



École Doctorale Mathématiques, Sciences de
l'Information et de l'Ingénieur

UdS – INSA – ENGEES

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université de Strasbourg
Discipline : Sciences pour l'Ingénieur
Spécialité : Photonique

par

Victorien RAULOT

**Méthodes de conception et de fabrication
de dispositifs imageurs en optique diffractive
à structures sub-longueur d'onde**

Soutenue publiquement le 29 septembre 2011

Membres du jury

<i>Directeur de thèse :</i>	M. Patrick Meyrueis (Pr.)	Univ. de Strasbourg
<i>Co-directeur de thèse :</i>	M. Bruno Serio (Mcf.)	Univ. de Strasbourg
<i>Président du jury :</i>	M. Daniel Mathiot (Pr.)	Univ. de Strasbourg
<i>Rapporteur externe :</i>	M. Pierre Ambs (Pr.)	Univ. de Haute-Alsace, Mulhouse
<i>Rapporteur externe :</i>	M. Vincent Laude (D.R.)	CNRS, FEMTO-ST
<i>Examineur :</i>	M. Manuel Flury (Mcf.)	Univ. Jean Monnet, St-Etienne
<i>Invité :</i>	M. Philippe Gérard (Mcf.)	Univ. de Strasbourg

Remerciements

Mes premiers remerciements sont pour M. Patrick Meyrueis, mon directeur de thèse, pour ses conseils et ses encouragements tout au long de ce travail. Un grand merci également à M. Bruno Serio, co-directeur de ce travail de thèse, pour son soutien lors de ces dernières années, en particulier pendant le difficile moment de la rédaction de ce mémoire.

Je tiens également à remercier les membres du jury pour avoir accepté d'évaluer ce travail : M. Daniel Mathiot, pour m'avoir fait l'honneur de présider le jury, ainsi que M. Vincent Laude et M. Pierre Ambis, pour avoir accepté d'être rapporteur de ce travail, et pour avoir contribué à améliorer la qualité du manuscrit.

Je souhaitais également adresser mes plus sincères remerciements à M. Manuel Flury, pour avoir suivi au quotidien mon travail de simulation par de nombreuses heures de conversation téléphonique et pour m'avoir soutenu tout au long de mon travail, ainsi que M. Philippe Gérard, pour ses nombreux conseils et pour m'avoir beaucoup aidé dans l'utilisation de la RSM.

Je souhaitais également remercier M. Pierre Pfeiffer, pour son aide lors de l'utilisation des instruments de caractérisation ainsi que pour son travail de relecture du mémoire. Un grand merci à M. Yoshi Takakura, pas seulement pour ses nombreuses heures de discussion lors des moments de détente, mais aussi pour ses conseils sur la mesure de la FTM, et également à M. Patrice Twardowski, pour m'avoir conseillé dans l'utilisation des logiciels de simulation optique, et pour m'avoir offert l'opportunité de travailler sur le projet TRIDIF. Merci également à Bernard Kress, qui a su me conseiller dans mon travail de simulation et pour la réalisation de composants diffractifs.

Je tiens également à exprimer ma reconnaissance à l'équipe de la centrale de technologie MIMENTO de l'institut FEMTO-ST de Besançon, et plus particulièrement Roland Salut et Eric Lebrasseur, pour m'avoir permis de réaliser des réseaux diffractifs à structures sub-longueur d'onde ainsi qu'un premier composant.

En dehors du travail de thèse, j'ai également eu l'opportunité d'encadrer des Travaux Dirigés et Travaux Pratiques à l'INSA de Strasbourg. Pour l'ambiance de travail, leurs nombreux conseils et leur précieuse aide durant ces séances, je tenais à remercier M. Joël Fontaine, M. Thierry Engel ainsi que M. Christophe Cordier.

