µm × 10 µm a été obtenue pour une ligne enterrée enterré de 20 µm de largeur et d'une hauteur après gravure de l'ordre de 20 nm. Le défaut est parfaitement répliqué à la surface du multicouche.



Figure 7.6 – Image (50 µm × 10 µm) d'un défaut linéique de 20 µm de largeur et 20 nm de hauteur. L'imagerie sur ce défaut engendre un contraste différent entre les bords gauche et droit d'un même défaut

On constate sur cette image que l'intensité entre les deux bords de la même ligne est différente. On peut imaginer que cet écart est lié à un mauvais alignement angulaire de l'échantillon par rapport au faisceau incident, ce qui peut entrainer un point de focalisation différent selon les deux bords du défaut, faisant ainsi chuter le contraste. Nous avons donc suivi l'évolution du contraste de ces lignes pour différentes distances de mise au point. Nous définissons le contraste de ces images comme étant le rapport entre l'intensité maximale d'un bord de défaut et le fond noir correspondant à une zone sans défauts. Ces courbes de contraste sont représentées sur la Figure 7.7 selon les bords droit et gauche du même défaut linéique enterré décrit sur la Figure 7.6.

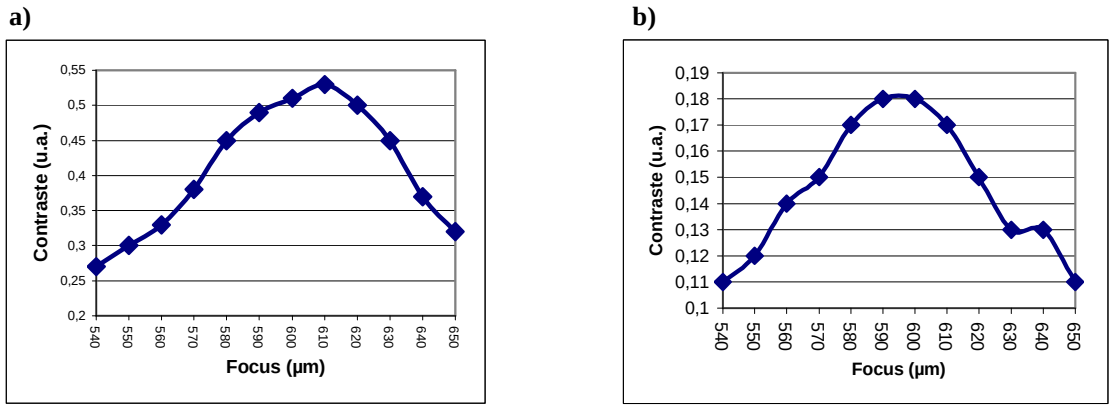


Figure 7.7 - Courbes de contraste d'un défaut linéique enterré d'une hauteur de 20 nm en fonction de la position de focalisation du système optique ; **a)** Contraste du bord gauche ; **b)** Contraste du bord droit

On constate que le contraste entre un bord droit et un bord gauche d'un même défaut linéique n'est pas le même. En effet, le contraste maximum pour un bord gauche est de l'ordre de 0,5 alors qu'il n'est que de l'ordre de 0,2 pour le bord droit. De plus cette position de contraste maximum survient approximativament au même point de focalisation. Cela indique que cet écart de contraste entre les deux bords d'un même défaut n'est pas lié à un problème de distance focale.

La répartition d'intensité selon les deux bras d'éclairement de l'objectif Schwarzschild semble être à l'origine des ces différences de contraste. Pour valider cette hypothèse, nous avons réalisé une série d'acquisitions sur un défaut linéique enterré en faisant varier la répartition d'intensité dans le microscope. Pour cela nous avons joué sur le positionnement des miroirs de focalisation verticale et horizontale de la ligne de lumière qui permet de modifier le centrage du faisceau incident par rapport à l'objectif Schwarzschild (VFM et HFM de la Figure 7.1). En modifiant ces positionnements il est possible de faire varier la répartition d'intensité lumineuse dans la pupille d'entrée de l'objectif. On peut voir les images obtenues selon trois positions du faisceau EUV incident dans le microsocpe sur la Figure 7.8. A noter que ces images ont toutes été obtenues pour le même défaut et au même point de focalisation.

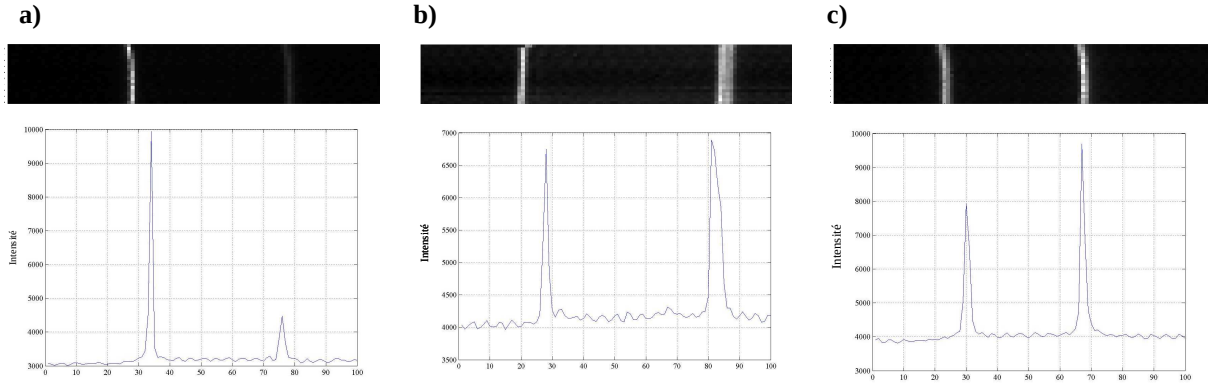


Figure 7.8 – Influence de l'illumination sur l'acquisition des images ; **a)** Intensité maximale dans la partie gauche de la pupille ; **b)** Pupille équilibrée en intensité ; **c**) Intensité maximale dans le partie droite de la pupille

Sur la Figure 7.8.a, on s'apercoit que l'intensité issue du bord gauche du défaut est beaucoup plus importante que l'intensité du bord droit. Cela indique que l'éclairement est déséquilibré en intensité et que celle-ci est plus importante dans la partie gauche de l'éclairement. On observe le phénomène inverse sur la Figure 7.8.c où l'intensité est plus importante pour un bord droit que pour un bord gauche. La la Figure 7.8.b illustre le cas où le faisceau EUV incident est parfaitement centré par rapport à la pupille d'entrée de l'objectif Schwarzschild. Dans ce cas la répartition de l'illumination dans la pupille est homogène en intensité et l'on observe au niveau de l'image une intensité equivalente entre un bord droit et un bord gauche.

L'intensité des bords d'un défaut linéique est fortement dépendante de l'éclairement dans le microscope. Ainsi, on peut faire varier l'intensité de chaque bord de ligne, et changer l'intensité maximale du bord gauche (cf. Figure 7.8.a) vers le bord droit (cf. Figure 7.8.c) en jouant sur la position du faisceau incident dans le microscope.

Cet effet lié à l'illumination peut également être très utile pour connaître la forme du défaut enterré. En effet, si l'on déséquilibre en intensité la pupille d'éclairement, il est donc possible

d'identifier la nature du bord du défaut, à savoir si c'est un front montant ou descendant. Dans cette configuration le microscope fonctionne en contraste différentiel [128].

7.3.2 Influence de la focalisation

Le microscope Schwarzschild est composé d'un miroir primaire concave et d'un miroir secondaire convexe. Le miroir primaire obscurcit la partie centrale de la pupille, le faisceau ainsi formé sur l'échantillon sera annulaire lorsque l'on s'éloigne du point de meilleure focalisation. On peut ainsi considérer trois configurations lors de l'acquisition des images, soit un balayage de la surface avec un anneau soit avec un spot lorsque l'on se trouve à la position de meilleure focalisation. On peut voir sur la Figure 7.9, les trois possibilités d'acquisition d'une image.

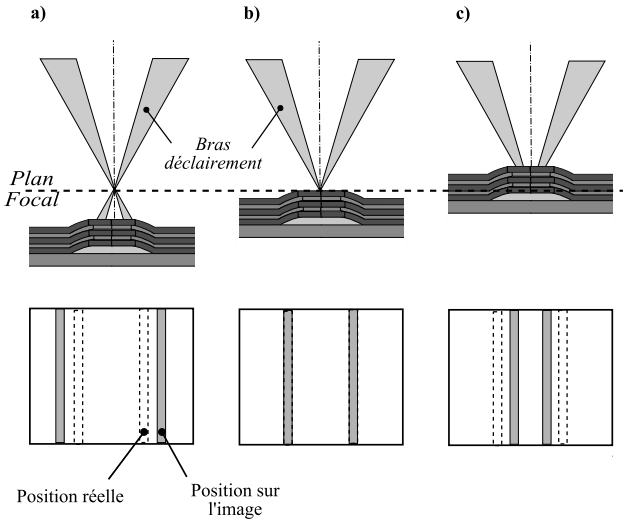


Figure 7.9 – Représentation schématique de l'influence de la focalisation sur la postion des lignes de l'image ; **a)** Dans le cas d'une imagerie au-delà de la mise au point ; **b)** A la mise au point ; **c)** en-dessous de la mise au point

Lorsque l'on est au-dela du meilleur focus (Figure 7.9.a), les lignes obtenues sur l'image s'éloignent par rapport à la position réelle des bords, et se rapprochent lorsque l'on est au-dessous du point de meilleure focalisation (Figure 7.9.c). Dans le cas où le faisceau est correctement focalisé sur la surface, la position des lignes est la même que dans la réalité car on vient imager la surface avec un spot Figure 7.9.b.

Cet effet est mis en évidence si l'on suit l'évolution de la position des lignes formées sur l'image en fonction de la focalisation. Pour cela nous avons réalisé l'acquisition d'images d'un défaut linéique enterré de 20 µm selon différents focus. On peut voir sur la Figure 7.10 l'évolution de la position d'une ligne en fonction de la mise au point. Sur cette figure on voit que la position des lignes évolue de facon linéaire en fonction de la focalisation. Pour une valeur de 10 µm la position de la ligne au niveau de l'image aura varié d'environ 1,5 µm. La pente de cette droite est de 0,1486 ce qui correspond à un angle de 8,5°. Cet angle correspond à l'angle d'incidence moyen des faisceaux issus de l'objectif Scharzschild (angle moyen ~ 8,9°).

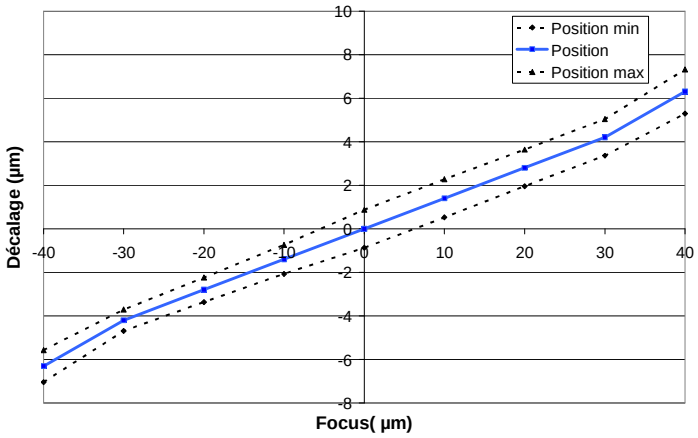


Figure 7.10 – Evolution de la position de la ligne en fonction du focus

Cela met également en évidence l'influence de la focalisation sur l'image finale, qui peut générer des artefacts propres à la technique de microscopie en champ sombre à balayage. Etant donné que la position des lignes évolue en fonction du point de focalisation, cela peut entraîner des artefacts d'imagerie intéressants dans le cas de lignes horizontales et verticales et dans le cas d'un réseau.

7.3.2.1 Cas de lignes verticales et horizontales

En prenant en considération les éléments obtenus sur l'influence de la focalisation sur l'image finale, on peut également considérer le cas d'un défaut présentant à la fois une orientation verticale et horizontale. On peut voir sur la Figure 7.11, l'influence de la focalisation sur ce type de motif.

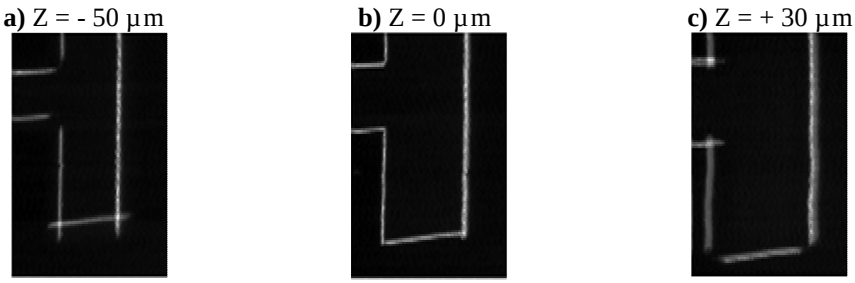


Figure 7.11 - Influence de la focalisation sur un motif enterré présentant des lignes verticales et horizontales ; **a)** en-dessous de la mise au point ; **b)** au meilleur focus ; **c)** au-delà de la mise au point

Lorsque l'image est en-dessous de la mise au point (cf. Figure 7.11.a), le spot sur l'échantillon est de forme annulaire et représente une section du faisceau avant le point de focalisation. Dans ce cas on peut voir que les lignes du bas de l'image se croisent tandis que les lignes du bord gauche sont éloignées. Ces croisements de lignes pour les angles aigus et éloignement de lignes pour les angles obtus (vis-à-vis du défaut) vient du fait que l'image obtenue sera plus petite que la taille réelle du défaut. De même manière lorsque l'on est au-delà du point de mise (cf. Figure 7.11.c), c'est l'effet inverse qui est observé et l'image obtenue est plus large que la taille réelle du motif. Dans ce cas les lignes du bas de l'image sont éloignées alors que les lignes de gauche se croisent.

7.3.2.2 Cas d'un réseau

Nous nous sommes intéressés au cas des réseaux où la largeur de la ligne est égale à l'espace. On peut voir sur la Figure 7.12 des images de 60 µm × 24 µm obtenues par la technique de microscopie en champ sombre selon trois positions focales dans le cas d'un réseau de 20 nm de hauteur et d'une période de 3 µm.

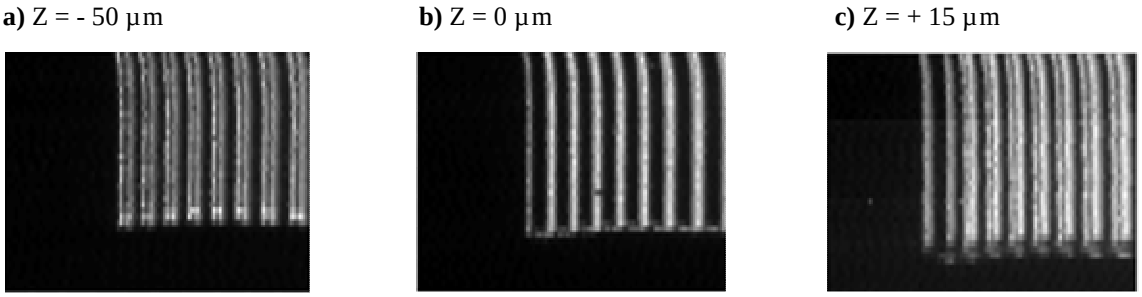


Figure 7.12 – Images (60 µm × 24 µm) d'un réseau obtenues par la méthode de microscopie en champ sombre selon différentes positions focales ; **a)** en-dessous du point de focalisation ; **b)** au meilleur focus ; **c)** au-delà du point de focalisation

En observant ces images on s'aperçoit que la position des lignes varient en fonction de la mise au point. Dans le cas d'un réseau, les artefacts d'imagerie propres aux effets de la focalisation ont pour effet de modifier la position des lignes selon deux directions. De plus selon le point de focalisation, on peut avoir chevauchement de lignes. Les résultats obtenus dans le cas d'un réseau dense sont résumés dans le schéma de la Figure 7.13

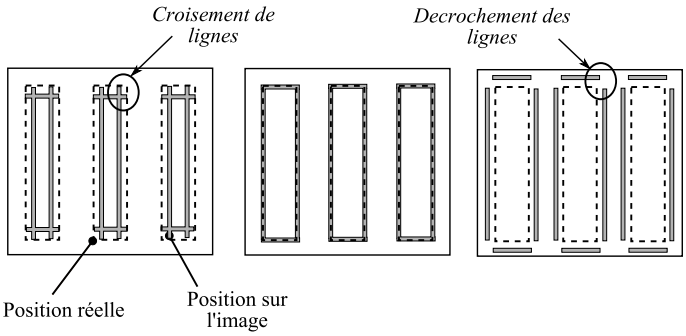


Figure 7.13 – Schéma représentant l'évolution de la position des lignes en fonction de la focalisation dans le cas d'un réseau

En-dessous de la mise au point, l'image apparaîtra plus petite que la taille réelle et l'on observe des croisements de lignes au niveau des angles. Par contre lorsque l'on est au-delà de la mise au point, la position des lignes s'écarte par rapport à la position réelle et l'on observe une séparation des lignes au niveau des angles droits. Il n'y a qu'au meilleur focus que l'on obtient une image fidèle au motif réel.

7.3.3 Etude théorique du procédé d'imagerie

7.3.3.1 Intensité au niveau du détecteur

Comme nous avons pu le voir lors des paragraphes précédents, la formation des images est fortement liée à la façon dont l'échantillon est illuminé à savoir par un spot ou un anneau. Nous avons représenté sur la Figure 7.14 un schéma de principe représentant la technique de microscopie en champ sombre à balayage.

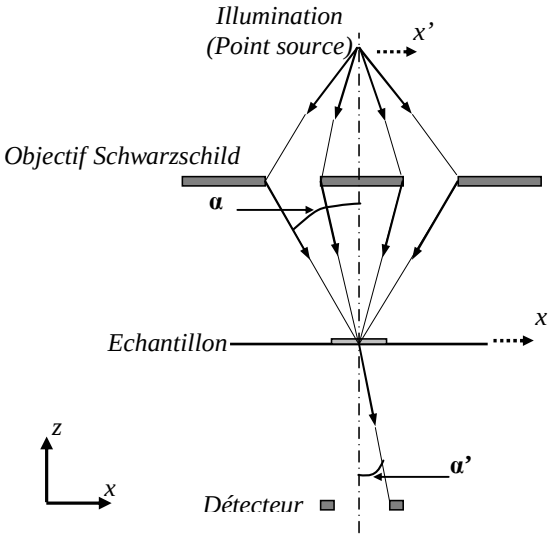


Figure 7.14 – Représentation schématique de la technique de microscopie en champ sombre. Dans ce schéma nous avons volontairement placé le détecteur après l'échantillon pour plus de clarté

A noter que nous avons volontairement déplié le montage réel en placant le détecteur après l'échantillon afin de clarifier le schéma. Dans la réalité la lumière incidente est diffractée par l'échantillon et est collectée au niveau d'un détecteur situé à l'arrière du miroir primaire de l'objectif Schwarzschild. On considère que l'objectif de Scharzschild illumine l'échantillon selon les directions α décrites par la fonction pupillaire *P(α)*.