Je souhaitais remercier plus généralement tout le personnel du laboratoire, de l'ENSPS et de l'INSA de Strasbourg pour avoir facilité mon travail. Je n'oublie pas bien entendu les nombreux doctorants, post-doctorants et stagiaires que j'ai pu côtoyer ces dernières années, avec qui il a toujours été possible de passer de conversations à caractère scientifique à des critiques de l'arbitre du match de foot de la veille (Catherine, Anne, Alain, Matthieu, Gilles, Estelle, Luc, Marc, Marek, Mickaël,...)

Enfin, je souhaitais remercier ma famille et mes amis, qui m'ont toujours soutenu dans mes choix et m'ont permis de garder la tête sur les épaules. Je remercie donc tout particulièrement mes parents, et mes deux frères, Simon et Félicien.

Résumé

Les composants diffractifs à structures sub-longueur d'onde présentent l'avantage de ne nécessiter qu'une seule étape de fabrication et d'atteindre des efficacités de diffraction très élevées, comparables à celles obtenues par des éléments diffractifs à plusieurs niveaux de phase. Ces éléments sont néanmoins plus difficiles à simuler puisque l'approximation scalaire de la propagation électromagnétique n'est plus suffisante. Ils sont également plus difficiles à fabriquer puisque leurs dimensions critiques sont inférieures à la longueur d'onde de la lumière utilisée. Ainsi, le travail de thèse présenté dans ce mémoire concerne la conception, la simulation, la réalisation et la caractérisation d'éléments diffractifs à structures sub-longueur d'onde. Pour modéliser le comportement de la lumière traversant ce type d'éléments, la simulation a été scindée en deux parties : la méthode FDTD a été utilisée pour calculer la propagation électromagnétique en champ proche, c'est à dire autour de l'élément diffractif, et la méthode RSM, méthode modale, pour calculer efficacement la propagation dans l'espace libre. Les premiers composants tests ont été réalisés par nano-lithographie électronique dans une couche mince de résine électro-sensible (SU8), afin de déterminer les structures réalisables avec ce type de dispositif. Ces différents éléments ont ensuite été caractérisés par microscopie à force atomique, électronique, et interférométrie à contrôle de polarisation, fonctionnant en réflexion.

Abstract

The sub-wavelength diffractive components have the advantage of requiring only a single manufacturing step. They can achieve very high diffraction efficiencies comparable to those obtained by multi-levels diffractive elements. However, these elements are more difficult to simulate because the scalar electromagnetic propagation approximation is no longer sufficient and besides, they are more difficult to manufacture because their critical dimensions are smaller than the wavelength of the incident light. Thus, the thesis presented concerns the design, the simulation, the realization and the characterization of sub-wavelength diffractive elements. To model the behavior of light passing through such elements, the simulation was split into two parts: the FDTD method was used to calculate the electromagnetic field propagation in the near field, i.e. around the diffractive element, and the RSM method, which is a modal method, was used to calculate the effective electromagnetic field propagation in free space. The first manufactured tests components were performed by electron beam lithography in a thin layer of an electro-sensitive resin (SU8) to determine the sub wavelength effective diffractive structures achievable with this type of devices. These elements were then characterized by atomic force microscopy, by scanning electron microscopy, and by interferometric microscopy with polarization control, operating in reflection.

Table des matières

Remerciements	3
Résumé	4
Abstract	4
Table des matières	5
Glossaire	9
Introduction générale	11
CHAPITRE I :	15
Etude Bibliographique	15
PARTIE 1 Etude préliminaire du domaine de l’optique diffractive	16
1.1. Enjeux et contexte.....	16
1.1.1. Origine des éléments optiques diffractifs	16
1.1.2. Définition des Eléments Optiques Diffractifs	18
1.1.3. L’essor industriel et commercial de l’optique diffractive	18
1.1.4. Choix de classifications des optiques diffractives.....	19
1.2. Méthodes de conception et de simulation des éléments optiques diffractifs scalaires	22
1.2.1. Algorithmes d’optimisation	22
1.2.2. Modélisation à l’aide de propagateurs scalaires	24
1.3. Calcul des lentilles de Fresnel	29
1.3.1. Régime de fonctionnement des lentilles de Fresnel	29
1.3.2. Implémentation des lentilles de Fresnel diffractives.....	30
1.4. Illustration des erreurs de micro-fabrication des éléments optiques diffractifs.....	33
1.4.1. Principe du procédé d’élaboration par micro-lithographie.....	33
1.4.2. Exemple d’erreur introduite par un défaut d’alignement du second masque.....	36
1.4.3. Méthodes de fabrication permettant de réduire les effets liés aux désalignements des masques	38
1.5. Procédés de réplification des éléments optiques diffractifs scalaires	39
1.6. Exemples d’applications des éléments diffractifs scalaires.....	39
1.6.1. Restitution d’une figure de diffraction pour la reconstruction 3D.....	40
1.6.2. Correction des aberrations chromatiques d’un objectif	40
PARTIE 2 Etat de l’art des optiques diffractives à modulation de surface sub-longueur d’onde	42
2.1. Rappel du principe du réseau de diffraction	42
2.2. Théorie du milieu effectif pour modéliser les éléments sub-longueur d’onde.....	43
2.2.1. Conditions d’application.....	43
2.2.2. Application du milieu effectif à la modélisation des réseaux périodiques.....	45
2.3. Utilisation de la théorie du milieu effectif pour concevoir des composants diffractifs	47
2.3.1. Principe.....	47
2.3.2. Avantages des composants diffractifs sub-longueur d’onde	48
2.3.3. Quelques exemples de SWDOE issus de la littérature	49
2.4. Simulation par méthode rigoureuse vectorielle	51

2.5. Exemples d'application des éléments diffractifs à structures sub-longueur d'onde	52
Conclusion du chapitre I.....	55
Liste des références bibliographiques du chapitre I.....	56
CHAPITRE II :.....	61
<i>Elaboration de méthodes de simulation des éléments diffractifs à structures sub-longueur d'onde</i>	<i>61</i>
1. Présentation du problème	62
1.1. Position du problème	62
1.2. Démarche suivie	62
2. Présentation de la méthode de simulation d'éléments diffractifs à structures sub-longueur d'onde proposée	63
2.1. Objectif.....	63
2.2. Méthode FDTD	63
2.2.1. Résolution des équations de Maxwell par la méthode FDTD.....	63
2.2.2. Cas particulier d'un problème à 2 dimensions	64
2.2.3. L'algorithme de Yee.....	65
2.2.4. Stabilité et dispersion numérique	67
2.2.5. Conditions aux limites	69
2.2.6. Implémentation de la FDTD.....	69
2.3. Présentation de la méthode RSM	70
2.3.1. Formulation mathématique	70
2.4. Simulation par la méthode FDTD-RSM.....	71
2.4.1. Principe de la méthode de simulation.....	71
2.4.2. Efficacité de diffraction des lentilles calculées par la méthode FDTD-RSM	73
2.4.3. Exemples de modélisation FDTD-RSM de lentilles diffractives « classiques »	74
3. Simulation de composants diffractifs à structures sub-longueur d'onde.....	76
3.1. Dimensionnement des structures sub-longueur d'onde – Détermination de l'indice effectif	76
3.1.1. Introduction.....	76
3.1.2. Simulation de structures 1D	78
3.1.3. Simulation de structures 2D	84
3.2. Simulation de lentilles diffractives à structures sub-longueur d'onde.....	86
3.2.1. Simulation de lentilles diffractives éclairées par des ondes planes	86
3.2.2. Simulation de lentilles diffractives éclairées par un point source.....	98
Conclusion du chapitre II.....	106
Liste des références bibliographiques du chapitre II.....	107
CHAPITRE III :.....	109
<i>Etude comparative des méthodes de nano-fabrication et choix d'un procédé adapté au prototypage des composants diffractifs à structures sub-longueur d'onde</i>	<i>109</i>
1. Introduction.....	110
2. Analyse des technologies disponibles pour la fabrication de composants diffractifs à structures nanométriques.....	111
2.1. Présentation des technologies à traitement individuel	111