Ainsi au niveau de l'objet, la forme du spot est liée à la transformée de Fourier de la pupille d'illumination comme indiqué dans l'équation (7.1).

$$P(x) = \int_{\alpha} \hat{P}(\alpha).e^{ik\alpha x} dx \tag{7.1}$$

Avec *α* l'angle incident issu de l'objectif Schwarzschild et *P(x)* qui représente la répartition spatiale de l'illumination au niveau de l'échantillon. Si l'on considère à présent un objet *S(x)*, l'amplitude au niveau du détecteur selon la direction d'observation *α'* sera décrite par l'équation (7.2).

$$\hat{A}(\alpha') = \int_{x} S(x).P(x).e^{ik\alpha' x} dx \tag{7.2}$$

Ce résultat indiquant l'amplitude au niveau du détecteur pour la direction d'observation *α'* peut être réduite à un simple produit de convolution entre S*(α)* (la transformée de Fourier de l'échantillon *S(x)*) et la pupille d'illumination *P(α)* comme indiqué dans l'équation (7.3)

$$\hat{A}(\alpha') = \hat{S}(\alpha) \otimes \hat{P}(\alpha) \tag{7.3}$$

La technique d'inspection est à balayage, il faut donc également prendre en compte le déplacement de l'échantillon lors de l'acquisition de l'image. Si l'on considère que l'échantillon se déplace d'un pas x_0, l'équation (7.2) devient :

$$\hat{A}(\alpha', x_0) = \int_x S(x - x_0).P(x).e^{ik\alpha' x} dx \qquad (7.4)$$

L'équation (7.4) décrit l'amplitude obtenue pour un déplacement x_0 de l'échantillon selon la direction d'observation α'.

7.3.3.2 Utilisation du principe de réciprocité

L'équation (7.4) décrit l'amplitude au niveau du détecteur pour une position de balayage x_0. L'image obtenue pour différentes positions de balayage x_0 de l'échantillon consiste à intégrer l'intensité sur le détecteur selon les angles α' incident sur le détecteur. Une solution proposée par E. Zeitler and M.G.R. Thomson pour appréhender les systèmes de microscopie à balayage consiste à utiliser les théorèmes d'équivalence et de réciprocité [129]. Ces théorèmes indiquent qu'entre un système de microscopie en imagerie et une technique à balayage qui utilise le même objectif, le détecteur et la source jouent un rôle réciproque. Le schéma du système à balayage décrit sur la Figure 7.14 peut donc se ramener à un système en transmission comme décrit sur la Figure 7.15.

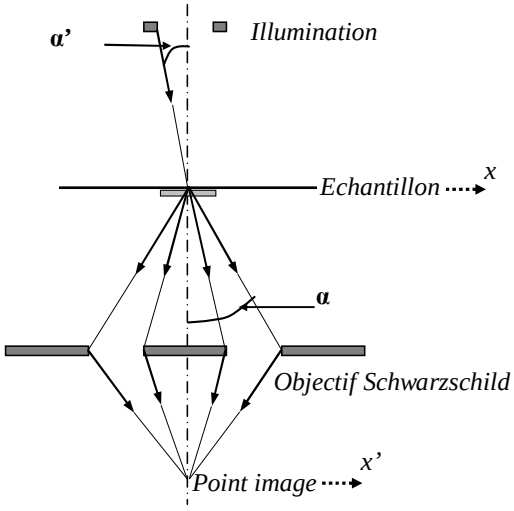


Figure 7.15 – Schéma de principe du système en transmission. Ce schéma est équivalent au schéma de la méthode à balayage si les angles α et α' sont respectés entre les deux schémas

Ce schéma de principe en transmission est équivalent à celui décrivant la technique à balayage (cf. Figure 7.14) si l'on considère que les objectifs sont les mêmes et que les angles α et α' sont identiques entre les deux montages. Dans le cas de la Figure 7.15, l'amplitude pour un point x' de l'image obtenue pour une onde plane incidente selon la direction α' sera décrite par l'équation (7.5) :

$$A(x') = \int_\alpha \hat{P}(\alpha).\hat{S}(\alpha).e^{ik\alpha x'} d\alpha \qquad (7.5)$$

Dans le cas où l'échantillon $S(x)$ se déplace d'une valeur x_0, on trouve que la transformée de Fourier de cet objet est décrit de la manière suivante :

$$TF\left[S(x - x_0)\right] = \hat{S}(\alpha).e^{-ik\alpha x_0} \qquad (7.6)$$

Si l'on remplace cette transformée de Fourier dans l'équation (7.5), on obtient l'amplitude pour un point *x'* de l'image et une onde plane incidente *α'* lorsque l'échantillon se déplace d'une valeur x_0.

$$A(x') = \int_{\alpha} \hat{P}(\alpha).\hat{S}(\alpha).e^{ik\alpha(x'-x_0)}d\alpha \tag{7.7}$$

Lorsque la valeur de x_0 est nulle, les formules décrivant les amplitudes dans le cas d'un microscope à balayage (7.4) et celui d'un microscope en transmission (7.7) sont équivalentes. Pour cela on considère néanmoins que pour une onde plane incidente selon α' correspond un point *x'* sur l'image dans le cas d'un microscope à transmission et que pour un point source en *x'* correspond un angle de détection selon α' dans le cas d'un microscope à balayage. C'est le théorème de Parseval qui assure l'équivalence entre ces deux microscopes :

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \left|A(x')\right|^2 .dx' = \int_{-\infty}^{+\infty} \left|\hat{A}(\alpha')\right|^2 .d\alpha' \tag{7.8}$$

Lorsque l'échantillon se déplace d'une valeur x_0 l'équivalence entre les deux microscopes est plus délicate à démontrer. Néanmoins, dans le cas de la technique à balayage, une figure de diffraction de l'échantillon est formée au niveau du détecteur par une simple transformée de Fourier alors que dans le cas en transmission l'image obtenue est formée par deux transformées de Fourier consécutives. En d'autres termes, dans la technique de balayage l'amplitude obtenue fait référence à la figure de diffraction de l'objet, alors que pour le méthode en transmission l'amplitude obtenue est fonction de la transmittance de l'objet. Le théoréme de Parseval permet de faire le lien entre ces deux mesures. Pour le cas de la technique de microscopie à balayage, c'est l'intégration des amplitudes mesurées selon α' sur le détecteur qui va faire office d'une deuxième transformée et permettre de relier les deux montages entre eux.

7.4 Simulation de la technique d'inspection

En utilisant le théorème d'équivalence et réciprocité il est donc possible de simuler la technique de microscopie en champ sombre à balayage par le biais d'une approche classique utilisant l'optique de Fourier. Pour cela nous avons utilisé le logiciel commercial Solid-C que nous avions à disposition pour le calcul des images aériennes dans un système de lithographie.

7.4.1 Description du modèle

Afin de transposer la technique de microscopie en champ sombre par le biais de la simulation, nous avons du dans un premier temps établir un modèle de simulation équivalent sous Solid-C. Dans le montage réel, on fonctionne par réflexion sur l'échantillon à mesurer alors que pour les besoins de la simulation, il est nécessaire de fonctionner avec des objets en transmission. On peut voir sur la Figure 7.16 l'équivalence utilisée entre le montage réel et le modèle de simulation.

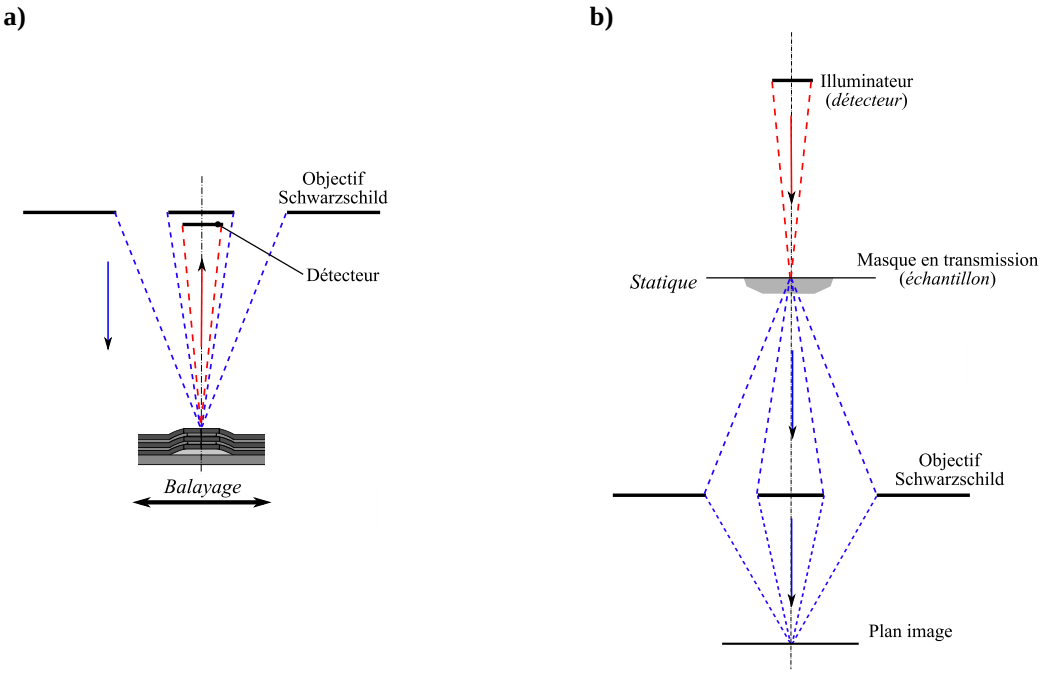


Figure 7.16 - Equivalence entre le montage en champ sombre réel **(a)** et le modèle utilisé pour la simulation avec le logiciel Solid-C **(b)**

Le montage de la Figure 7.16.a représente le montage réel de la technique de microscopie en champ sombre : le Schwarzschild éclaire l'échantillon, qui réflechit et diffracte la lumière sur les bords des défauts qui va être collectée sur le détecteur. La lumière se propage selon la direction Schwarzschild, objet, détecteur.

Pour le modèle de simulation on utilise le théorème de réciprocité de la lumière, et on a comme sens de propagation de la lumière : détecteur, objet, Schwarzschild. Pour que ce modèle soit équivalent au montage expérimental, on considère un masque en transmission.

Du point de vue de la simulation nous utilisons comme ouverture numérique l'ouverture intérieure et extérieure du Schwarzschild : $NA_{SO(in)}$ = 0,107 et $NA_{SO(out)}$ = 0,18 et l'ouverture numérique de l'illumination est égale à NA_i = 0,07 qui est l'ouverture sous laquelle est vue le détecteur depuis l'objet. Ce qui correspond au niveau de la simulation à considérer à un facteur de cohérence partiel équivalent σ égal à 0,38.

7.4.2 Résultats de simulation

Nous avons vu par des mesures AFM que le défaut enterré était parfaitement répliqué à la surface du multicouche avec des transitions douces sur les bords de défaut. On considère ainsi que ce défaut se comporte comme une marche de phase avec une transition douce de la phase sur le bord des défauts. Pour les besoins des simulations nous nous sommes penchés sur la cas d'un défaut enterré avec une hauteur de 19,4 nm ce qui correspond à une marche de phase de φ = -342° (voir equation (7.9)). On considère que la transition de phase s'étend sur une largeur de 150 nm.

$$\varphi = 2\times\left(\frac{2\pi}{\lambda}\times h\right) \qquad (7.9)$$

Les résultats de simulation ont été obtenus pour des largeurs de défaut linéique de 1 µm de largeur. En effet nous sommes limités au niveau de SolidC en ce qui concerne la taille de la zone de simulation et il nous était impossible de simuler les tailles de structure de 20 µm que nous avons étudié précédement. Néanmoins la hauteur et la transition aux bords des défauts sont les mêmes que celles mesurées expérimentalement. Etant donné que la microscopie en champ sombre n'image que les bords de défauts, le comportement des lignes sur l'image simulée est la même qu'au niveau des mesures expérimentales.

7.4.2.1 Influence des bras d'éclairement

Sur la Figure 7.17, on peut voir les images obtenues lors des acquisitions de microscopie en champ sombre, comparées avec les images obtenues avec les simulations Solid-C.

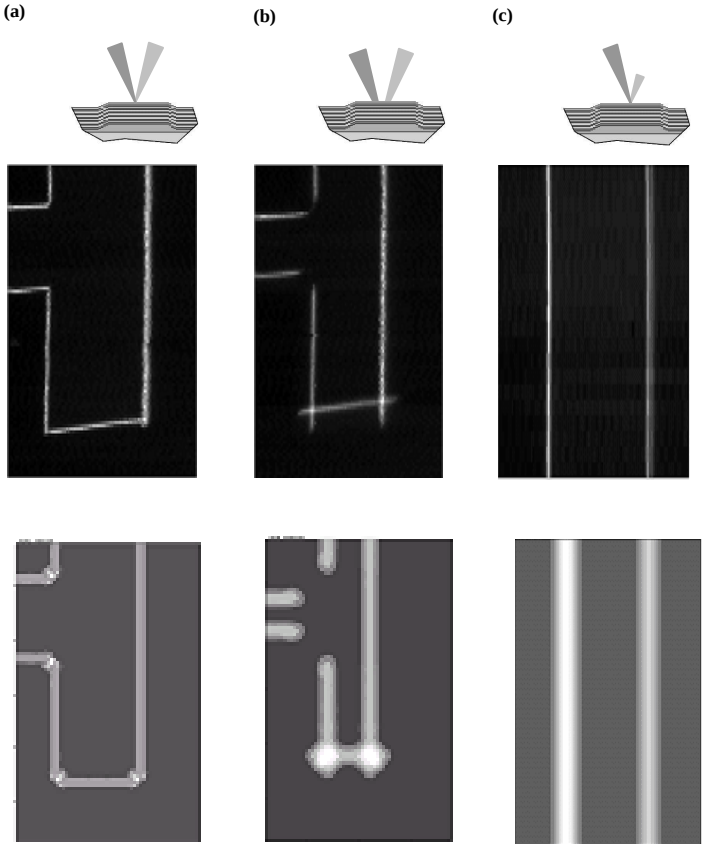


Figure 7.17 – Comparaison entre images obtenues expérimentalement et images simulées ; **a)** dans le cas de lignes verticales et horizontales au meilleur focus ; **b)** en-dessous du point de focalisation ; **c)** dans le cas d'un déséquilibre en intensité dans la pupille d'illumination

La simulation obtenue dans le cas de la Figure 7.17.a correspond à une ligne verticale et horizontale à la position de meilleure focalisation. Dans ce cas on constate que l'image obtenue est fidèle au motif réel. Lorsque l'on est en-dessous du meilleur focus on retrouve le phénomène de croisement de lignes pour des bords convexes et éloignement de lignes dans le cas de bords concaves (cf. Figure 7.17.b). Enfin sur la Figure 7.17.c nous pouvons voir le résulat de simulation dans le cas d'une illumination désequilibrée en intensité. Dans notre cas il y a deux fois moins d'intensité dans la partie droite de l'illumination ce qui se traduit par

une baisse d'intensité de la ligne droite par rapport à la gauche. Tous ces résultats de simulation valident notre stratégie de simulation en utilisant une méthode optique réciproque.

7.4.2.2 Image sur un point diffusant

Un dernier point intéressant obtenu expérimentalement et confirmé par le biais de simulation concerne l'image sur un défaut ponctuel. Dans ce cas le défaut se comporte comme un point diffusant et la fonction objet S(α) peut se rammener à un Dirac. Dans ce cas l'équation (7.7) devient :

$$A(x') = P(x) \tag{7.8}$$

Ainsi dans le cas d'un point diffusant on obtient l'image de la pupille de l'objectif Schwarzschild comme on peut le voir sur la Figure 7.18.

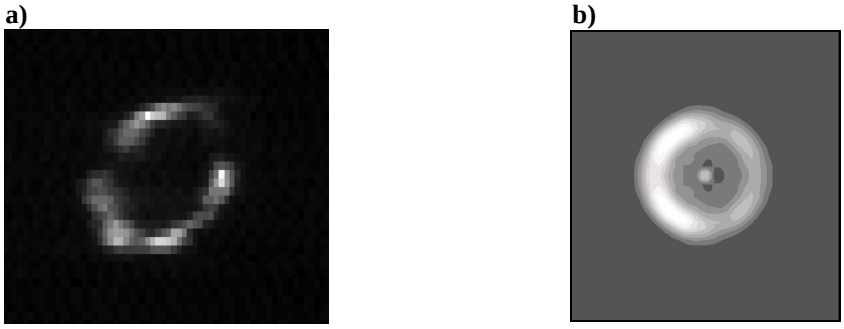


Figure 7.18 – Image obtenue sur un point diffusant ; **a)** mesure expérimentale ; **b)** image simulée

Dans le cas de l'image obtenue expérimentalement on observe une image de la pupille obtenue au-delà du point de focalisation. On arrive même à distinguer les pates de fixation du miroir primaire du Schwarzschild disposées à 120°. Dans le cas simulé nous obtenons le même résultat avec l'image de la pupille. Dans le cas de cette simulation nous avons utilisé une pupille déséquilibrée en intensité avec une intensité deux fois moins importante sur la partie droite.

7.5 Conclusion

Dans ce dernier chapitre nous avons abordé un autre point important de la problématique des défauts dans les masques EUV qui concerne la métrologie. En effet, il est nécessaire de se doter de nouvelles techniques de métrologie afin de pouvoir sonder en profondeur la structure des multicouches [Mo/Si] et d'en détecter la présence d'éventuels défauts enterrés. Pour cela les méthodes de microscopie en champ sombre fonctionnant dans la gamme de longueur d'onde d'exposition EUV donnent des résultats très intéressants. Nous avons eu accès à une méthode de microscopie en champ sombre au synchrotron Elettra où nous avons été capables de détecter des défauts linéiques avec des hauteurs aussi faibles que 3 nm ainsi que des défauts ponctuels avec des dimensions latérales de l'ordre de 80 nm pour une hauteur de 15 nm.

Les résultats obtenus lors des différentes campagnes nous ont permis de bien comprendre les mécanismes de formation des images dans le microscope. Nous avons constaté que des

artefacts apparaissaient en raison de la configuration particulière du microscope avec une forte dépendance à la répartition d'intensité dans l'objectif du microscope et à la focalisation. Ces résultats ont été confirmés par le biais de simulations en utilisant une méthode d'équivalence ce qui nous a permis de simuler ces structures avec un logiciel commercial dédié à la lithographie optique. Au-delà des résultats obtenus en terme de sensibilité de détection, la mise en place d'une méthode permettant de simuler cette technique d'inspection peut s'avérer très utile pour appréhender le comportement des défauts dans les masques EUV. En effet, nous sommes aussi bien en mesure de simuler l'impact des défauts lors de l'étape de lithographie que de simuler la manière dont ils peuvent être perçus avec une technique d'inspection en champ sombre. Par ce biais il est possible de savoir si un défaut imprimable peut être détecté par cette méthode d'inspection à la longueur d'onde.

CONCLUSION GENERALE

La lithographie Extrême Ultra Violet est une des techniques de nouvelle génération préssentie pour la réalisation du nœud technologique 22 nm et au-dessous. Mis à part la puissance des sources EUV et la limitation des résines, l'un des points critiques concerne le problème des défauts enterrés dans les multicouches [Mo/Si] qui perturbent les performances des masques EUV. Dans ce travail de thèse nous avons proposé d'appréhender le problème des défauts dans les masques aussi bien par le biais de simulations que de manière expérimentale.

Dans une première partie nous avons montré que l'utilisation d'outils de simulation électromagnétique permettait de prédire le comportement des défauts présents dans l'empilement multicouche. Néanmoins, ces techniques doivent être utilisées avec précautions car elles peuvent facilement conduire à des résultats érronés. Nous avons montré que la méthode de calcul électromagnétique MMFE est particulièrement bien adaptée pour une utilisation dans la gamme de rayonnement de l'EUV. Les résultats issus de simulations montrent que les mécanismes qui font qu'un défaut va s'imprimer ou non sont fortement liés à la façon dont l'empilement multicouche [Mo/Si] est perturbé. Le rayonnement réflechi par un masque EUV présentant des défauts sera modifié selon trois phénomènes liés ; un effet directionnel au niveau des bords des défauts, une modification de la phase dûe à la topographie créée par le défaut en surface du multicouche et une diminution de l'intensité réflechie en raison de la perturbation de la période du multicouche. Nous avons établi que pour qu'un défaut ne s'imprime pas il est nécessaire que celui-ci soit *lissé* lors des premières couches de l'empilement [Mo/Si].

Afin de valider les mécanismes d'impression des défauts nous avons mis au point un masque EUV à défauts programmés avec des dimensions latérales aussi faibles que 20 nm. Pour cela une technique originale de fabrication a été utilisée. Elle consiste à réaliser le masque EUV à défauts programmés sur un substrat de silicium puis de le reporter sur un substrat de quartz afin de répondre aux normes imposées pour les masques. Ce type de masque est technologiquement difficile à réaliser car il faut à la fois allier des résolutions très agressives (de l'ordre de la dizaine de nanomètres), avec un positionnement qui permette de réaliser la métrologie sur ces défauts (lors de la réalisation du miroir [Mo/Si] et après l'étape de lithographie).

Ce masque à défauts programmés a été insolé sur un outil d'exposition EUV (*Micro Exposure Tool*) au synchrotron ALS. Les résultats d'impression obtenus dans le cas de défauts linéiques sont en excellent accord avec les simulations réalisées sur ce type de défaut. Dans le cas de défauts ponctuels, les résultats expérimentaux montrent qu'un défaut natif de 20 nm enterré sous quarante paires de [Mo/Si] (réalisées par dépôt IBS) laissait une trace dans la résine de l'ordre de 30 à 40 nm. Pour ce même type de défaut nous avons montré l'influence de la densité, qui modifie localement le taux de *flare*, sur le caractère imprimable d'un défaut. Lorsque la densité de défaut est importante le taux local de *flare* diminue ce qui se traduit par une plus grande lattitude d'impression des défauts. La comparaison des résultats expérimentaux avec des simulations indique qu'il est important de s'orienter vers des modèles géométriques de croissance de défauts les plus fidèles qui soient (modèles tridimensionnels dans le cas de défauts ponctuels).

En réalisant des mesures au microscope à force atomique à différentes étapes de l'empilement [Mo/Si] nous avons mis au point un modèle de croissance empirique des défauts dans les masques EUV. Ce modèle prend en compte un effet de masquage lié à la configuration du système de dépôt par IBS, mais également en considérant une contraction des couches à l'interface Mo-Si. A partir de ces observations, on constate qu'il peut y avoir trois modes de croissance des multicouches : conformité, élargissement et réduction de la largeur du défaut. Il apparaît ainsi que pour avoir un effet de *lissage* du défaut il est important d'arriver rapidement à un régime de réduction de la largeur, soit en réduisant l'angle au bord du défaut, soit en favorisant la contraction des couches aux interfaces.

Enfin nous nous sommes interréssés à l'inspection des défauts dans les masques EUV. Pour cela nous avons mis au point une technique de microsocpie en champ sombre à la longueur d'onde d'exposition EUV au synchrotron Elettra. Les résultats obtenus avec cette technique de microscopie donne des résultats très intérressants en terme de sensiblité de détection. En effet, nous avons été capables de détecter des défauts linéiques enterrés sous quarante paires de [Mo/Si] avec des hauteurs aussi faibles que 3 nm et des défauts ponctuels avec des dimensions latérales de l'ordre de 80 nm pour une hauteur de l'ordre de 15 nm. Au - delà des résultats obtenus en terme de sensiblité de détection, ces expérimentations nous ont permis de bien comprendre les mécanismes de formation des images dans le microscope à balayage en champ sombre. En utilisant une approche basée sur un théorème de réciprocité nous avons montré qu'il est possible de simuler la technique de microscopie à balayage en champ sombre par une méthode de micrscopie en transmission. Il nous a été ainsi possible de simuler les images obtenues par un simple outil de simulation dédié à la lithographie optique.

Lors de cette thèse nous avons montré qu'il est parfois plus intéressant d'appréhender le problème des défauts dans les masques par le biais de simulations que par une approche expérimentale technologiquement difficile et coûteuse en temps et en argent.

Dans une prochaine étude, il serait intérressant de relier entre eux les différents outils de simulation mis en place au cours de cette thèse : la simulation électromagnétique des défauts dans les masques, les modèles de croissance des défauts et la technique d'inspection des masques. Pour cela nous pourrions remplacer les modèles géométriques de croissance des défauts (sphérique, gaussien et trapèze) par le modèle de croissance par masquage et

contraction que nous avons mis en place au cours de cette thèse. L'utilisation de ce modèle permettrait d'obtenir des simulations des défauts dans les masques de manière plus précise. De plus, il est possible de simuler avec le même outil de simulation de lithographie aussi bien l'image aérienne en présence d'un défaut que le comportement de ce même défaut mesuré avec la technique de microscopie en champ sombre. De ce fait, il serait possible de lier les résultats de l'inspection des défauts dans les masques EUV avec leurs caractères imprimables durant l'étape de lithographie.

ANNEXE A

Eléments de lithographie optique

Nous nous proposons dans cette annexe d'apporter au lecteur un complément d'informations sur la lithographie optique. La plupart des points ont été élaborés à partir d'ouvrages de référence sur la lithographie [3, 8] ou sont issues de thèses de doctorats [5, 6, 7, 133].

A.1 Paramètres optiques d'un outil de photolithographie

A.1.1 Le facteur de cohérence partielle

Un outil de lithographie est en général constitué d'une source lumineuse, d'un condenseur et d'une lentille de projection. La lumière captée par le condenseur est projetée sur le masque, puis va être diffractée. On parlera d'illumination de Köhler lorsque le condenseur sera configuré de telle manière que l'image de la source se retrouve projetée au niveau de la pupille d'entrée de la lentille (cf. Figure A.1). Dans cette configuration la lumière est uniforme sur le masque.

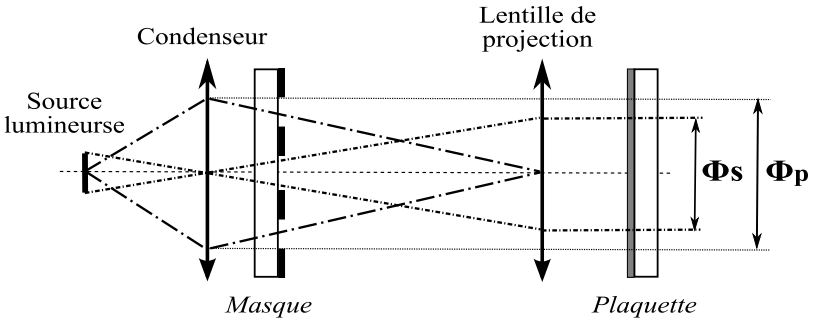


Figure A.1 – Définition du facteur de cohérence partielle dans une illumination du type Köhler

A l'opposée, l'éclairage sera critique lorsque l'image de la source sera focalisée sur le masque. L'imagerie du masque sera alors dépendante des fluctuations de la source.

La source lumineuse peut être ponctuelle ou étendue. Quand elle est ponctuelle, on parle alors d'une illumination spatialement cohérente. Dans ce cas seulement une seule onde plane arrive sur le masque. Quand la source est étendue, le masque reçoit une multitude d'ondes

planes avec des angles incidents différents. Les faisceaux n'ont pas forcément de relation de phase entre eux. On parle alors d'une *illumination incohérente*, voire *partiellement cohérente*.

En lithographie optique, on définit le facteur de cohérence partielle σ comme étant le rapport du diamètre de la source dans le plan de la pupille de projection (Φ_s) sur le diamètre de la pupille de projection (Φ_p). Ce paramètre décrit le taux de remplissage de la pupille de projection par la source.

$$\sigma = \frac{\Phi_S}{\Phi_P} \tag{A.1}$$

$\sigma = 0$: l'éclairage est cohérent
$0 < \sigma < 1$: l'éclairage est partiellement cohérent
$\sigma = 1$: l'éclairage est incohérent

Une illumination à faible facteur de cohérence (faible σ) génère des lobes secondaires à cause des effets d'interférences qui sont plus marqués avec une illumination cohérente [130]. Quand la cohérence partielle est plus grande (σ élevé), il n'y a pas de lobes secondaires car il n'existe pas de relation de phase entre les faisceaux arrivant sur le masque.

A.1.2 L'ouverture numérique

Les faisceaux diffractés par le masque sont collectés par le système optique. L'angle des faisceaux collectés qui participent à la formation de l'image aérienne est limité par la pupille. L'ouverture numérique NA (*Numerical Apperture*) décrit la capacité du système optique à collecter les faisceaux participant à la formation de l'image (cf. Figure A.2). L'ouverture numérique s'exprime comme indiqué dans l'équation (A.2).

$$NA = n.\sin(\alpha) \tag{A.2}$$

Avec α l'angle du faisceau lumineux et n l'indice de réfraction du milieu dans lequel l'image est formée. Il est égal à 1 dans le cas d'un système imageur dans l'air.

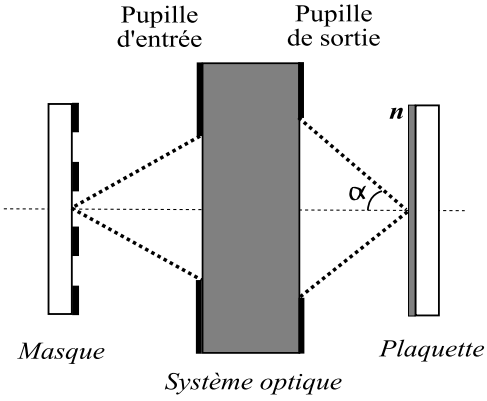


Figure A.2 – Schéma de principe d'un système de projection optique

En lithographie optique, l'ouverture numérique NA est généralement définie coté image (plaquette). L'ouverture numérique maximale pour des *scanners* fonctionnant à la longueur d'onde de 193 nm à l'air est de l'ordre de 0,93 (en 2006), ce qui est très proche de la limite théorique maximale.

A.2 Les performances lithographiques

A.2.1 Résolution

La résolution limite d'un procédé de lithographie correspond au pas du plus petit motif réalisable dans la résine. Dans le cas d'une illumination cohérente (point source), une onde plane incidente va être diffractée par le masque comme indiqué sur la Figure A.3.

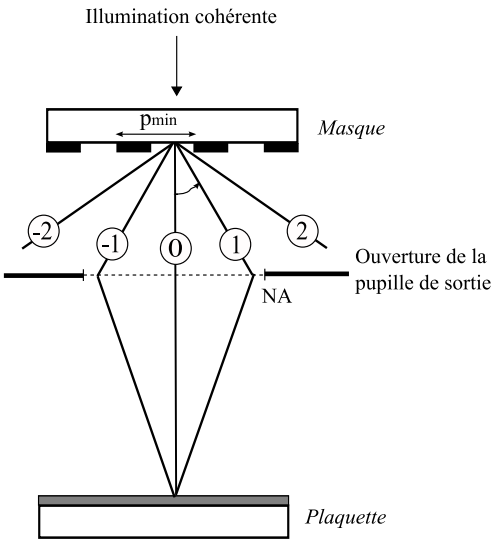


Figure A.3 – Représentation schématique de la distribution des ordres de diffraction d'un réseau périodique sous une illumination cohérente

La limite de résolution d'un système optique est définie par sa capacité à collecter les deux premiers ordres de diffraction. L'équation (A.4) décrit la limite de résolution d'un système optique sous éclairage cohérent.

$$\sin(\alpha) = NA = \frac{\lambda}{p_{\min}} \tag{A.4}$$

Avec p_{min} qui représente le pas du réseau minimal, *NA* l'ouverture numérique, α l'angle de diffraction correspondant aux ordres de diffraction 1 et -1 et λ la longueur d'onde d'exposition.

Dans le cas d'une source étendue il faut prendre en compte le facteur de cohérence partielle de l'illumination (cf. Figure A.4). L'équation (A.4) peut ainsi être généralisée en prenant en compte le facteur de cohérence partielle de la source, de la résine, des paramètres de procédé et du type de masque. L'équation (A.5) décrit la limite de résolution pratique d'un procédé en prenant en compte tous ces paramètres.

$$R = k_1.\frac{\lambda}{NA} \quad \text{avec } k_1 = \frac{k}{1+\sigma} \tag{A.5}$$

Avec *R* la résolution ultime du procédé, k_1 un facteur expérimental dépendant des conditions de procédé, *NA* l'ouverture numérique du système, σ le facteur de cohérence partielle, λ la longueur d'onde d'exposition.

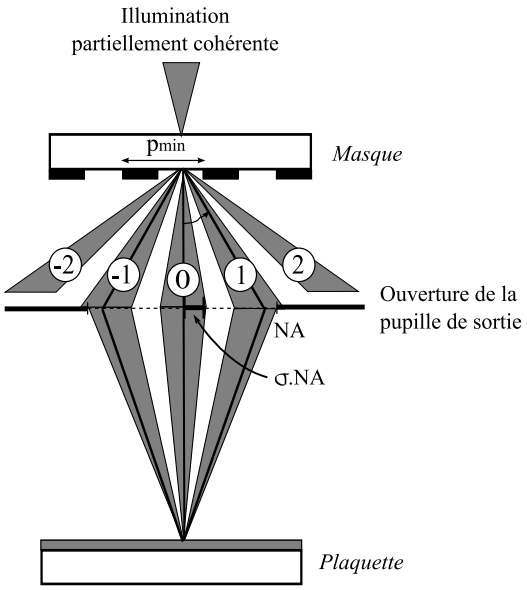


Figure A.4 – Représentation schématique de la distribution des ordres de diffraction d'un réseau périodique sous une illumination partiellement cohérente

A.2.2 La profondeur de champ

On définit également la profondeur de champ ou DOF (*Depth of Focus*), qui correspond à la distance maximale en focus pour laquelle l'image obtenue reste bien définie. La DOF est un paramètre particulièrement important en lithographie. Pour un bon fonctionnement d'un procédé, il est nécessaire de garantir la stabilité de certains paramètres tels que l'épaisseur de résine, la couche anti-reflet, la topographie du substrat et les fluctuations du plan focal image ou focus du scanner. Une DOF minimale permet de garantir la variation de tous ces paramètres.

Comme décrit sur la Figure A.5, on considère deux rayons qui interagissent au point focal z_0 et z le point d'interaction défocalisé de ces deux rayons.

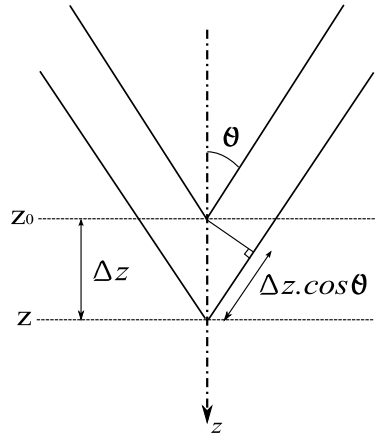


Figure A.5 – Détermination de la profondeur de champ. Interaction entre deux rayons

La différence de phase entre ces deux points est décrite par l'équation (A.6) :

$$\Delta z.\left(1-\cos\alpha\right) \text{ avec } \sin\alpha = NA \qquad \text{(A.6)}$$

D'après le critère de Rayleigh, la profondeur de champ est la distance Δz pour laquelle la différence de marche optique entre deux rayons est égale au quart de la longueur d'onde :

$$\Delta z.(1-\cos\alpha) = \frac{\lambda}{4} \tag{A.7}$$

En simplifiant par *sin α = NA*, la profondeur de champ est alors exprimée par :

$$DOF = \Delta z = \frac{\lambda}{2.NA^2} \tag{A.8}$$

Cette relation optique a été adaptée pour les besoins de la lithographie optique en y adaptant les paramètres d'exposition, de résine et de procédé :

$$DOF = k_2.\frac{\lambda}{NA^2} \tag{A.9}$$

Avec k_2 une constante qui dépend des paramètres résines et de la cohérence partielle de l'illumination. En pratique la valeur de la profondeur de champ est définie en fixant la tolérance en dimension critique imprimée dans la résine (généralement fixée à +/- 10% du CD nominal). La DOF correspond à la plage des focus pour lesquels le CD mesuré au niveau de la résine reste dans cette plage.

A.2.3 La latitude en énergie

La profondeur de champ étant un critère de tolérance en focus, la latitude en énergie EL (*Exposure Latitude*) est un critère de tolérance en dose. En effet, comme le cas de la DOF (*Depth of Focus*), pour un bon fonctionnement d'un procédé, il est aussi nécessaire d'assurer un contrôle en dose pour supporter une éventuelle dérive du procédé.

La latitude en énergie correspond à la variation de dose qui peut être tolérée avant que les motifs s'impriment en dehors des spécifications. Ces spécifications sont définies en terme de tolérance par rapport à la valeur du CD nominal. Pour voir simultanément la variation en dose et en focus on trace la courbe EL-DOF dont un exemple est représenté sur la Figure A.6. En pratique, la DOF minimale tolérée est déterminée pour une latitude en énergie de 8%.

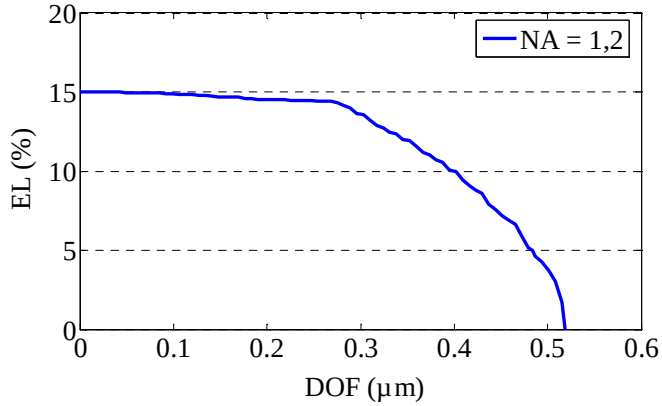


Figure A.6 – Exemple de courbes EL-DOF pour le cas de motifs denses avec un CD de 70 nm (ligne = espace) pour une ouverture numérique de 1,2

Dans cet exemple nous avons représenté l'évolution de la lattitude d'exposition en fonction de la DOF pour une ouverture numérique NA de 1,2. L'illumination est annulaire avec une cohérence partielle de σ = [0,5 0,8] avec une longeur d'onde de 193 nm pour des lignes denses de 70 nm.