2.1.1.	Fabrication de nanostructures à partir de faisceaux.....	112
2.1.2.	Fabrication de nanostructures par microscopies champ proche actives	114
2.1.3.	Synthèse des procédés de micro- et nano-fabrication séries utilisables en optique diffractive sub-longueur d'onde.....	115
2.2.	Présentation des technologies à traitement collectif	117
2.2.1.	La lithographie à courte longueur d'onde à faisceau large	117
2.2.2.	Réplication par nano-impression.....	118
2.2.3.	Synthèse des procédés de fabrication parallèles pour l'optique diffractive sub-longueur d'onde	119
3.	Processus expérimental de fabrication des réseaux sub-longueur d'onde en résine SU8[®] par nano-lithographie électronique.....	121
3.1.	Conformation de la nano-structuration à réaliser	121
3.2.	Présentation du processus de fabrication par nano-lithographie électronique	123
3.3.	Programmation du pilotage du dispositif de nano-lithographie.....	125
	Conclusion du chapitre III.....	126
	Liste des références bibliographiques du chapitre III.....	127
	CHAPITRE IV :.....	129
	Méthodes et résultats de caractérisations	129
1.	Etude de la faisabilité de réseaux sub-longueur d'onde SU8 par nano-lithographie électronique.....	130
1.1.	Présentation des dispositifs de caractérisation utilisés	130
1.2.	Caractérisation du procédé de fabrication.....	131
1.2.1.	Pouvoir de développement de la résine en fonction de la dose	131
1.2.2.	Caractérisation du pouvoir de développement du rapport cyclique et de la période	134
1.2.3.	Réalisation de mires élémentaires de structures sub-longueur d'onde	136
1.3.	Identification des rapports cycliques compatibles pour réaliser un composant optique diffractif sub-longueur d'onde	138
1.3.1.	Simulation de la caractérisation structurelle réalisée par microscopie AFM	138
1.3.2.	Caractérisation fonctionnelle par mesure de déphasages par interférométrie.....	140
2.	Réalisation d'un composant à structures sub-longueur d'onde tenant compte des résultats de caractérisation.....	143
2.1.	Principe de la réalisation	143
2.2.	Caractérisation de la reconstruction de la phase des composants diffractifs par microscopie interférométrique	145
2.3.	Conclusion sur la partie caractérisation	148
	Conclusion du chapitre IV	148
	Liste des références bibliographiques du chapitre IV.....	148
	Conclusion générale.....	151
	Annexe 1 : Dispositifs de caractérisation	155
	Microscope électronique à balayage	155
	Microscope interférentiel en lumière blanche.....	155
	Microscope à force atomique	157

Annexe 2 : Méthode de mesure de la fonction de transfert de modulation d'un composant diffractif imageur.....	158
1. Présentation générale de l'élément	158
2. Position imageante optimale.....	159
3. Acquisitions de damiers.....	161
4. Détermination expérimentale de la Fonction de Transfert de Modulation	163
Liste de Publications	169

Glossaire

AFM	Atomic Force Microscope (Microscope à Force Atomique)
CGH	Computer Generated Holograms (Hologramme Générés par Calcul Informatique)
DPN	Dip-pen nanolithography
EBL	E-Beam Lithography
EOD	Elément Optique Diffractif (ou DOE Diffractive Optical Element)
EUV	Extrême Ultra-Violet
FDTD	Finite-Difference Time-Domain
FIB	Focused Ion Beam (Faisceau d'Ions Focalisé)
FIB-CVD	Focused Ion Beam Chemical Vapor Deposition
FMM	Fourier Modal Method (Méthode Modale de Fourier)
FTM	Fonction de Transfert de Modulation
HOE	Holographic Optical Element (Elément Optique Holographique)
IFTA	Iterative Fourier Transform Algorithm (Algorithmes de Transformation Itératif de Fourier)
LSF	Line Spread Function (Fonction d'Étalement de la Ligne)
MEB	Microscope Electronique à Balayage
MOEMS	Micro-Opto-Electro-Mechanical Systems (MicroSystème Opto-Electro-Mécanique)
PML	Perfectly Matched Layer
PMMA	Poly-Méthyl-MétAcrylate
RCWA	Rigorous Coupled Wave Analysis (Analyse Rigoureuse par Ondes Couplées)
RSM	Radiation Spectrum Method
SCALPEL	SCattering with Angular Limitation Projection Electron-beam Lithography
SPM	Scanning Probe Microscopy
SPREL	Scanning probe resist exposure and lithography
STM	Scanning Tunneling Microscopy
SWDOE	Sub-Wavelength Diffractive Optical Element (Elément Optique Diffractif à Structures Sub-Longueur d'onde)
TE	Transverse Electrique
TM	Transverse Magnétique

Introduction générale

Les composants diffractifs sont de plus en plus utilisés dans des domaines très variés : divertissement, médecine, métrologie, sécurité, visualisation et énergies renouvelables par exemple. Les technologies diffractives sont en pleine croissance particulièrement en ce qui concerne de nouveaux systèmes opto-mécatroniques. Ces développements récents profitent des techniques issues de la micro-électronique concernant la fabrication d'un composant-maître, et de méthodes de réplification. Ces technologies ont été élaborées de manière à réduire de manière drastique le coût de production unitaire. Les éléments diffractifs ainsi produits sont particulièrement attractifs puisqu'ils peuvent permettre de réaliser de façon satisfaisante une fonction optique complexe à un moindre coût. Un élément diffractif micro-usiné peut ainsi être vu comme un outil de transformation de front d'onde qui agit sur la direction et la phase de ce front d'onde. Un composant peut fonctionner en transmission ou en réflexion. Sa fonction de phase est caractéristique de l'application. La conception d'un composant diffractif repose, par exemple, sur le calcul de la microtopographie de la surface d'un substrat transparent ou rendu réfléchissant. Les variations de hauteurs locales des motifs du composant produisent des variations de marche optique. La fonction optique implémentée sur un composant diffractif est exploitée en champ proche ou lointain, selon l'application envisagée. Les techniques de calcul dédiées à ce domaine sont très bien connues pour une structuration de motifs dont la dimension critique est supérieure à la longueur d'onde de la lumière incidente. Les composants diffractifs sont maintenant industriellement fabriqués par photolithographie et par les procédés de gravure. Ces moyens issus de la micro-électronique limitent la dimension minimale des structures fabriquées à une valeur se situant autour du micromètre. Il existe aujourd'hui des techniques de micro-réplification efficaces contribuant à l'émergence des composants diffractifs dans des produits notamment pour l'industrie du divertissement et du multimédia (comme par exemple dans le Kinect de Microsoft). Cependant, la fabrication « classique » des éléments diffractifs nécessite généralement un certain nombre de niveaux de masquage, en micro-lithographie, pour atteindre une efficacité de diffraction compatible avec les exigences de la plupart des cahiers des charges industriels. Le masquage multiple entraîne des erreurs de fabrication, liées notamment à l'imprécision, difficile à gérer, de l'alignement des masques successifs. Depuis quelques années, certains auteurs proposent d'élaborer des composants diffractifs dont la fonction optique est réalisée par une modulation submicronique de la surface du matériau constituant le composant. En effet, il a été montré que le comportement d'un champ électromagnétique traversant une structure périodique transparente, dont les dimensions sont inférieures à la longueur d'onde incidente, était analogue, sous certaines conditions, à la traversée d'une couche mince présentant un certain indice de réfraction dit effectif. La mise en œuvre de ce principe de milieu équivalent fait que les yeux de certains insectes possèdent par exemple des propriétés anti-réfléchissantes très performantes.