A.2.4 Le facteur d'erreur du masque (MEEF)

Un autre paramètre qui permet de quantifier les performances d'un procédé lithographique est le facteur d'erreur de masque ou MEEF (*Mask Enhancement Error Factor*). Du fait que le contrôle du CD devient de plus en plus exigeant, ce facteur permet d'évaluer la linéarité de l'image du masque transferée sur la plaquette. Ce paramètre est défini comme décrit dans l'équation (A.10).

$$MEEF = \frac{\partial CD_{plaquette}}{\partial CD_{masque} / M} \qquad \text{(A.10)}$$

Avec M qui représente la réduction du système optique de projection. Dans le cas d'un transfert idéal, le procédé est linéaire et la valeur du MEEF est égale à 1. Les motifs sur le masque sont retranscris sur la plaquette avec les mêmes dimensions. En pratique le procédé lithographique n'est pas linéaire car il faut tenir compte de plusieurs paramètres comme la résine, la gravure ou encore des effets de proximité optique (dûs au fait de résoudre des motifs qui sont proches de la limite de résolution). C'est pourquoi le MEEF est en général supérieur à 1.

Sur la Figure A.7 on peut voir un exemple d'évolution du MEEF en fonction de la période de motifs denses, dans le cas d'une ligne de 40 nm et une ouverture numérique NA de 1,3.

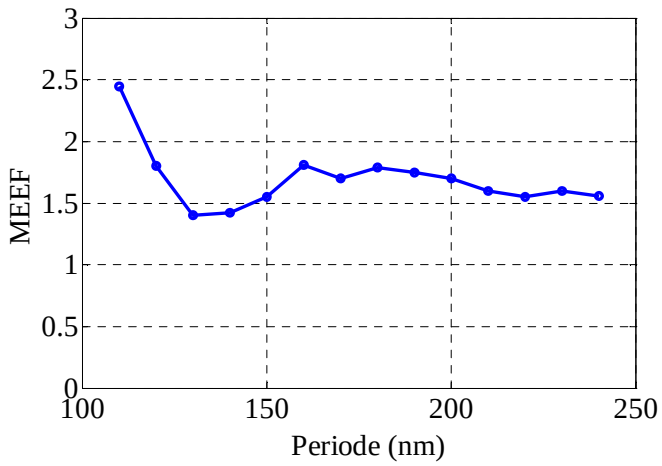


Figure A.7 – Evolution de la valeur du MEEF en fonction de la période de motifs denses dans le cas d'une ligne de 40 nm et de NA =1,3

A.3 Les résines photosensibles

A.3.1 Les propriétés des résines

Une fois l'image aérienne créée et se propageant en espace libre, il est nécessaire de pouvoir la collecter au niveau de la plaquette, afin de reproduire les structures du masque. Pour cela on utilise des résines photosensibles qui, en plus d'être sensibles à la radiation d'insolation, doivent aussi être filmogènes (afin de permettre un étalement uniforme en films minces sur toute la surface du substrat et reproductible de plaque à plaque) et avoir des propriétés mécaniques et thermiques qui lui permettent de résister à des traitements post-lithographiques tels que la gravure ou l'implantation ionique.

On définit la photosensiblité d'une résine comme étant l'énergie qu'il faut fournir par unité de surface à la résine pour obtenir, après développement, un transfert de l'image du masque [131].

A.3.2 La composition des résines photosensibles

Le premier type de résine lithographique utilisée fonctionne sur un mécanisme de photosensibilisation directe : un photon induit une et une seule réaction photochimique qui modifie le comportement de dissolution de la résine dans le développeur.

Dans le cas de la lithographie en UV profond (248 nm et 193 nm), la photosensibilité des résines en gardant un mécanisme de déprotection directe n'est plus satisfaisante. Ce problème a été résolu par l'utilisation de sources plus puissantes et de résines à amplification chimique. Ces résines sont composées d'un polymère qui forme la matrice de la résine et la compose à plus de 90%. Ce polymère étant soluble dans le développeur aqueux, on greffe généralement sur ce squelette de polymère des groupements chimiques inhibiteurs de dissolution appelés groupement protecteur. Ces résines disposent également d'un composé photogénérateur d'acide et de différents additifs (inhibiteurs de dissolution, plastifiants…) qui confèrent à la résine des propriétés de résistance thermique, de transparence et de résistance à la gravure requise par les étapes post lithographiques.

Sous exposition UV, le composé photogénérateur d'acide PAG (*Photo Acid Generator*) va libérer un acide :

$$\text{PAG} \rightarrow \text{Acide} + \text{sous produits}$$

L'acide généré lors de cette réaction peut être à nouveau utilisé pour déprotéger d'autres sites, d'où le nom d'amplification chimique :

$$\text{Acide} + \textit{Site protégé} \rightarrow \textit{Site déprotégé} + \text{Acide}$$

Lors de cette étape, il y a création d'une image latente du masque dans la résine formée par la présence de molécules d'acide photogénérées dans les zones exposées (cf. Figure A.8).

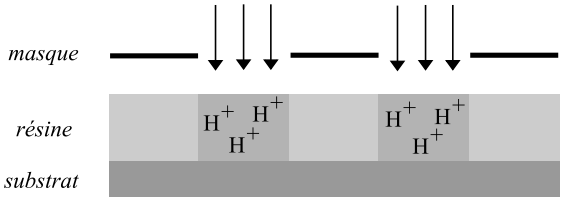


Figure A.8 – Formation de l'image latente acide dans une résine à amplification chimique au cours de l'exposition

A.3.3 Le procédé des résines photosensibles

Le procédé résine qui consiste à transférer l'image définit sur le masque dans une résine se fait comme suit :

Le dépôt de la résine photosensible sur le substrat de silicium : Une petite quantité de résine est déposée au centre du substrat. L'étalement de la résine se fait par centrifugation. Le contrôle de l'épaisseur de résine se fait en ajustant la vitesse de rotation de la plaquette. La vitesse de rotation peut varier de 1000 à 8000 tours / min.

Le recuit avant exposition ou PAB (Post Applied Bake) : Après le dépôt de la résine, celle-ci subit un premier recuit qui a pour but de compacter le film de résine et d'éliminer les traces de solvant résiduel.

L'exposition : La plaque est ensuite exposée par le système optique. C'est au cours de cette étape que l'image latente est créée dans le film de résine.

Le recuit après exposition ou PEB (Post Exposure Bake) : Cette étape a pour but d'accélérer la réaction chimique de déprotection de la matrice de polymère et d'homogénéiser la formation de l'image latente dans le film de résine en accroissant la diffusion de l'acide photogénéré. L'arrêt de la diffusion des réactions de déprotection se fait par un refroidissement brutal au contact d'une plaque froide.

Le développement de la résine : Lors de cette étape les zones insolées sont retirées grâce à un développeur aqueux basique (dans le cas d'une résine positive). Le développement se fait en général par une technique de mouillage. Une petite quantité de développeur est déposée sur la plaquette de façon à obtenir un ménisque, puis est centrifugé. Le motif de résine final est obtenu après évacuation du développeur et rincage.

Le dernier recuit ou PB (Post Bake) : Ce dernier recuit a pour but d'augmenter la résistance de la résine aux traitements post-lithographiques (gravure, implantation ionique).

A.3.4 Les couches anti-reflets

L'onde lumineuse arrivant sur la plaquette traverse la résine en étant partiellement absorbée. Elle est ensuite réfléchie dans la résine par le substrat. Ces ondes incidentes et réfléchies génèrent un phénomène d'ondes stationnaires qui dégrade le profil des résines après développement. D'autre part l'empilement des différentes étapes technologiques génère des défauts de planéité de substrat créant aussi des surinsolations parasites liées à la topographie du substrat (ce dernier problème peut être partiellement résolu en introduisant des étapes de planarisation de la topographie du substrat). En raison de ces ondes stationnaires on obtient une dispersion de la valeur du CD nominal en fonction de l'épaisseur de résine. L'amplitude de cette dispersion est proportionnelle à la réflectivité au pied du film de résine, à l'épaisseur de résine et au procédé lithographique (résine, illumination…) comme indiqué dans l'équation (A.11).

$$SA = \frac{\sqrt{R_T . R_B}}{EL} . \exp\left(-\alpha D\right) \qquad \text{(A.11)}$$

Avec SA (*Swing Amplitude*) l'amplitude de la dispersion en CD, R_T et R_B respectivement la réflectivité en haut et au pied du film de résine, *EL* la latitude d'exposition (prend en compte le procédé lithographique), *D* l'épaisseur de résine et α l'absorption linéaire de la résine.

On voit d'après l'équation (A.3) que le phénomène d'ondes stationnaires dans la résine peut minimisé en jouant sur les coefficients de réflexion en haut ou au pied de la résine. Pour cela on utilise des couches anti-reflets TARC (*Top Anti Reflective Coating*) pour minimiser les réflexions en haut de la résine et BARC (*Bottom Anti Reflective Coating*) pour minimiser

les réflexions au pied de la résine. On peut également minimiser la dispersion de CD en jouant sur le coefficient d'absorption α de la résine. On appelle ce type de résine des résines colorées (*Dyed resist*) et sont utilisées, au prix d'une dégradation du profil, dans les étapes où l'on ne peut introduire de couches anti-reflets.

A.4 Les techniques améliorant les performances lithographiques

A.4.1 Modification de l'illumination

Comme nous avons vu précédemment, la valeur de la cohérence partielle est un paramètre essentiel. Par exemple, dans le cas d'une illumination conventionnelle, les σ élevés améliorent la résolution des masques binaires. Toutefois, cette augmentation de σ n'optimise pas la qualité de l'image aérienne car une grande partie de l'illumination n'augmente que la valeur de la composante continue de l'intensité et ne participent pas à la modulation de l'image.

Pour améliorer la qualité de l'image, c'est-à-dire le contraste et les performances lithographiques, les opticiens à l'image des microscopistes ont introduit d'autres types d'illuminations, dites d'illumination hors axe. Il existe aujourd'hui un grand nombre de types d'illumination qui permettent d'améliorer différents types de structures. On peut voir sur la Figure A.9 un exemple non-exhaustif d'illuminations utilisées de nos jours : conventionnelle, anulaire, quadripolaire et quasar.

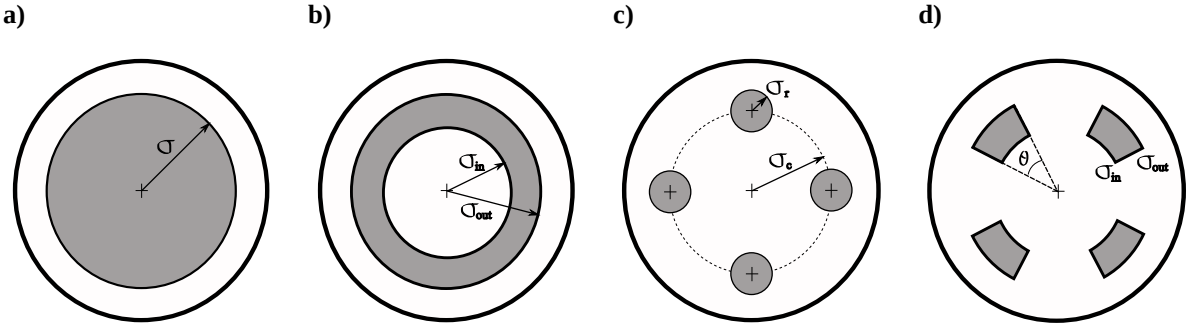


Figure A.9 – Exemple de différents types d'illumination utilisées en lithographie optique ; **a)** Conventionnelle ; **b)** Annulaire ; **c)** Quadripolaire ; **d)** Quasar

A.4.2 Correction des effets de proximité

L'ouverture numérique étant limitée, le nombre d'ordres de diffraction capturés par la pupille et participant à la formation de l'image aérienne est aussi limité. La qualité de l'image aérienne, qui dépend du nombre d'ordres de diffraction formant l'image, présente des distorsions en fonction de l'environnement des motifs. On appelle *effet de proximité optique* OPE (*Optical Proximity Effect*) la différence en terme d'image aérienne de deux structures, au départ identiques sur le masque mais placées dans des environnements différents (voir Figure A.10).

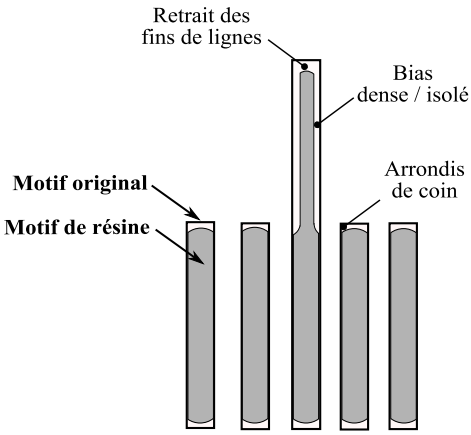


Figure A.10 – Représentation schématique de différents effets de proximité optique

Il existe plusieurs types d'effets de proximité optique :

Bias isolé / dense : représente la différence en terme de CD entre un motif isolé et le même motif placé dans un réseau.

Linéarité : Les CD mesurés sur la plaquette présentent une non linéarité en fonction de la largeur des motifs sur le masque (critère défini par le MEEF).

Retrait de fin de ligne (LES : *Line End Shortening*) : La dégradation de la qualité de l'image s'exprime aussi par un retrait des fins de ligne. La longueur des motifs sur la plaquette est plus petite que la longueur nominale sur le masque.

Les arrondis de coin (CR : *Corner Rounding*) : L'absence des hautes fréquences spatiales dégrade aussi la définition des coins de motif. Dessinés à l'origine rectangulaire, l'image obtenue est arrondie.

Afin de corriger ces effets de proximité (OPC : *Optical Proximity Correction*), on redimensionne les motifs sur le masque. Il existe plusieurs méthodes de correction selon les effets que l'on cherche à compenser. La plupart de ces corrections sont répertoriées sur la Figure A.11**.**

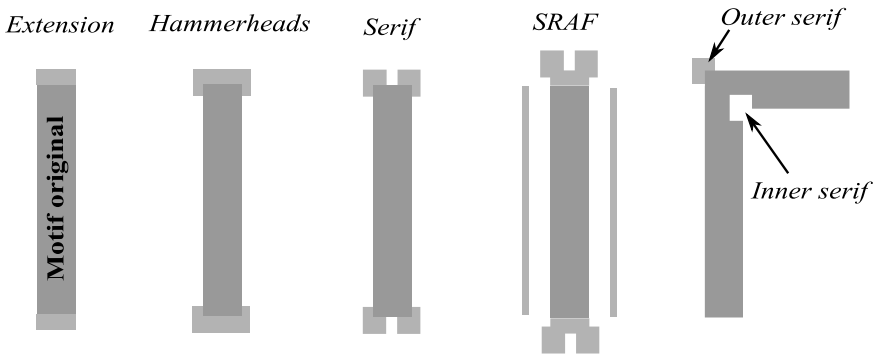


Figure A.11 – Les différentes méthodes de correction des effets de proximité

Pour les fins de ligne, la correction la plus simple consiste en une extension de la ligne ou un ajout de *hammerheads* pour corriger les arrondis de coin. En général les structures d'un

circuit étant très compactes, il n'y a pas assez d'espace pour appliquer ces corrections. Elle n'est possible que pour des lignes isolées ou des fins de ligne isolées. L'autre solution est d'ajouter des motifs de petites tailles au niveau des coins appelés *serifs*. Plus la dimension des *serifs* sera grande et meilleure sera la correction. Les *serifs intérieurs* corrigent les coins concaves alors que les *serifs extérieurs* corrigent les coins convexes. La correction de la largeur des motifs est aussi faite à partir de motifs de petites dimensions non résolus appelés SRAF (*Sub Resolution Assisted Feature*).

Ces corrections sont réalisées en ajustant localement chaque motif par rapport au CD nominal et à leur environnement. Des logiciels de simulation spécialisés permettent de traiter des millions (milliards) de polygones en un temps raisonnable de quelques heures.

A.4.3 Masques à décalage de phase

En lithographie optique on peut mettre en oeuvre deux types de masque : les masques binaires et les masques à décalage de phase. Dans le cas des masques binaires, on joue sur la transmission du masque afin de créer les motifs désirés, absorbant le rayonnement incident dans les zones avec du chrome (transmission = 0) et laissant passer le rayonnement au travers du quartz dans les parties ajourées (transmission ~ 1).

Les masques à décalage de phase PSM (*Phase Shift Mask*) utilisent les mêmes substrats que les masques binaires, sauf que la lumière incidente sera également modulée en phase. Le principe de décalage de phase a été introduit pour la première fois par M. Levenson en 1982 [132]. La caractéristique principale de ces masques est de réaliser une interférence à deux ondes (interaction entre les premiers ordres de diffraction) améliorant la résolution et la profondeur de champ par rapport à un masque binaire (meilleure résolution, DOF, EL et MEEF).

Tous les masques ayant deux ou plusieurs déphasages sont appelés masque à décalage de phase. On peut citer les masques atténués, alternés et les masques sans chrome (*Chromeless PSM*) :

Les masques PSM atténués : Ce sont des masques similaires à des masques binaires sauf que le matériau absorbant (chrome) est remplacé par un matériau légèrement transparent (de l'ordre de 6% à 30%) et introduisant un déphasage de 180°.

Les masques PSM alternés : Dans ce cas le décalage de phase se trouve de part et d'autres du motif souhaité. L'avantage de ces masques vient du fait qu'ils fournissent une image aérienne de bonne qualité. Il apparaît cependant que la transition entre deux régions de phases différentes génèrent des résidus de motifs non désirés. Ces motifs sont généralement éliminés par une deuxième exposition avec un masque binaire en fond clair (*trim mask*).

Les masques PSM sans chrome (chromeless) : Le déphasage de ces masques est similaire à ceux des masques PSM alternés. Ce type de masque se caractérise par l'absence de chrome. L'image aérienne est engendrée en jouant uniquement sur la phase. L'utilisation de ce type de masque pose de nombreux problèmes pratiques.

La Figure A.12 illustre un exemple de gain de masques PSM alterné et *Chromeless* par rapport à un masque binaire.