Dans ce contexte, notre travail de thèse propose quelques nouvelles méthodes théoriques et expérimentales pour la réalisation de dispositifs diffractifs imageurs. Fonctionnant dans le domaine spectral visible, ces dispositifs utilisent des éléments optiques diffractifs à structures sub-longueur d'onde (Sub-Wavelength Diffractive Optical Elements, SWDOE). Ils présentent donc une structuration sub-longueur d'onde du relief de surface, dont la modulation est optimisée par une procédure numérique afin d'implémenter de la meilleure façon possible la fonction optique spécifiée. La disposition des structures submicroniques est calculée en combinant les théories scalaire et

rigoureuse des champs électromagnétiques. En effet, selon la méthode que nous proposons, la fonction de phase globale de l'élément est d'abord déterminée de manière itérative à l'aide de la théorie diffractive scalaire, puis le SWDOE est déterminé par un calcul électromagnétique rigoureux. Nous avons vérifié la pertinence des algorithmes proposés grâce à une validation expérimentale consistant à réaliser ce type de composant par une méthode adaptée de nano-lithographie électronique. L'analyse expérimentale des résultats est basée sur des caractérisations topographiques et fonctionnelles des éléments diffractifs fabriqués pour valider la preuve de l'exploitabilité du concept. La méthode que nous proposons prend en compte les contraintes de fabrication dans le processus de conception. Le domaine de l'optique diffractive fait intervenir de nombreuses compétences pluridisciplinaires, tant théoriques que technologiques, sur lesquelles travaillent un nombre croissant d'équipes de recherches et industrielles [TC2015]. Le premier chapitre de la thèse présente l'état de l'art dans la conception et la réalisation de composants diffractifs, en particulier ceux utilisant une modulation de surface dont les dimensions sont inférieures à la longueur d'onde de la lumière incidente.

Le deuxième chapitre est consacré aux techniques de modélisation que nous proposons pour calculer le SWDOE. La première étape que nous présentons consiste à calculer la fonction de phase globale qui assurerait la fonction optique prise comme objectif. Notre approche a consisté à réaliser ce calcul en utilisant une technique de lancer de rayons implémentée sous CodeV, ou encore un logiciel de conception d'éléments diffractifs comme VirtualLab. L'augmentation du degré de quantification du relief se traduit par une augmentation de l'efficacité de diffraction du composant. Ainsi, pour des raisons pratiques et économiques, les éléments diffractifs sont généralement réalisés en ne conservant que 2 ou 4 niveaux de phase. Dans certaines conditions, une modulation binaire (à deux niveaux de phase) de période sub-longueur d'onde peut donner des efficacités de diffraction élevées. Dans ce cas, le comportement du champ électromagnétique interagissant avec ce type de structures se rapproche de celui induit par un milieu homogène présentant un indice effectif. Ainsi, la modulation de la phase de l'onde incidente n'est plus assurée par une modification de hauteur des structures, mais par la modulation du rapport cyclique latéral de motifs prédéfinis. Certains articles récents sur le sujet montrent que l'efficacité de diffraction de tels composants peut être très élevée. Dans certains cas, ils atteignent les performances de composants diffractifs à plusieurs niveaux de phase. Le calcul de la conception d'un SWDOE nécessite de déterminer rigoureusement le déphasage introduit par des nanostructures périodiques en fonction de leur géométrie. Pour réaliser ce calcul, les approximations de la théorie scalaire classique, qui ne tiennent pas compte des propriétés vectorielles de la lumière, ne sont plus suffisantes. La simulation par FDTD (Finite Difference Time Domain), qui consiste à discrétiser dans le temps et l'espace les équations de Maxwell, est une méthode adaptée pour résoudre ce type de problème. Une fois le dimensionnement des structures effectué, nous simulons plusieurs éléments utilisant une structuration sub-longueur d'onde par la méthode de simulation couplée, FDTD-RSM, que nous proposons. La simulation du comportement de l'élément diffractif calculé en champ proche, est d'abord réalisée par FDTD. La Radiation Spectrum Method (RSM) est ensuite utilisée comme un propagateur vectoriel d'ondes planes dans l'espace libre. Cette méthode permet de calculer pas à pas le champ reconstruit sur des distances beaucoup plus grandes que la FDTD, avec des temps de calculs raisonnables. Il nous est ainsi possible de modéliser des structures diffractives à 2 niveaux de phase avec une haute efficacité de diffraction. Les performances du composant ainsi réalisé se rapprochent d'éléments à 8 niveaux de phase.