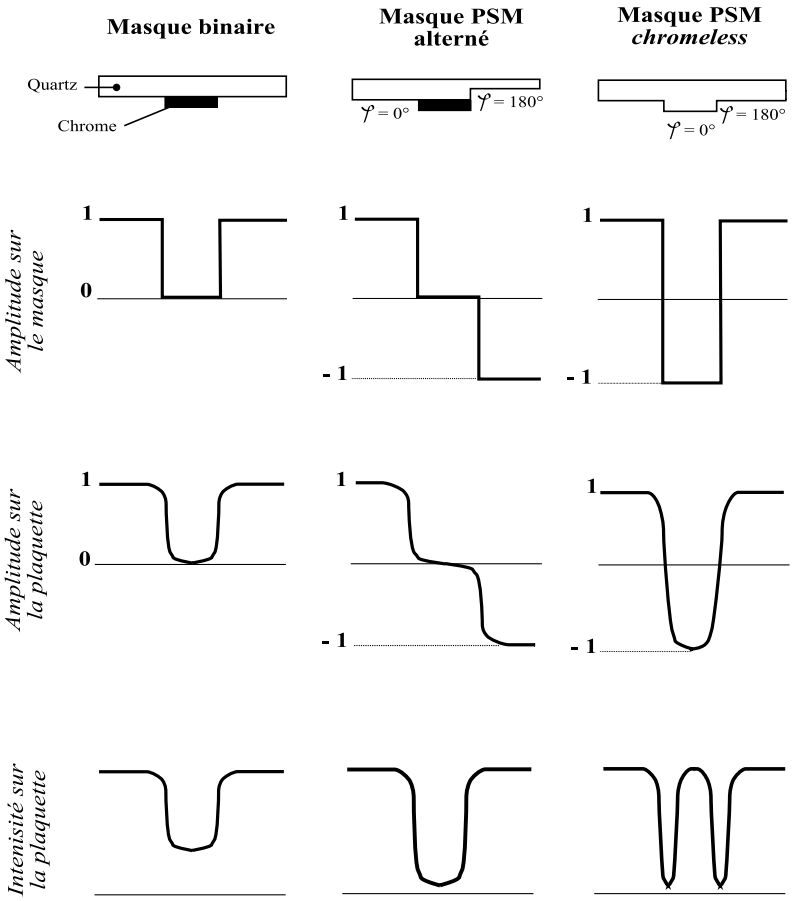


Figure A.12 – Représentation schématique du gain obtenu avec différents masques à décalage de phase

ANNEXE B

Principe du calcul MMFE

La technique MMFE (*Modal Method by Fourier Expansion*) a été mise au point par M.G. Moharam et T.K. Gaylord au début des années 1980 [74] (on connait également cette méthode sous le nom de RCWA : *Rigorous Coupled Wave Analysis*). C'est une méthode rigoureuse de calcul du champ électromagnétique. Son principe consiste à décomposer la structure à simuler en une série de réseaux laméllaires et d'y résoudre les équations de Maxwell dans l'espace de Floquet – Fourier. Le calcul du champ total se fait en trois étapes : décomposition en ondes planes dans le substrat et le superstrat, calcul des champs propres dans chaque structure périodique par la méthode aux valeurs propres, écriture des conditions aux limites à l'aide des matrices S. Ces matrices permettent de relier les champs entre les différentes couches. Tous les symboles utilisés ici sont listés dans le paragraphe B.5 de cette annexe.

B.1 Echantillonnage de la structure

Pour les besoins de cette thèse, nous avons essentielement étudié le cas de structure à une dimension (structure 1D invariante selon l'axe *y* et structure périodique suivant l'axe *x*). Les motifs sont décomposés en un empilement de réseaux lamellaires, comme représenté sur la Figure B.1. La couche 1 d'indice n_1 est la première couche (généralement de l'air) et la n^{ème} couche est la dernière (substrat d'indice n_s).

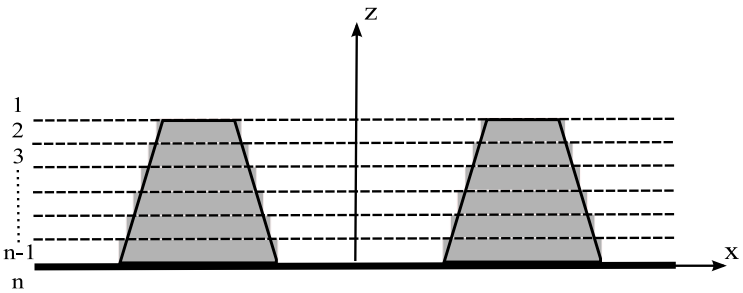


Figure B.1 - Découpage en tranches d'une structure trapèze périodique

B.2 Décomposition en ondes planes

Dans le cas d'une structure 1D, l'onde incidente peut être décomposée en deux polarisations TE (*Transverse Electrique*) ou TM (*Transverse Magnétique*), et toutes les ondes diffractées sont dans le plan d'incidence. Pour une structure périodique suivant deux directions (2D), le calcul devient plus complexe car les ondes diffractées ne sont pas toutes dans le plan d'incidence, les polarisations TE et TM ne sont plus découplées.

La Figure B.2 représente le cas canonique où l'on considère que le motif périodique diffractant est assimilé à un réseau dit lamellaire (une seule couche entre le superstrat et le substrat).

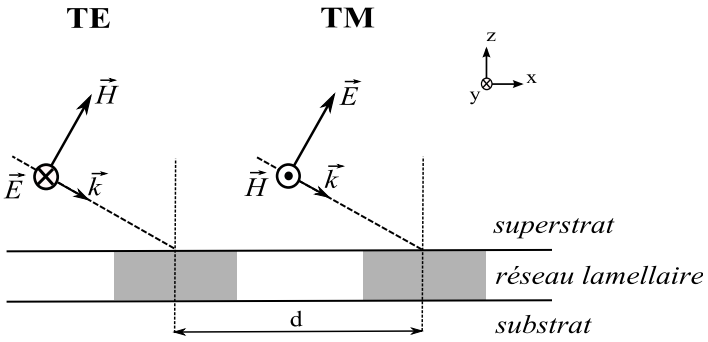


Figure B.2 - Polarisation du champ incident selon les directions TE (*Transverse Electrique*) et TM (*Transverse Magnétique*)

Dans le superstrat et le substrat qui sont homogènes, nous avons à faire à des ondes planes. Par conséquent l'écriture des champs se déduit facilement des équations de Maxwell en prenant comme hypothèses : symétrie plane (invariance selon l'axe *y*) et réseau périodique suivant l'axe *x.* Nous pouvons distinguer deux cas selon que le champ incident est polarisé selon la directions TE ou TM. Pour simplifier les calculs, nous décrirons uniquement le cas où le champ incident est polarisé en TE. La polarisation TM, quant à elle, pourra être aisément déduite du TE en appliquant une loi de correspondance (cf. Tableau B.1).

	Polarisation TE	Polarisation TM
Champs	Ey_n	Hy_n / ε_n
Valeurs propres	r_{nq}	r_{nq} / ε_n
Vecteurs propres	F_n	$\varepsilon_n . F_n$

Tableau B.1 - Correspondances entre les polarisations TE et TM

Les équations (B.1) et (B.2) permettent de décrire le champ E_y à l'extérieur du réseau laméllaire, respectivement dans le milieu 1 (superstrat) et dans le milieu n (substrat).

$$Ey_1 = \underbrace{Ey_{10}^{-}.e^{-j.k_0.r_{10}^{-}.z}.e^{-j.k_0.\alpha_{10}.x}}_{\text{Onde incidente}} + \underbrace{\sum_q Ey_{1q}^{+}.e^{-j.k_0.r_{1q}^{+}.z}.e^{-j.k_0.\alpha_{nq}.x}}_{\text{Ondes réfléchies}} \quad \text{(B.1)}$$

$$Ey_n = \underbrace{\sum_q E_{nq}^{-}.e^{-j.k_0.r_{nq}^{-}.z}.e^{-j.k_0.\alpha_{nq}.x}}_{\text{Ondes transmises}} \qquad \text{(B.2)}$$

Avec r_{nq} et α_{nq} les projections du vecteur d'onde $\vec{k}$ respectivement sur l'axe *z* et *x* de la couche *n* et de l'ordre de diffraction *q*. Les indices + et – indiquent la direction de propagation des ondes, respectivement positive ou négative selon l'axe *z*. Par convention on considère qu'un sens de propagation positif correspond à des ondes transmises alors que les ondes seront réfléchies dans le cas d'un sens de propagation négatif.

B.3 Calcul des champs propres de la structure périodique

Dans chaque couche de la structure périodique, la permittivité ($\varepsilon(x) = \nu^2(x)$) est périodique en *x* et peut donc être développée en série de Fourier selon l'équation (B.3).

$$\varepsilon(x) = \sum_{l \in Z} \varepsilon_l.e^{j.K.l.x} \quad \text{avec} \quad K = \frac{2\pi}{d} \qquad \text{(B.3)}$$

L'indice *l* est une entier indiquant le terme de la série de Fourier et *d* est la période du réseau lamellaire). Comme dans les milieux *1* et *n* (superstrat et substrat), E_y vérifie l'équation d'Helmholtz. Après projection sur la base des fonctions $e^{-j.k0.\alpha m.x}$ (décomposition de Floquet), on obtient l'équation de propagation (B.4).

$$\frac{d^2 Ez_m}{dz^2} + k_0^{\,2}.\left[\sum_q \left(\varepsilon(m-q).Ez_q\right) - \alpha_m^{\,2}.Ez_m\right] = 0 \qquad \text{(B.4)}$$

L'équation (B.4) peut se ramener aux équations aux valeurs propres suivantes (cf équation (B.5)).

$$\sum_q \left(\varepsilon(m-q) - \alpha_m.\alpha_q.\delta_{mq}\right).Ez_q = r^2.Ez_m \qquad \text{(B.5)}$$

Avec δ_{mq} l'opérateur de Kronecker, et α_m et α_q les valeurs propres représentant la projection du vecteur d'onde $\vec{k}$ sur l'axe *x* selon les ordres *m* et *q*. Pour résoudre numériquement, on tronquera à l'ordre *M* en imposant $E_m = 0$ pour $|m| > M$. Dans l'équation (B.5), *r* est un vecteur de 2M+1 éléments dont les composantes sont les valeurs propres r_q. On cherchera alors les 2M+1 valeurs propres r_q et vecteurs propres F_q de la matrice T comme indiqué dans l'équation (B.6).

$$T = \begin{bmatrix} \cdots \\ \varepsilon(m-q) - \alpha_m.\alpha_q.\delta_{mq} \\ \cdots \end{bmatrix} \qquad \text{(B.6)}$$

A chaque vecteur propre F_q est associé une valeur propre r_q qui caractérise la propagation (direction et atténuation). On obtient les valeurs propres r_q par leur carré ce qui nous oblige à les trier pour satisfaire les conditions de rayonnement à l'infini (cf. Tableau B.2). Les valeurs propres r_q^+ représentent la projection sur *z* des vecteurs d'ondes des champs qui se propagent ou s'atténuent selon les *z* positifs. Les r_q^- se propagent suivant les valeurs de *z* négatives.

	q^+ (z positifs)	q^- (z négatifs)
si r_q réel	$r_q^+ > 0$	$r_q^- < 0$
si r_q complexe	$Im(r_q^+) < 0$	$Im(r_q^-) > 0$

Tableau B.2 - Tri des valeurs propres

Les vecteurs propres des autres composantes du champ sont calculés à partir des systèmes d'équations décrites par les équations de Maxwell, respectivement pour chaque mode de propagation. Ce qui donne analytiquement :

Polarisation TE

$$Z_0 Hx = -\frac{j}{k_0}.\frac{\partial Ey}{\partial z} = -r.Ey \qquad Z_0.Hz = \frac{j}{k_0}.\frac{\partial Ey}{\partial x} = \alpha_m.Ey$$

Polarisation TM

$$Ex = \frac{j}{k_0}.\frac{\partial Z_0.Hy}{\partial x} = r.Z_0 Hy \qquad Ez = -\frac{j}{k_0}.\frac{\partial Z_0.Hy}{\partial x} = -\alpha_m.Z_0.Hy$$

Remarque : ici, *r* est un vecteur de 2M+1 éléments dont les composantes sont les valeurs propres r_q. Le champ Ey_n dans le milieu *n* s'exprime à l'aide d'une combinaison linéaire des valeurs et des vecteurs propres de la matrice T.

$$Ey_n = a_{nq}^+.\left(\sum_{m=-M}^{m=+M}\sum_{q=-M}^{q=+M} Ey_{mq}^+.e^{-j.k_0.r_{nq}^+.z}.e^{-j.k_0.\alpha_m.x}\right) + a_{nq}^-.\left(\sum_{m=-M}^{m=+M}\sum_{q=-M}^{q=+M} Ey_{mq}^-.e^{-j.k_0.r_{nq}^-.z}.e^{-j.k_0.\alpha_m.x}\right)$$

Cette équation permet de décrire le comportement du champ en mode TE dans la structure périodique. Les a_{nq}^+ et a_{nq}^- sont les coefficients d'amplitude dans la structure périodique, que l'on déterminera à l'aide des conditions aux limites.

B.4 Conditions aux limites

Les conditions aux limites imposent la continuité des composantes tangentielles du champ électrique et magnétique aux interfaces. Les conditions aux limites pour la polarisation TE sont indiquées dans l'équation (B.7) dans le cas d'une interface entre le milieu *n-1* et *n*.

$$\begin{aligned} Ey_{n-1}^- &= Ey_n^+ \\ Hx_{n-1}^- &= Hx_n^+ \end{aligned} \qquad \text{(B.7)}$$

Quelle que soit la polarisation, pour exprimer complètement le champ dans les motifs périodiques il faut connaître les coefficients d'amplitude a_{nq}^{+} et a_{nq}^{-}. Ils s'obtiennent à partir des conditions aux limites sur les interfaces que l'on traitera à l'aide du formalisme des matrices S.

Ces matrices permettent de relier les amplitudes sortant d'une interface à celles qui y entrent comme l'indique la Figure B.3 ; ainsi il est possible de relier les champs de chaque coté de l'interface.

$$\begin{bmatrix} B \\ D \end{bmatrix} = S.\begin{bmatrix} A \\ C \end{bmatrix} \tag{B.8}$$

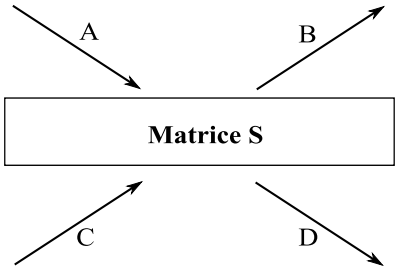


Figure B.3 – Représentation schématique du principe des matrices S qui permettent de relier les champs entrant avec les champs sortants

De cette manière il est possible de décrire le comportement du champ dans la structure. Selon l'étude que l'on veut réaliser, il est possible d'extraire les amplitudes associées aux champs réfléchis ou aux champs transmis suivant tous les ordres de diffraction. Ainsi, il est envisageable d'exprimer le comportement électromagnétique de n'importe quel système présentant une structure périodique.

B.5 Liste des symboles utilisés

m, q : Numéro de l'ordre de diffraction

n : Numéro de la couche

E_{nm} : Amplitude du champ E de la couche n sur l'ordre m

E_{nq} : Amplitude du champ E de la couche n sur l'ordre q

$k_0 = \dfrac{2\pi}{\lambda_0}$: Module du vecteur d'onde dans le vide

r_{nq} : Projection sur l'axe z du vecteur d'onde $\vec{k}$, de la couche n sur l'ordre q (valeurs propres)

α_{nm} : Projection du vecteur d'onde $\vec{k}$ sur l'axe x, de la couche n sur l'ordre m

α_{nq} : Projection du vecteur d'onde $\vec{k}$ sur l'axe x, de la couche n sur l'ordre q

δ_{mq} : Opérateur de Kronecker, égal à 1 quand $m = q$ (et 0 lorsque $m \neq q$)

l : Terme de la série de Fourier

$Z_0 = 120.\pi$: Impédance du vide

F_q : Fonctions propres des champs (vecteurs propres)

ANNEXE C

Modélisation géométrique des défauts

Nous présenterons dans cette annexe les modèles de perturbation de multicouche que nous avons développé pour les besoins des calculs électromagnétiques avec la méthode MMFE. Ces modèles permettent de représenter la perturbation engendrée dans un multicouche par un défaut selon une approche de croissance géométrique. Lors de cette thèse nous avons développé trois modèles géométriques de croissance des défauts : gaussien, sphérique et trapèze.

C.1 Modèle gaussien

Ce modèle géométrique nous a permis de comparer des résultats de simulation électromagnétiques afin de valider notre méthode de calcul [76]. Le modèle gaussien est définit par sa hauteur *h(x)* et sa largeur ω, comme indiqué dans l'équation (C.1).

$$h(x) = h_0 \times \exp\left[-\frac{x^2}{2\times\omega^2}\right] \qquad avec \qquad \omega = \frac{FWHM}{2\times\sqrt{2\times\ln(2)}} \tag{C.1}$$

h_0 est la hauteur à l'orgine et *FWHM* (*Full Width at Half Maximum*) représente la largeur à mi hauteur de la gaussienne (cf.Figure C.1).

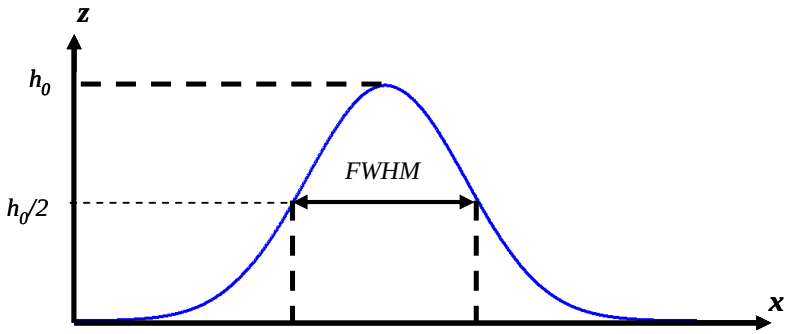


Figure C.1 – Représentation de la fonction gaussienne, h_0 est la hauteur à l'origine et FWHM (*Full Width at Halh Maximum*) représente la largeur à mi hauteur

Le modèle géométrique est défini de telle manière que l'on peut faire varier la taille du défaut à la surface de multicouche. On définit les paramètres h_n et ω_n comme étant la hauteur et la largeur du défaut gaussien à la surface du multicouche. Pour chaque couche *i* du multicouche, on définit la hauteur h_i et la largeur ω_i de la déformation gaussienne (C.2). Le paramètre *d* représente l'épaisseur d'une couche, et le paramètre *e* représente l'épaisseur totale de l'empilement multicouche.

$$h_i = h_0 + i \times (h_n - h_0) \times \frac{d}{e} \qquad et \qquad \omega_i = \omega_0 + i \times (\omega_n - \omega_0) \times \frac{d}{e} \tag{C.2}$$

On peut voir sur la Figure C.2, une représentation de ce modèle pour un multicouche de 40 paires avec une période de 6,9 nm et un rapport $\gamma = 0{,}4$. Au niveau du substrat, le défaut a une hauteur h_0 de 10 nm et une largeur à mi hauteur $FWHM_0$ égale à 10 nm. A la surface du multicouche, le hauteur h_n est de 10 nm pour une largeur $FWHM_n$ de 100 nm.

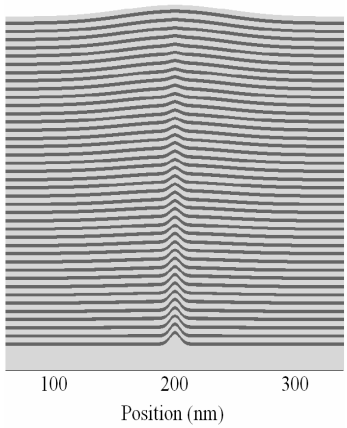


Figure C.2 – Modélisation du multicouche avec une croissance géométrique de type gaussienne

C.2 Modèle sphérique

Historiquement, c'est le premier modèle géométrique de déformation des multicouches qui a été mis en œuvre au sein du LTM-CNRS [133]. Ce modèle géométrique est assez simple à mettre en œuvre et permet de faire varier la déformation engendrée par le défaut par le biais d'un coefficient dit de *planarisation*. Le défaut à la surface du substrat de silicium est représenté par une ellipse dont les coordonnées paramétriques sont décrites dans l'équation (C.3). La demi largeur de l'ellipse dans la direction x est définit par la paramètre *a*, et *b* représente la demi largeur dans la direction z.

$$\begin{aligned} x(t) &= a \times \cos(t) \\ z(t) &= b \times \sin(t) + b \end{aligned} \tag{C.3}$$

Pour chaque couche i du multicouche, nous définissons à chaque fois les coordonnées paramétriques $x_i(t)$ et $z_i(t)$ comme indiqué dans l'équation (C.4). Avec $x'(t)$ et $z'(t)$ les dérivés de $x(t)$ et $z(t)$, *i* la position de la couche et *d* l'épaisseur d'une couche.

$$x_i(t) = x(t) + i.d \times \frac{z'(t)}{\sqrt{x'(t)^2 + z'(t)^2}}$$
$$z_i(t) = z(t) - \alpha.i.d \times \frac{x'(t)}{\sqrt{x'(t)^2 + z'(t)^2}} \quad \text{(C.4)}$$

En plus de cette croissance par la méthode des parallèles, on considère également un facteur de contraction α, qui représente le rapport de croissance entre les directions horizontales et verticales. Lorsque α est supérieur à 1, les couches croient plus rapidement dans la direction horizontale que verticale, ce qui se traduit par un phénomène de lissage du défaut.

Sur la Figure C.3, on peut voir une représentation d'un modèle sphérique avec une sphère de 10 nm de diamètre sur le substrat et un paramètre de croissance α égal à 1. Le multicouche contient 40 paires avec une période de 6,9 nm et le rapport γ est égal à 0,4.

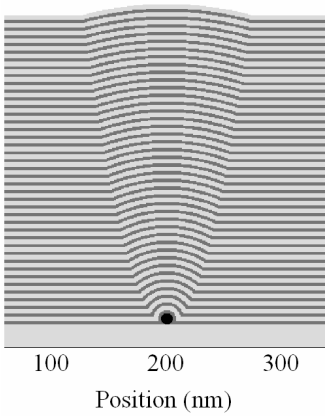


Figure C.3 – Modélisation géométrique de type sphérique. On utilise la méthode des parallèles pour définir la forme de chacune des interfaces

C.3 Modèle trapèze

Le troisième modèle s'inspire de résultats issus de mesures AFM réalisées sur un masque EUV à défaut programmé que nous avons réalisé pour les besoins de cette thèse [97]. Nous avons constaté que pour des défauts de taille assez importante, la déformation après dépôt du multicouche de [Mo/Si] présente une surface plane au pied et au dessus du défaut et une transition avec des bords lissés. Pour modéliser cet effet, nous utilisons une fonction trapèze avec une transition sinusoïdale entre le bas et le haut de la déformation, qui permet d'avoir une transition douce. Pour une demi période *p/2*, le modèle trapèze peut être décomposé selon trois parties comme décrit sur la Figure C.4. Pour chaque couche *i*, nous définissons la hauteur h_i, la largeur l_i et l'étendue $\Delta_i x$ du bord du défaut. Comme précédemment, le paramètre *d* représente l'épaisseur d'une couche du multicouche.

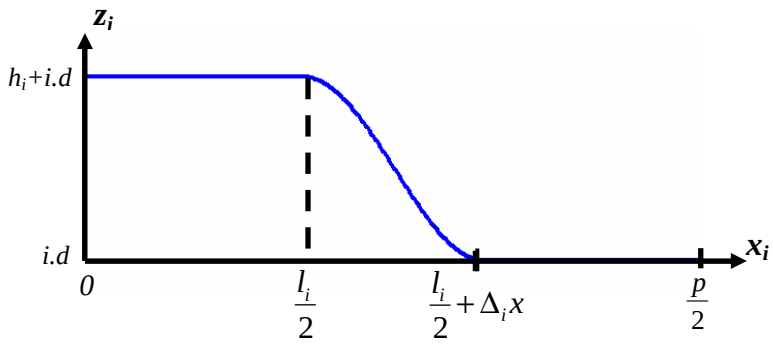


Figure C.4 – Représentation schématique du modèle géométrique trapèze. Une transition du type sinusoïdale sur une largeur $\Delta_i x$ permet de relier les deux surfaces planes entre le haut et le bas du défaut

Les fonctions représentant les parties planes du haut et du bas du défaut sont décrites respectivement par les équations (C.5) et (C.6).

$$z_i = h_i + i.d \quad \text{avec} \quad 0 \le x_i < \frac{l_i}{2} \tag{C.5}$$

$$z_i = i.d \quad \text{avec} \quad \frac{l_i}{2} + \Delta_i x < x_i \le \frac{p}{2} \tag{C.6}$$

L'équation (C.7) décrit la transition sinusoïdale entre le haut et le bas du défaut en considérant une étendue du bord de défaut $\Delta_i x$. Le paramètre t varie entre 0 et π. Pour avoir le même nombre de point entre x_i et z_i sur cette zone, on normalise $\Delta_i x$ par t/π.

$$z_i(t) = i.d + \frac{h_i}{2} \cdot \left(\cos(t) + 1\right) \quad \text{avec} \quad x_i(t) = \frac{l_i}{2} + \frac{t}{\pi} \cdot \Delta_i x \tag{C.7}$$

Sur la Figure C.5, on peut voir la représentation d'un modèle trapèze, avec une largeur de défaut de 5 nm pour une largeur de bord de 5 nm sur le substrat. Après dépôt des 40 paires du multicouche (période de 6,9 nm et le rapport γ est égal à 0,4), la largeur du défaut en surface est de 50 nm pour une étendue de bord de défaut de 50 nm.

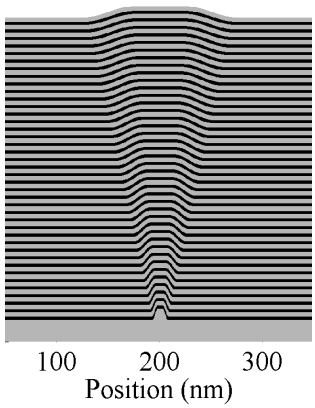


Figure C.5 – Modélisation géométrique de la croissance de défauts de type trapèze

ANNEXE D

Calibration des instruments de métrologie

Avant de se lancer dans un modèle de croissance des défauts dans les masques (développé au chapitre 6), il a été nécessaire de bien qualifier la technique de mesure AFM utilisée. Bien que cette technique soit très performante pour mesurer des défauts de quelques dizaines de nanomètres, il y a un bon nombre de précautions à prendre afin de garantir la précison des résultats. En effet, ce type de mesures est très délicat, car on cherche à obtenir une très bonne résolution (< 1 nm) et une bonne reproductibilité entre les mesures (quelques nm). Nous présenterons dans cette annexe la méthode utilisée pour calibrer nos mesures AFM.

D.1 Identification des erreurs de mesure

Dans tout système de métrologie on peut identifier deux types d'erreurs : aléatoires et systématiques [134]. Une erreur est aléatoire lorsque, d'une mesure à l'autre, la valeur obtenue peut être sous-évaluée ou surévaluée par rapport à la valeur réelle. Une erreur est systématique lorsqu'elle contribue à toujours sous-évaluer (ou surévaluer) la valeur mesurée.

Les sources d'erreurs alétoires que nous avons identifié sont liées au bruit de mesure de l'AFM et au traitement des données. La principale source d'erreur systématique est liée au problème de convolution de la pointe AFM avec le motif à mesurer.

D.1.1 Dispersion et bruit de mesure

Afin de minimiser le bruit de mesure, l'AFM est posé sur une table anti-vibratoire afin de l'isoler des perturbations du sol. Une boite isolante est également présente afin de réduire les perturbations acoustiques. Enfin toute la chambre de mesure est placée sous vide primaire pour empêcher les flux d'air. On considère que le bruit de mesure de l'AFM que nous avons utilisé, dû aux vibrations, est de 2Å en vertical (direction Z) et de l'ordre du nanomètre dans la direction horizontale (valeurs fournies par la spécifications techniques de l'appareil [112]).

D.1.2 Effet de convolution de la pointe

L'extrémité d'une pointe AFM n'est pas ponctuelle et présente un rayon de courbure *R* qui va modifier l'image obtenue, créant des arrondis sur les bords et au pied des lignes. Cet effet

devient gênant lorsque la hauteur de la structure à mesurer est du même ordre de grandeur que ce rayon de courbure. Dans ce cas il y a une zone de largeur *2R* où il est impossible de déterminer de manière précise le profil de la structure à mesurer (cf. Figure D.1.a).

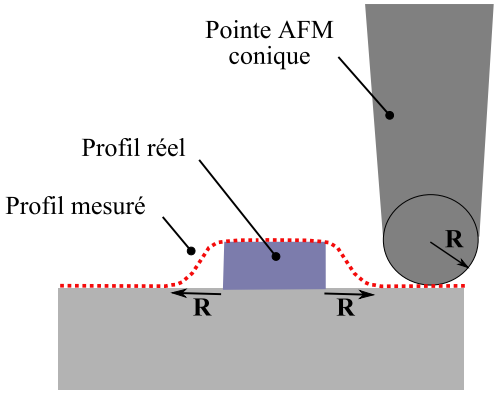


Figure D.1 – Effet de la convolution de la pointe sur le résultat de la mesure

Le problème de convolution de pointe va nous limiter pour la mesure de la valeur absolue des motifs à caractériser. Les motifs que l'on cherche à caractériser ont une hauteur qui est du même ordre de grandeur que le rayon de courbure de la pointe. Dans ce cas il est donc impossible de remonter à la valeur réelle des motifs. Pour s'affranchir de ce problème nous avons fait le choix de comparer systématiquement les mesures effectuées par rapport à un échantillon de référence. Au final nous obtenons une mesure relative de la taille des défauts, suffisante pour caractériser la perturbation du multicouche en présence d'un défaut.

D.2 Calibration de l'AFM

Pour effectuer la calibration de l'AFM nous utilisons un échantillon de référence. Dans notre cas, il s'agit d'un réseau de SiO_2 gravé par voie humide que nous avons préalablement caractérisé sur un AFM dédié à la métrologie. Par la suite on considère cet échantillon comme celui de référence pour toutes nos mesures.

La calibration horizontale (directions X, Y) est très précise car nous nous basons sur la période du réseau SiO_2. Ces réseaux ont été réalisés par lithographie optique, ce qui garantie une très grande précision sur la période. La hauteur de ce réseau est égale à 10,45 nm avec une dispersion de plus ou moins 0,58 nm. On peut voir sur la Figure D.2 une image AFM du réseau de référence utilisé.

Ainsi, chaque mesure AFM sera comparée à cet échantillon de référence. On applique un facteur de correction f_{XY} sur les largeurs mesurées et une correction f_Z sur la hauteur, comme indiqué dans les équations (D.1).

$$f_{XY} = \frac{3000}{Période \quad mesurée} \qquad f_Z = \frac{10,45}{Hauteur \quad mesurée} \tag{D.1}$$

a)

b)

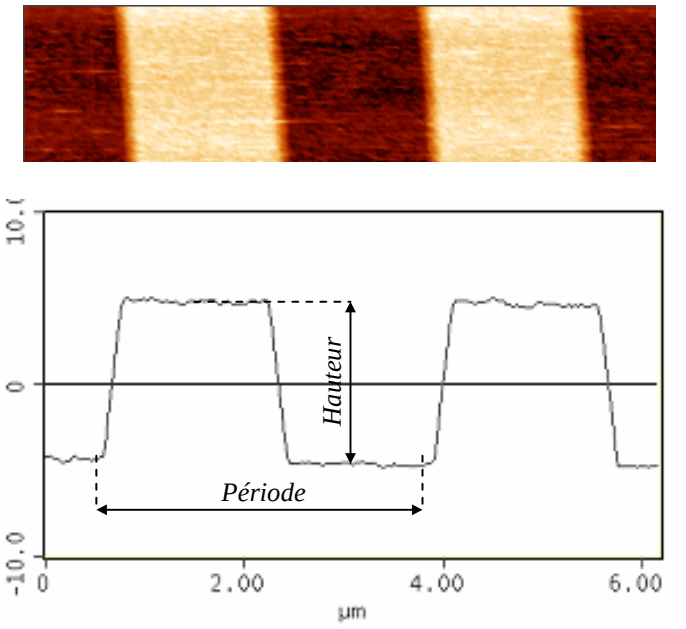


Figure D.2 - Mesure AFM d'un réseau de SiO_2 gravé de 10,45 nm de hauteur servant d'échantillon de référence ; **a)** Scan de 6 x 2 µm ; **b)** Vue en coupe du réseau

D.3 Protocole de mesure

Chaque campagne de mesure est effectuée avec la même pointe AFM afin de réduire les erreurs de mesure. On effectue une première calibration sur l'échantillon de référence avant de commencer la série de mesure. Une fois que les mesures sur les échantillons à étudier sont terminées, on repasse une nouvelle fois l'échantillon de référence afin de vérifier que l'AFM n'a pas dérivé au cours du temps et que la pointe ne s'est pas détériorée tout au long de la mesure. Enfin, nous appliquons les facteurs de correction f_{XY} et f_Z indiqués par l'équation (5.1) sur le résultat de nos mesures afin de corréler toutes les mesures entre elles. Toutes les mesures de largeur sont mesurées à mi hauteur (FWHM : *Full Width at Half Maximum*) de la structure. Les erreurs liées aux bruits de mesures sont minimisées en augmentant le nombre de point de mesures (dans notre cas on utilise neuf points de mesure par échantillon).

Glossaire

A

Actinique (inspection …) — Se dit d'une inspection à la longueur d'onde d'exposition

AFM — *Atomic Force Microscope* : Microscope à force atomique qui permet de sonder la surface d'un échantillon

ALF — *Advanced Lithography Facility* : Fabrique développée par IBM entre les années 1980 et 1990 dont le but était de développer la lithographie par proximité à rayons X (XPL). Cette fabrique comportait tous les besoins nécessaires à un fonctionnement industriel : développement résine, réalisation des masques, inspection

ALS — *Advanced Light Source* : synchrotron situé à Berkeley, USA

ArF — Abréviation pour un laser de type *Argon Fluor* fonctionnant à la longueur d'onde de 193 nm

B

BARC — *Bottom Anti Reflective Coating* : couche déposée entre la plaquette de silicium et la résine afin de minimiser la réflexion de la lumière à l'interface résine – silicium. Ces réflexions génèrent des ondes stationnaires dans la résine qui ont pour effet de faire varier le CD en fonction de l'épaisseur de résine

Bossung (courbes de …) — Courbes relatant de l'évolution d'un CD en fonction du focus pour différentes valeurs de dose. C'est à partir de ces courbes que l'on peut définir la lattitude de procédé (PWL et courbes EL-DOF)

C

CD — *Critical Dimension* : Définit la plus petite dimension imprimable dans un circuit. La largeur de la grille est généralement prise comme référence

Champ clair — Définit un champ avec une majorité de zones ouvertes (ligne d'absorbeur sur quartz par exemple)

Champ sombre — Définit un champ avec une majorité de zones opaques (trous de contact dans une couche absorbante par exemple)

CoO — *Cost of Ownership* : coût de propriété d'une technologie en prenant en compte toutes les étapes (installation salle blanche, machine, masque, main d'œuvre, consommables, etc.)

Contraction — Paramètre qui indique le nombre de paires perturbées par la présence d'un défaut et où la période du multicouche est modifiée

CR — *Corner Rounding :* Arrondis de coin génrés par des effets de proximité (OPE)

Critique (illumination du type …) — Définit un type d'éclairement où tous les faisceaux issus de la source sont focalisés dans le plan du masque. Ce type d'éclairement est dit critique car l'image finale sera fortement affectée par l'homogénéité de la source

D

Défaut natif — Désigne les défauts présents avant la réalisation de l'empilement multicouche d'un masque EUV et qui vont engendrer une perturbation de l'empilement

d_{ML} — Définit l'épaisseur d'une période d'un empilement multicouche. Dans le cas d'un $[Mo/Si]_{40}$, cette période est généralement de l'ordre de 7 nm

DOF — *Depth Of Focus* : Profondeur de champ

Dose — La dose se caractérise par une quantité de photons par seconde et par unité de surface. Elle est généralement exprimée en mJ/cm^2

Dose to clear — Dose minimale nécessaire pour développer totalement la résine quand le masque est entièrement transparent (champ clair)

Dose to size — Dose d'exposition nécessaire pour obtenir la valeur de CD désirée

DRC — *Design Rule Check* : Technique qui permet de vérifier le respect des règles de dessin du DRM

DRM — *Design Rule Method* : Définit les « règles de dessin » d'un circuit (taille de ligne, espacement entre les motifs,…etc)

DUV — *Deep Ultra Violet* : Caractérise les systèmes de lithographie qui fonctionnent dans l'ultra violet profond (λ = 193 nm et 248 nm)

E

EL — *Exposure Latitude* : Définit la latitude d'expostion en dose qui permet d'obtenir une taille de *CD* avec une tolérance de plus ou moins 10%

EL-DOF (Courbes…) — Courbes représentant l'évolution de la latitude d'exposition en fonction de la profondeur de champ. On définit généralement la profondeur de champ à 8% de la latitude d'exposition

EUV *Extreme Ultra Violet* : lithographie EUV fonctionne à une longueur d'onde d'exposition de 13,5 nm

Evaporation Technique de réalisation multicouche qui consiste à déposer des matériaux par évaporation thermique.