Le troisième chapitre de la thèse présente d'abord les différentes technologies de nano-fabrication compatibles avec la réalisation de structures de dimension sub-longueur d'onde, répondant aux contraintes présentées dans le chapitre II. Les différentes techniques exploitables ont été séparées en deux grandes catégories, en distinguant les méthodes permettant une fabrication série ou une fabrication parallèle. Les différentes méthodes sont comparées entre elles. Nous présentons ensuite la technique de nano-lithographie que nous avons retenue pour élaborer des composants diffractifs. La nano-lithographie électronique est une technique bien connue qui permet de réaliser des réseaux élémentaires aux dimensions submicroniques qui peuvent être calculés par nos méthodes. Cette technique est bien adaptée pour faire le prototypage rapide du composant ayant une surface active de l'ordre du mm^2 . Une collaboration pour la fabrication a été entreprise avec l'Institut FEMTO-ST disposant des équipements pour produire des prototypes de SWDOE en résine SU8 sur un substrat en verre compatibles avec des applications photoniques dans le visible. Les SWDOE nécessitent des contrôles très précis de la topographie de surface. Pour caractériser le procédé de fabrication, nous avons élaboré un plan d'expérience comprenant 3 étapes. La première étape concerne la fabrication de miroirs comprenant des réseaux élémentaires irradiés pour différentes densités de charges surfaciques (doses). Cette étape a permis d'identifier les doses optimums à adopter en fonction de l'épaisseur du film de résine. La seconde phase consiste en la fabrication de miroirs élémentaires avec des rapports cycliques variables pour une dose et une épaisseur de résine donnée. Il est alors possible de déterminer les différences de phase accessibles par la technique retenue. Enfin, La troisième étape consiste à fabriquer un composant diffractif de petite surface pour valider la fabrication d'un SWDOE par la méthode proposée.

Le quatrième chapitre présente les différentes étapes de caractérisation que nous proposons pour valider la pertinence des moyens de fabrication utilisés. Les différents composants élaborés ont été caractérisés topographiquement et fonctionnellement, en utilisant des techniques de mesures en champ proche conventionnelles (microscope à force atomique et microscope électronique à balayage, ainsi qu'une technique de microscopie interférométrique polarimétrique). Ces caractérisations ont permis de simuler le comportement des structures réalisées, connaissant la topographie des structures, en utilisant le code de calcul FDTD-RSM développé. Enfin, nous avons mis en œuvre la caractérisation par voie interférométrique afin de connaître la réponse de ce type de structures à un éclairage adapté. Cette étape a permis de caractériser les éléments en fonction de la polarisation incidente pour la longueur d'onde de travail. Ces différentes caractérisations nous ont permis de conclure quant à la qualité des réalisations effectuées. Ainsi, après les deux premières étapes de fabrication, il a été possible de tenir compte des erreurs de fabrication pour corriger, dès la conception, des paramètres dans le procédé de fabrication. Finalement, nous avons réalisé des optiques diffractives sub-longueur d'onde présentant des déphasages prédéterminés. La comparaison entre la simulation de la structure diffractante et le comportement effectif de l'élément diffractif nous permet de conclure quant à la pertinence de la méthode retenue. A partir de cette comparaison, nous pouvons garantir qu'il est tout à fait envisageable de dimensionner un élément diffractif de plus grande taille (quelques centimètres carrés) réalisant une fonction optique.