F

FDTD *Finite Difference Time Domain* : Technique de calcul électromagnétique rigoureuse qui utilise la méthode des différences finies

FWHM *Full Width at Half Maximum* : Définit la largeur à mi hauteur dans un modèle géométrique gaussien

G

GDPP *Gas Discharge Produced Plasma* : Source EUV fonctionnant par la création d'un plasma à partir d'une décharge électrique dans un capilaire rempli de gaz

g-line Lithographie *g-line* fonctionne avec une longueur d'onde d'exposition de 436 nm en utilisant la raie g du spectre d'émission d'une lampe mercure

H

HIL *High Index Liquid* : Liquide à fort indice généralement supérieur à l'indice de l'eau (n = 1,43). Ce type de liquide pourrait permettre d'obtenir des ouvertures numériques de l'ordre de 1,5 ~ 1,8 dans des systèmes de lithographie à 193 nm par immersion

hp *Half pitch* : définit la demi période des motifs d'un masque

HSFR *High Spatial frequency Roughness* : Caractérise la rugosité des optiques de moyenne fréquence spatiale couvrant des fréquences allant de 1 μm^{-1} à 10 nm^{-1} (voir aussi MSFR et LSFR)

HSQ (Résine …) *Hydro Silse-Quioxane* : Résine minérale utilisée avec une lithographie électronique. Ce type de résine permet d'obtenir des résolutions de quelques dizaines de nanomètres et d'être densifiée après une étape de recuit (formation de SiO_2)

I

IAD *Ion Assisted Deposition* : Dépot par évaporation assisté par faisceaux d'ions

IBS *Ion Beam Sputtering* : Pulvérisation assistée par faisceaux d'ions

IL *Interference Lithography* : Lithographie optique par interférence de deux ou trois ondes cohérentes

i-line Lithographie *i-line* fonctionne avec une longueur d'onde d'exposition de 365 nm en utilisant la raie i du spectre d'émission d'une lampe mercure

Image aérienne — Définit l'image issue du masque et transmise au niveau de la plaquette par l'objectif de projection

Image latente — Image définit dans la résine après exposition et avant développement. L'image latente traduit des concentrations d'acides photogénérés dans la résine qui pourront être retirés lors du développement

Immersion (Lithographie par…) — Définit généralement les systèmes de lithographie à 193 nm fonctionnant avec des liquides afin d'obtenir des ouvertures numériques supérieures à 1

ITRS — *Internationnal Technology Roadmap for Semiconductor* : Document regroupant toutes les specifications des différents noeuds technologique

K

Köhler (illumination du type ...) — Définit un type d'illumination qui se caractérise par le fait que tous les faisceaux issus de la source sont focalisés dans la pupille d'entrée de l'optique de projection. Ce type d'éclairement permet de s'affranchir des problèmes d'homogénéité de la source

KrF — Abréviation pour un laser de type *Krypton Fluor* fonctionnant à la longueur d'onde d'exposition de 248 nm

L

L_d — Longueur de diffusion des acides dans la résine

LES — *Line End Shortening* : Caractérise les effets de réduction des fins de lignes en raison des effets de proximité optique

Lissage — Caractérise un mode de croissance d'un multicouche qui consiste à atténuer la perturbation engendrée par un défaut

Lissage (Paramètre de…) — Paramètre qui définit de combien un défaut va être atténué lors du dépôt multicouche. Un lissage de 100 % indique que le défaut est complétement lissé et qu'il n'y a pas de topographie à la surface du multicouche

LPP — *Laser Produced Plasma* : Source EUV fonctionnant grâce à l'excitation d'un jet de particules par un laser créant ainsi un plasma

λ — Longueur d'onde d'exposition

M

$[Mo/Si]_{40}$ — Abréviation d'un empilement multicouche de 40 paires de Molybdène – Silicium

MAPPER — *Multiple Apperture Pixel by Pixel Enhancement of Resolution* : technique *maskless* à multi-faisceaux d'électrons qui permettrait de couvrir le nœud technologique 32 nm et en dessous

Maskless (ML2) Définit les techniques de lithographie sans masque où un faisceaux (électrons ou de photons) vient directement écrire dans la résine

MEB *Microscope Electronique à Balayage*

MEEF *Mask Enhancement Error Factor* : Paramètre que décrit la linéarité d'un procédé lithographique

MET *Micro Exposure Tool* : Système d'exposition EUV se trouvant au synchrotron ALS

ML Abbréviation de *Multilayer* : voir Multicouche et $[Mo/Si]_{40}$

MMFE *Modal Method by Fourier Expansion* : méthode de calcul électromagnétique rigoureuse mise au point par M.G. Moharam et T.K. Gaylord

MOPL *Maskles Optical Projection Lithography* : Technique de lithographie optique par projection sans masque. Un système de miroirs MEMS permet de défléchir la lumière et de venir directement écrire les motifs souhaités dans la résine

MOS Transitor *Metal Oxyde Semiconductor*

MS13 Abbréviation de *Micro Stepper 13,5 nm :* Outil de lithographie EUV mis au point par la société Exitech

MSFR *Mid Spatial Frequency Roughness* : Caractérise la rugosité des optiques de moyenne fréquence spatiale couvrant des fréquences allant de 1 mm^{-1} à 1 μm^{-1} (voir aussi HSFR et LSFR)

Multicouche Définit un empilement successif d'un matériau de bas indice et de haut indice. L'épaisseur de ces couches est caractérisée par une période d_{ML} et un rapport γ qui permettent d'avoir une condition de réflectivité maximale pour une longueur d'onde et un angle d'incidence donné (Réflectivité de l'ordre de 70 % pour un empilement $[Mo/Si]_{40}$, $d_{ML} \sim 7$ nm et $\gamma = 0{,}4$ avec une incidence normale)

N

NA *Numerical Apperture* : Ouverture numérique d'un système optique. L'ouverture numérique *NA* est définit comme étant égal à $n.\sin(\alpha)$, avec n l'indice de réfraction du milieu de projection et α le demi angle du cône de projection

Nanoimpression (Lithographie par..) Technique de lithographie de nouvelle génération qui consiste à imprimer un moule avec les motifs souhaités dans un matériau déformable

NGL *Next Generation Lithography* : Définit les techniques de lithographie de nouvelle génération

NIL *Nano Imprint Lithography* : lithographie par nano impression

NMOS Transistor *MOS* à canal N

Nodule Définit la perturbation engendrée au sein d'un multicouche par la présence d'un défaut

O

ON *Ouverture Numérique* (voir NA)

OPC *Optical Proximity Correction* : Correction des effets de proximité au niveau du masque afin d'améliorer l'uniformité des motifs

OPE *Optical Proximity Effect* : Effets de proximité optique à l'orgine de la non uniformité des motifs entre le masque et l'image dans la résine

P

PAB *Post Applied Bake* : Recuit avant exposition qui permet d'homogénéiser et de densifier la couche de résine déposée

PAG *Photo Acid Generator* : Composé présent dans une résine à amplification chimique qui, sous l'effet d'une exposition à la longueur d'onde permet de générer un acide. Cet acide permettra de déprotéger d'autres sites selon une réaction catalytique, créant ainsi le phénomène d'amplification chimique

PB *Post Bake* : Recuit après développement afin de densifier les motifs de résine avant l'étape de gravure

PEB *Post Exposure Bake* : Recuit après exposition qui permet de bloquer la diffusion d'acide par libération d'une base (*Quencher*)

Planarisation (coefficient de…) Coefficient qui définit le rapport de croissance entre les dirtections horizontales et verticales dans le cas d'un modèle de croissance géométrique sphérique

PMOS Transitor *MOS* à canal P

PSM *Phase Shift Mask* : Masque à décalage de phase qui permet de créer un déphasage de 180° (en général) en jouant sur des différences de chemin optique. Ce type de masque permet d'améliorer la résolution ainsi que la latitude de procédé

PWL *Process Window Latitude* : Fenêtre de latitude de procédé qui permet d'établir la latitude d'exposition (Dose) et la profondeur de champ (*DOF*)

R

RCWA *Rigorous Coupled Wave Analysis* : voir MMFE

RET *Resolution Enhancement Technique* : Désigne les techniques d'amélioration de la résolution (masque à décalage de phase, illumination non conventionnelle,…)

S

σ — Facteur de coherence partielle de l'illumination

Shot noise — Probabilité statistique de sous-doser une zone locale de la résine. Ce phénomène survient pour de faibles doses d'exposition et de fortes énergies de photons

Scanner — Outil de lithographie optique par projection où l'image du masque est projetée sur le substrat par balayage au travers d'une fente. Cette méthode permet de travailler avec des champs optiques plus petits que les *stepper* permettant de générer moins d'aberrations

Schwarzschild (objectif de …) — Objectif fonctionnant en réflexion et constitué d'un miroir primaire convexe et d'un miroir secondaire concave

Spéculaire (rayonnement …) — Définit le rayonnement transmis ou réflechi qui se propage selon l'ordre de diffraction $m = 0$

SRAF — *Sub Resolution Assisted Features* : Motifs realisés au niveau du masque et qui ont des dimensions en dessous de la limite de resolution. Ces motifs permettent de corriger des effets optiques de proximité

SSA — *Single Surface Approximation* : Méthode de calcul du champ réflechi par un masque qui considère uniquement la perturbation engendrée par le défaut à la surface du multicouche

Stepper — Outil de lithographie optique par projection qui consiste à reproduire l'ensemble de l'image du masque, correspondant au champ d'exposition, sur la plaquette

T

TARC — *Top Anti Reflective Coating* : Couche déposé à la surface de la résine afin d'éviter les réflexions à l'interface résine – air (voir BARC)

Troughput — Débit de plaques (*wafer*) d'un outil d'exposition généralement exprimé en *w/h*

U

UPL — *Uncertainty Principle Lithography* : Principe d'incertitude lithographique mis en place pour caractériser les limitations des résines à amplification chimique. La dose, la résolution et la rugosité de ligne (LER) sont liées par la longueur de diffusion des acides et le « *shot noise* »

UV-NIL — *Ultra Violet Nano Imprint Lithography* : Lithographie par nano-impression avec réticulation du polymère par une exposition à un flux UV

W

Wafer Plaquette de 200 ou 300 mm de diamètre généralement en silicium qui sert de support à la fabrication des circuits intégrés

w/h *Wafers par Hour* : nombre de plaques débitées par heure

X

XPL *X-ray Proximity Lithography* : Technique de lithographie à rayons X, en utilisant un masque à membrane en proximité

Z

ZPAL *Zone Plate Array Lithography* : Lithography optique par matrices de lentilles de Fresnel. Cette technique est assimilée à la lithographie *maskless* où chaque lentille de Fresnel est adressée indépendamment.

Bibliographie

[1] E. Abbe, « Beiträge zur Theorie des Mikroskops under des Mikroskopischen Wahrnehmung », *Archiv. f. Mikroskopiche Anat*. **9**, p. 413 (1873)

[2] Lord Rayleigh, « Investigations in optics with special reference to the spectroscope » *Phil. Mag. S. 5*, vol. **8**, n° 49, p. 261 (1879)

[3] C.A. Mack, « The lithography expert: the natural resolution » *Microlithography World*, (1998)

[4] http://www.itrs.net

[5] O. Toublan, « Les effets de proximité en microlithographie : caractérisation et études des mesures de correction », *Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble*, (1999)

[6] A. Barberet, « Modeling of mask manufacturing process using laser pattern generator tools, to define mask resolution enhancement technologies and to correct mask proximity effects », *Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble*, (2003)

[7] S. Manakli, « Amélioration de la profondeur de champ de la lithographie CMOS sub 0,1 µm par des méthodes de double exposition », *Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble*, (2004)

[8] H.J. Levinson, « Principles of lithography, second edition », *SPIE press*, p. 343 (2005)

[9] C.Y. Chang, D.C. Yu, J.C. Lin et B.J. Lin, « Watermarks defect formation and removal for immersion lithography », *Proc. SPIE* vol. **6154**, p. 437 (2006)

[10] T.S. Gau, C.K. Chen, B.J. Lin, « Image characterization of bubbles in water for 193 nm immersion lithography – far field approach », *JM3* vol. **3**(1), p. 61 (2004)

[11] M. El-Morsi, S. Schuetter, G. Nellis et R. Engelstad, « Full wafer simulation of immersion fluid heating », *J. Vac. Sci. Technol***.** B **23** (6), p. 2596 (2005)

[12] P**.**J. Silverman, « Equipment for the nanometric generation », *29th conference on Electron, Ion, Photon Beam Nano-technology*, Orlando, USA (2005)

[13] N. Yamamoto, J. Kye et H.J. Levinson, « Mask topography effect with polarization et hyper NA », *Proc. SPIE* vol. **6154**, p. 1496 (2006)

[14] B.W. Smith, A. Bourov, Y. Fan et *al*., « Approaching the numerical aperture of water immersion lithography at 193 nm » *Proc. SPIE* vol. **5377**, p. 273 (2004)

[15] M.A. McCord et M.J. Rooks, « Handbook of microlithography : microfabrication and microsystems », P. Rai-Chaudhury, *SPIE press*, p. 139, Washington (1997)

[16] W. Chen et H. Ahmed, « Fabrication of 5–7 nm wide etched lines in silicon using 100 keV electron-beam lithography and polymethylmethacrylate resist », *Appl. Phys. Lett* vol. **62** (13), p. 1499 (1993)

[17] L.R. Harriot, « Scattering with angular limitation projection electron beam lithography for suboptical lithography » *J. Vac. Sci. Technol*. B **15** (6), p. 2130 (1997)

[18] H.C. Pfeiffer, R.S. Dhaliwal, S.D. Golladay et *al.*, « Projection reduction exposure with variable axis immersion lenses : Next generation lithography », *J. Vac. Sci. Technol*. B **17** (6), p. 2840 (1999)

[19] F. Lazzarino, « Etude et caractérisation des films minces lors du procédé de lithographie part nanoimpression », *Thèse de doctorat de l'université Joseph Fourier de Grenoble* (2005)

[20] M. Colburn, S.C. Johnson, M.D. Stewart et *al*., « Step and flash imprint lithography: a new approach to high-resolution patterning », *Proc. SPIE* vol. **3676**, p. 379 (1999)

[21] http://www.molecularimprints.com

[22] R. Menon, A. Patel, D. Gil et H.I. Smith, « Maskless lithography » *Materials Today* (www.materialstoday.com), p. 26 (2005)

[23] T. Sandstrom, « The maskless stepper : a flashy new tool » *Maskless lithography workshop* (http://www.sematech.org), 27 – 28 aout 2001

[24] D. Chao, A. Patel, T. Barwicz, et *al*., « Immersion zone plate array lithography », *J. Vac. Sci. Technol***.** B **23** (6), p. 2657 (2005)

[25] B. Baud et B.J. Kampherbeek, « High-throughput maskless lithography », *European advisory board on maskless lithography*, Février 2004

[26] http://www.asml.com

[27] P. Kirkpatrick et A.V. Baez, « Formation of optical images by X-ray », *J. Opt. Soc. Am.*, vol. **38**(9), p. 166 (1948)

[28] I. Lovas, W. Santy, E. Spiller et *al*., « Design and assembly of a high resolution Schwarzschild microscope for soft x-rays », *SPIE Conf. High Resolution Soft X-Ray Opt*, p. 90 (1982)

[29] http://science.msfc.nasa.gov/ssl/pad/solar/skylab.htm

[30] S. Tsuneta et *al*., « The soft X-ray telescope for Solar-A telescope », *Solar Physics* vol. **136**(1), p. 37 (1991)

[31] T. Hayasaka, S. Ishihara, H. Kinoshita et T. Takeuchi, « A step-and-repeat x-ray exposure system for 0.5 µm pattern replication », *J. Vac. Sci. Technol*. B **3**, p. 1581 (1985)

[32] A.D. Wilson, « X-ray lithography in IBM, 1980 – 1992, the development years », *IBM J. Res. Develop*. vol. **37**(3), p. 299 (1993)

[33] H. Kinoshita, K. Kukihara, Y. Ishii et Y. Torii, « Soft x-ray reduction lithography using multilayer mirrors », *J. Vac. Sci. Technol.* B **7**, p. 1648 (1989)

[34] J. Borkholm, J. Boker, L. Eichner, et *al.*, « Reduction imaging at 14 nm using multilayer-coated optics: Printing of features smaller than 0.1 µm », *J. Vac. Sci. Technol.* B **8** (6), p. 1509 (1990)

[35] H. Kinoshita, « A history of EUV lithography », *J. Vac. Sci. Technol***.** B **23** (6), p. 2584 (2005)

[36] T.W. Barbee, S. Mrowka et M. Hettrick, « Molybdenum-silicon mulitlayer mirrors for the extreme ultraviolet », *Applied Optics* **24** (6), p. 883 (1985)

[37] G. Sommergran, *OSA Trends in Optics and Photonics* vol. **4** (1996)

[38] Rapport Excite T406, « EUVL cluster review meeting », *MEDEA+*, Veldhoven, 9 Mars 2006

[39] C. Gwyn et *al.*, « Extrême Ultraviolet Lithography white paper », EUV LLC, Livermore, California (1998)

[40] D.V. Steenwinckel, J.H. Lammers, L.H.A. Leunissen et J.A.J.M. Kwinten, « Lithographic importance of acid diffusion in chemically amplified resist », *Proc. SPIE* vol **5753**, p. 269 (2005)

[41] A.R. Neureuther et C.G. Wilson., « Reduction in X-ray lithography shot noise exposure limit by dissolution phenomena », *J. Vac. Sci. Technol*. B **6**, p. 167 (1988)

[42] R.L. Brainard et *al*., « Shot noise, LER and quantum efficiency of EUV photoresists », *Proc. SPIE* vol. **5374**, p. 74 (2004)

[43] R. Lebert, K. Bergmann, L. Juschkin, et *al.*, « Comparison of different source concepts for EUVL », *Proc. SPIE* vol. **4343**, p. 215 (2001)

[44] U. Stamm et *al*. « High power EUV sources for lithography – A comparison of laser produced plasma and gas discharge produced plasma », *Proc. SPIE* vol. **4688**, p. 122 (2002)

[45] U. Stamm, J. Kleinschmidt, K. Gäbel et *al.*, « EUV source power and lifetime: the most critical issue for EUV lithography », *Proc. SPIE* vol **5374**, p. 133 (2004)

[46] L. Klebanoff, P.A. Grunow, S. Graham et *al.*, « Environnemental data from the engineering test stand » *Proc. SPIE* vol. **4688**, p. 310 (2002)

[47] L.A. Shmaenok, C. C. de Bruijn, H. F. Fledderus et *al.*, « Demonstration of a foil trap technique to eliminate laser plasma atomic debris and small particulates », *Proc. SPIE* vol. **3331**, p. 90 (1998)

[48] M. Malinowski, C. Steinhaus, M. Clift, et *al.*, « Controlling contamination in Mo/Si multilayer mirrors by Si surface capping modifications », *Proc. SPIE* vol. **4688**, p. 442 (2002)

[49] P.B. Mirkarimi, « Stress, reflectance, and temporal stability of sputter-deposited Mo/Si and Mo/Be multilayer films for extreme ultraviolet lithography », *Opt. Eng*. vol. **38(7)**, p. 1246 (1999)

[50] A.V. Vinagrov et B. Zeldovich, « XUV multilayer mirror: principles and possibilities », *Appl. Opt*. vol. **16**, p. 89 (1977)

[51] http://www-cxro.lbl.gov/optical_constants/multi2.html

[52] S. Lee, D. Tichenor, W. Ballard et *al*., « Lithographic evaluation of the engineering test stand », *Proc. SPIE* vol. **4688**, p. 266 (2002)

[53] C. Charpin Nicolle, V. Farys, B. Biasse et *al.*, « A new absorbing stack for EUV masks » *Proc. SPIE* vol. **5567**, p. 1417 (2004)

[54] V. Rodillon, « Développement de masque pour la lithographie EUV », *rapport de stage de l'université Louis Pasteur de Strasbourg* (2001)

[55] M. Besacier et P. Schiavone, « Shadowing effect minimization in EUV mask by modelling », *Proc. SPIE* vol. **5446**, p. 849 (2004)

[56] D. Pettibone et *al.*, « Inspection of EUVL reticles », *Proc. SPIE* vol. **4688**, p. 363 (2002)

[57] T. Liang et A. Stivers, « Damage-free repair using electron beam induced chemical reactions », *Proc. SPIE* vol. **4688**, p. 375 (2002)

[58] A. Barty et *al.*, « EUVL mask blank repair », *Proc. SPIE* vol. **4688**, p. 385 (2002)

[59] Y. Deng, B. La Fontaine et A.R. Neureuther, « Performance of repaired defects and attPSM in EUV multilayer masks », *BACUS Proc. SPIE* vol. **4889**, p. 418 (2002)

[60] E.M. Gullikson, E. Tejnil, T. Liang et A.R. Stivers, « EUVL defect printability at the 32 nm node », *Proc. SPIE* vol. **5374**, p. 791 (2004)

[61] T. Hashimoto, H. Yamanashi, M. Sugawara et I. Nishiyama, « Lithographic characterization of EUVL mask blank defects », *Proc. SPIE* vol. **5374**, p. 740 (2004)

[62] M. Poulingue, « Le rôle des nodules dans l'endommagement laser des miroirs à 1,06 µm », *Thèse de doctorat de l'institut national polytechnique de Grenoble* (1999)

[63] P.B. Mirkarimi et D.G. Stearns, « Investigating the growth of localized defects in thin films using gold nanospheres », *Appl. Phys. Lett.*, vol. **77**, n° 14, p. 2243 (2000)

[64] http://www.sigma-c.com

[65] E.M. Gullikson, C. Cerjan, D.G. Stearns et *al.*, « Practical approach for modelling extreme ultraviolet lithography mask defects », *J. Vac. Sci. Technol.* **B20**(1), p. 81 (2002)

[66] E.M. Gullikson, E. Tejnil, T. Liang et A.R. Stivers, « EUVL defect printability at 32 nm node », *Proc. SPIE* vol. **5374**, p. 791 (2004)

[67] M. Ito, T. Ogawa, K. Otaki, I. Nishiyama et *al.*, « Simulation of multilayer defects in extreme ultraviolet masks », *Jpn. J. Appl. Phys.* vol. **40**, p. 2549 (2001)

[68] Y. Deng, T. Pistor et A.R. Neureuther, « Models for characterizing the printability of buried EUV defects », *Proc. SPIE* vol. **4343**, p. 551 (2001)

[69] T. Hashimoto, H. Yamanashi, M. Sugawara et I. Nishiyama, « Lithographic characterization of EUVL mask blank defects », *Proc. SPIE* vol. **5374**, p. 740 (2004)

[70] P. Evanschitzky et A. Erdmann, « Enhanced model for the efficient 2D and 3D simulations of defective EUV masks », *Proc. SPIE* vol. **5374**, p. 770 (2004)

[71] C. Krautschik et I. Nishiyama, « Printability of opaque and clear phase defects using the finite difference time domain (FDTD) method », *Proc. SPIE* vol. **5037**, p. 831 (2003)

[72] T. Pistor et A. Neureuther, « Extreme ultraviolet mask defect simulation », *J. Vac. Sci. Technol.* **B17**(6), p. 3019 (1999)

[73] http://www.sethcorp.com/technical/fdtd.html

[74] M.G. Moharam et T.K. Gaylord, « Diffraction analysis of dielectric surface-relief gratings », *J. Opt. Soc. Am*, vol. **72**, p. 1385 (1982)

[75] V. Farys, « Etude sur les défauts dans les masques pour la lithographie EUV », *rapport de stage de l'institut national polytechnique de Grenoble* (2002)

[76] P. Schiavone, V. Farys et E.M. Gullikson, « Comparison of different simulation codes for EUV lithography », *1st EUVL symposium*, Dallas, USA (2002)

[77] P. Schiavone et R. Payerne, « Rigourous simulation of line defects in extreme UV masks », *Jpn. J. Appl. Phys*., **44**, No. 9A, p. 6810 (2005)

[78] M. Besacier, P. Schiavone, V. Farys et R. Smaali, « Modeling of the influence of the defect position on the reflected intensity in EUV masks » *Proc. SPIE* vol. **5751**, p. 629 (2005)

[79] E. Quesnel, J. Hue, V. Muffato, C. Pellé et P. Lamy, « Investigation of nodules growth in ion beam sputtered Mo/Si multilayers », *J. Vac. Sci. Technol*. **B22(5)**, p. 2353 (2004)

[80] P.B. Mirkarimi, S.L. Baker et D.G. Stearns, « Technique employing gold nanospheres to study defect evolution in thin films », *J. Vac. Sci. Technol*. **B19(3),** p. 628 (2001)

[81] K.B. Nguyen et T.D. Nguyen, « Defect coverage profile and propagation of roughness of sputter-deposited Mo/Si multilayer coating for extreme ultraviolet projection lithography », *J. Vac. Sci. Technol*. **B11(6),** p. 2964 (1993)

[82] K.B. Nguyen, A.K. Ray-Chaudhuri, R.H. Stulen et *al*., « Printability of substrate and absorber defects on extreme ultraviolet lithographic masks », *J. Vac. Sci. Technol.* **B13**, p. 3082 (1995)

[83] P. Naulleau, K. Goldberg, E. Anderson et *al*., « Lithographic characterization of the printability of programmed extreme ultraviolet substrate defects », *J. Vac. Sci. Technol*. **B21**, p. 1286 (2003)

[84] 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 l'Université Joseph Fourier* (2004)

[85] F. Mazen, T. Baron, A. M. Papon, R. Truche et J. M. Hartmann, « A two steps CVD process for the growth of silicon nano-crystals », *Applied Surface Science* **214**, p. 359 (2003)

[86] F. Mazen, L. Molard, T. Baron, S. Decossas et J.M. Hartmann, « Preferential nucleation of silicon nano-crystals on electron beam exposed SiO2 surface », *Microelectronic Engineering* **73-74**, p. 632 (2004)

[87] S. Decossas, F. Mazen, T. Baron, G. Brémo,d et A. Souifi, « Atomic force microscopy nanomanipulation of silicon nanocrystals for nanodevice fabrication », *Nanotechnology* **14**, p. 1272 (2003)

[88] http://www.semi.org, « SEMI P1-1101- Specifications for hard surface photomask », *SEMI reference standard* (2006)

[89] D.A. Tichenor, W. Replogle, S. Lee et *al*., « Performances upgrades in the EUV engineering test stand », *Proc. SPIE* vol. **4688**, p. 72 (2002)

[90] S. Lee, D. Tichenor, W. Ballard et *al*., « Lithographic evaluation of the EUV engineering test stand », *Proc. SPIE* vol. **4688**, p. 266 (2002)

[91] M. Gower, « Photolithography microsteppers », *Microlithography world*, Feb. 2004

[92] H. Oizumi, Y. Tanaka, F. Fumasaka et *al.*, « Lithographic performance of high numerical aperture (NA = 0,3) EUV small field exposure (HiNA) », *Proc. SPIE* vol. **5751**, p. 102 (2005)

[93] J. Foucher et K. Miller, « Study of 3D metrology techniques as an alternative to cross-sectional analysis at the R&D level », *Proc. SPIE* vol. **5375**, p. 444 (2004)

[94] http://www.stepperequipment.com/steppers/4700-1160/sn1160.html

[95] http://www.schott.com/lithotec

[96] http://www.tra-con.com

[97] V. Farys, C. Charpin-Nicolle, M. Richard et *al.*, « Printability of nonsmoothed buried defects in extreme ultraviolet mask blanks », *J. Vac. Sci. Technol*. **B23**(6), p. 2860 (2005)

[98] P. Naulleau, K. Goldberg, E. Anderson et *al*, « Static microfield printing at the Advanced Light Source with the ETS set-2 optics », *Proc. SPIE* vol. **4688**, p. 64 (2002)

[99] H.J. Levinson, « Principles of lithography », *SPIE press*, p. 156 (2001)

[100] C. Krautschik, M. Ito, I. Nishiyama et S. Okazaki, « Impact of EUV light scatter on CD control as a result of mask density changes », *Proc. SPIE* vol. **4688**, p. 289 (2002)

[101] M.C. Lam et A.R. Neureuther, « A 3D substrate and buried defect simulator for EUV mask blanks », *Proc. SPIE* vol. **5751**, 455 (2005)

[102] P. Schiavone et R. Payerne, « Rigorous simulation of line defects in EUV masks », *Jpn. J. Appl. Phys*. , vol. **44**, No 9A, p. 6810 (2005)

[103] M. Lowisch, U. Dinger, U. Mickan et T. Heil, « EUV imaging – an aerial image study », *Proc. SPIE* vol. **5374**, p. 53 (2004)

[104] R. Smaali, M. Besacier, G. Granet et P. Schiavone, « 3D rigorous simulation of EUV defective masks using modal method by Fourier expansion », MNC 2005

[105] E. Quesnel, J. Hue, P. Chaton, M. Putero et B. Vidal, Rapport T401 PREUVE, p. 22 (2000)

[106] B. Schmiedeskamp et *al*., « Characterization of ultra smooth interfaces in Mo/Si multilayers », *Opt. Eng.* vol. **33**, p. 1314 (1994)

[107] J. Verhoeven et *al*., « Ion beam modification of Mo-Si multilayer systems for X-ray reflection », *Applied Surface Science* vol. **55**, p. 97 (1992)

[108] P.B. Mirkarimi, « Stress, reflectance, and temporal stability of sputter-deposited Mo/Si and Mo/Be multilayer films for extreme ultraviolet lithography », *Opt. Eng*. vol. **38(7)**, p. 1246 (1999)

[109] Barnes M.S. et *al*., « Transport of dust particles in glow-discharge plasmas », *Phys. Rev. Lett.*,vol. **68(3)**, p. 313 (1992)

[110] C. Walton et *al*., « Understanding particle defect transport in an ultra-clean sputter coating process », *Proc. SPIE* vol. **5037**, p. 470 (2003)

[111] J.A. Folta et *al*., « Advances in low-defect multilayers for EUVL mask blanks », *Proc. SPIE* vol. **4688**, p. 173 (2002)

[112] http://www.veeco.com

[113] V. Paret, P. Boher, B. Vidal, M. Putero-Vuaroqueaux, E. Quesnel, C. Teyssier, et R. Geyl, « Soft-ray/EUV reflectometer for characterization of mask blanks and optics of EUV lithography », *Proc. SPIE* vol. **4782**, p. xx (2002)

[114] P. Meakin, « Ballistic deposition onto inclined surfaces », *Physical Review A*, vol. **38(2)**, p. 994 (1988)

[115] E. Quesnel, J. Hue, V. Muffato, C. Pellé et P. Lamy, « Investigation of nodules growth in ion beam sputtered Mo/Si multilayers », *J. Vac. Sci. Technol*. **B22(5)**, p. 2353 (2004)

[116] D.B. Boercker et W.L. Morgan, « Simulation of the growth of Mo/Si multilayers », *Proc. SPIE* vol. **1547**, p. 47 (1991)

[117] P.B. Mirkarimi, S.L. Bakers, M.A. Wall, A. Kearney et D.G. Stearns, « Sputter deposition process », *Solid State Technology*, Novembre 2000, p. 95

[118] P.B. Mirkarimi et *al*., « Advancing the ion beam thin film planarization process for the smoothing of substrate particles », *Microelectronic Engineering*, vol. **77** (4), p. 369 (2005)

[119] M. Yi, T. Haga, C. Walton, C. Larson et J. Bokor, « Actinic only defects in extreme ultraviolet lithography mask blanks – Native defects at the detectionlimit of visible light inspection tools », *Jpn. J. Appl. Phys*., vol. **41**, p. 4101 (2002)

[120] T. Liang, E. Tejnil et A. Stivers, « Pattern inspection of EUV masks using DUV light », *Proc. SPIE* vol. **4889**, p. 1065 (2002)

[121] M. Yi, T. Haga, C. Walton, C. Larson et J. Bokor, « High sensitivity actinic detection of native defects on extreme ultraviolet lithography mask blanks », *J. Vac. Sci. Technol.* **B19(6)**, p. 2401 (2001)

[122] S.J. Spector, D.L. White, D.M. Tennant, L.E. Ocola, A.E. Novembre, M.L. Peabody et O.R. Wood II, « Technique for rapid at-wavelength inspection of extreme ultraviolet mask blank », *J. Vac. Sci. Technol*. **B 17(6)**, p. 3003 (1999)

[123] A. Barty et al., « Aerial image microscopes for the inspection of defects in EUV masks », *Proc. SPIE* vol. **4889**, p. 1073 (2002)

[124] T. Terasawa, Y. Tezuka, M. Ito & T. Tomie, « High speed actinic EUV mask blank inspection with dark-field imaging », *Bacus news*, vol. **21(1)**, p. 1 (2005)

[125] V. Farys, P. Schiavone, F. Polack et *al* , « Detection of buried defect using actinic dark-field microscopy », 2nd international EUVL symposium, Antwerp, Belgium, Oct. 2003

[126] F. Barbo et *al*., « Spectromicroscopy beamline at ELETTRA: Performances achieved at the end of commissioning », *Rev. Sci. Instrum*., vol. **71(1)**, p. 5 (2000)

[127] http://www.ird-inc.com/axuvproperuse.html

[128] B. Kaulich et *al*., « Differential interference contrast X-ray microscopy with twin zone plates », *J. Opt. Soc. Am. A*, vol. **19(4)**, p. 797 (2002)

[129] E. Zeitler et M.G.R. Thomson, « Scanning transmission electron microscopy », *Optik*, Vol **31(3)**, p. 258 (1970)

[130] M.M. O'Toole et A.R. Neureuther, « The influence of partial coherence on projection printing », *Proc SPIE* vol. **174**, p. 22 (1979)

[131] B. Mortini, « Etude des résines photolithographiques positives 193 nm à amplification chimique et mise au point de leurs conditions de procédé », *Thèse de doctorat de l'université Joseph Fourier* (2001)

[132] M.D. Levenson et *al*., « Improving resolution in lithography with phase-shifting mask », IEEE Trans. Electron Device vol. 29, P. 1828 (1982)

[133] R. Payerne, « Simulation pour la micro-électronique avancée », *rapport de DEA méthodes physiques expérimentales et instrumentation*, U. de Grenoble II, juin 2001

[134] Organisation Internationale de Métrologie Légale, « Principes du choix des caractéristiques pour l'éxamen des instruments de mesure usuels », *OIML* **D15**, p. 11 (1986)

Publications et Communications

« Highly sensitive detection technique of buried defects in extreme ultra-violet masks using at wavelength scanning dark-field microscopy »
V. Farys, P. Schiavone, F. Polack, M. Idir, M. Bertolo, A. Bianco, S. La Rosa, G. Cautero, C. Vannuffel, E. Quesnel, V. Muffato
Appl. Phys. Lett., vol. **87**, n° 2, (2005)

« Measurement of residual thickness uniformity using scatterometry »
D. Fuard, C. Perret, V. Farys, C. Gourgon, P. Schiavone
EIPBN 2005, Orlando, USA, Juin 2005, publié dans *J. Vac. Sci. Technol.* B **23(6)**, p. 3069 (2005)

« Printability of non-smoothed buried defect in EUVL mask blank »
V. Farys, C. Charpin-Nicolle, M. Richard, J-Y. Robic, V. Muffatto, E. Quesnel, S. Postnikov, P. Schiavone, M. Besacier, R. Smaali, P. Naulleau
EIPBN 2005, Orlando, USA, Juin 2005, publié dans *J. Vac. Sci. Technol.* B **23(6)**, p. 2860 (2005)

« Measurement of residual thickness in nano-imprint lithography using scatterometry »
P. Schiavone, C. Gourgon, V. Farys, N. Chaix, D. Fuard
3rd international conference on nanoimprint and nanoprint tachnology (NNT 04), Vienna, Austria, Dec. 2004

« Investigation of the printability of defects in EUVL mask blank »
V. Farys, C. Charpin-Nicolle, M. Richard, S. Postnikov, P. Schiavone, J.Y. Robic, E. Quesnel
3rd international EUVL symposium, Miyazaki, Japan, Nov. 2004

« A new absorbing stack for EUV masks »
C. Charpin-Nicolle, V. Farys, B. Biasse, J.F. Damlencourt, J.Y. Robic
Proc. SPIE, vol. **5567,** p. 1417 (2004)

« Etude d'une technique d'inspection de défauts dans les masques pour la lithographie Extrême Ultra Violet »
V. Farys, P. Schiavone, D. Henry, J.Y. Robic, F. Polack, M. Bertolo
7th JNRDM, Marseille, France, Mai 2004

« At wavelength inspection of multilayer defects in EUV lithography masks »
V. Farys, P. Schiavone, M. Bertolo, A. Bianco, S. La Rosa, G. Cautero, E. Quesnel, F. Polack
Elettra highlights 2002 – 2003, p. 92

« Detection of buried defect using actinic dark-field microscopy »
V. Farys, P. Schiavone, F. Polack, C. Vannuffel, E. Quesnel, M. Bertolo
2nd international EUVL symposium, Antwerp, Belgium, Oct. 2003

« Rayleigh method applied to the EUV lithography simulation »
M. Besacier, P. Schiavone, G. Granet, V. Farys
Proc. SPIE, vol. 5037, p822 (2003)

« La lithographie Extrême Ultra Violet »
V. Farys, P. Schiavone, D. Henry, P. Thony
6e JNRDM, Toulouse, France, Mai 2003

Influence des défauts enterrés dans les masques pour la lithographie Extrême Ultra Violet

Dans l'industrie de la microélectronique, l'étape clé permettant la réduction de la taille des circuits intégrés a toujours été celle de lithographie. C'est elle qui va déterminer la taille du plus petit motif réalisable. A l'heure actuelle, les techniques de lithographie optique commencent à arriver à leur limite et l'on voit émerger de nouvelles techniques qui permettraient de réduire encore ces dimensions. La lithographie Extrême Ultra Violet (EUV) allie des résolutions très agressives tout en conservant un débit élevé de plaquette. Dans la gamme de rayonnement EUV la plupart des matériaux sont absorbants. Ceci impose un fonctionnement dans un environnement sous vide avec des optiques et un masque en réflexion constitués de multicouche de molybdène – silicium. La présence de défauts lors de la réalisation du multicouche peut dégrader les performances du masque et faire que ces défauts s'impriment lors de l'étape de lithographie.
L'objet de cette thèse porte sur l'influence des défauts dans les masques. Pour cela nous proposons d'aborder le problème aussi bien par le biais de simulations électromagnétique que par une étude expérimentale, pour laquelle nous avons réalisé un masque à défauts programmés. Ce masque a été insolé sur un outil d'exposition EUV au synchrotron ALS. La croissance au sein des multicouches a également été abordée et a permis de mettre en évidence les phénomènes de lissage des défauts. Nous avons mis au point une technique de microscopie en champ sombre afin de sonder les masques et d'en détecter la présence de défauts de quelques dizaines de nanomètres.

Mots clés : Lithographie, NGL, EUV, Masque, Multicouche, Défauts, Simulation électromagnétique, Microscopie en champ sombre

---

Influence of buried defects in Extreme Ultra Violet Lithography mask

In microelectronic industry, the key process that permits to decrease the size of the integrated circuits is the lithography. This step will determine the minimal size on the wafer. Nowadays, standard optical lithography reaches their limits and new generation techniques rise up. Extreme Ultra Violet Lithography is one promising technique that will permit to decrease resolution size with a high wafer throughput. In EUV spectra, most of the materials absorb light that impose to work in a vacuum environment with all reflective optics based on molybdenum – silicon multilayer. Defects present during the multilayer deposition process will damage the mask performance and can be printed during the lithography process.
The aim of this PhD work is to study defect influence in the EUV mask. For this, we have performed electromagnetic simulation and experimental work with the manufacture of a programmed mask defect. This mask has been exposed on a EUV tool at the ALS synchrotron. Defect growth within the multilayer has also been studied and permits to highlight smoothing effect of the defect. Finally, we have implemented an at wavelength dark field microscopy technique in order to probe tens of nanometres buried defect.

Keywords: Lithography, NGL, EUV, Mask, Multilayer, Defects, Electromagnetic simulation, Dark field microscopy