Nous procédons ensuite à la synthèse des principaux résultats théoriques et expérimentaux que nous avons obtenus. Nous présentons quelques perspectives pour la conception micro-optique. Les procédés calculatoires que nous proposons pourront être intégrés dans les systèmes de conception assistés sur ordinateur pour fabriquer des composants optiques diffractifs sub-longueur d'onde en profitant des évolutions attendues des nanotechnologies.

[TC2015] Ministère de l'économie, des finances et de l'industrie, « Technologies Clés 2015 », <http://www.industrie.gouv.fr/tc2015/technologies-cles-2015.pdf>, mars 2011

CHAPITRE I :

Etude Bibliographique

Le chapitre présent a un double objectif. Le premier est de rendre compte du domaine général de l'optique diffractive scalaire domaine plus largement développé que celui de l'optique diffractive utilisant une structuration de dimension inférieure à la longueur d'onde de l'éclairage incident. Cette partie présente une étude introduisant les principes, les méthodes de calcul, et les méthodes de fabrication de l'optique diffractive classique. Le deuxième objectif du chapitre est de présenter le domaine de l'optique diffractive dont les structures sont de dimension inférieure à la longueur d'onde de la lumière incidente. Ce domaine encore en développement et présentant des caractéristiques prometteuses, nous finissons le chapitre en présentant les principales applications pouvant tirer bénéfice de ce type de composant.

PARTIE 1 Etude préliminaire du domaine de l'optique diffractive

1.1. Enjeux et contexte

1.1.1. Origine des éléments optiques diffractifs

Du point de vue historique, Francesco Maria Grimaldi est certainement le premier à avoir étudié le phénomène de diffraction. Ses observations furent publiées de manière posthume en 1665 dans [GRI1665]. Christian Huygens, dans son traité de la lumière publié en 1690, proposa une description de la propagation de la lumière de manière ondulatoire en considérant une ouverture diffractante comme une multitude de sources ponctuelles sphériques [HUY1690]. Cette approche nouvelle a été à l'origine de la théorie ondulatoire de la lumière, utilisée couramment plus tard pour interpréter et calculer les phénomènes d'interférences optiques. Isaac Newton en a également expliqué les effets selon une approche différente basée sur l'attraction des photons par les bords de l'obstacle [NEW1730]. James Gregory, en observant une figure de diffraction à l'aide d'une plume d'oiseau a confirmé les premières observations de Grimaldi. Thomas Young réalisa plus tard en 1803, sa célèbre figure d'interférences produite par deux fentes légèrement espacées, cette expérience confirmant le caractère ondulatoire de la lumière. Il a été le premier scientifique à identifier formellement le concept d'interférences lumineuses. Augustin Jean Fresnel fit des calculs plus aboutis sur la diffraction en faisant la synthèse des travaux de Huygens et de Young. Enfin, James Clerk Maxwell identifia en 1860 la lumière comme une onde électromagnétique et en formula le modèle.

Du point de vue applicatif, la diffraction a longtemps été considérée comme un phénomène limitant pour les dispositifs optiques. En effet, celle-ci intervient dès que la propagation d'une onde est limitée spatialement par un obstacle. Ce phénomène apparaît ainsi dès qu'une onde rencontre un obstacle de phase ou d'amplitude. D'une manière générale, on peut dire que plus les dimensions de l'obstacle sont petites, plus les effets de la diffraction seront importants. Pour un instrument d'optique qui aurait été conçu en ne considérant que la réfraction de la lumière, celui-ci présentant des dimensions finies, le phénomène de diffraction limite ses performances et ses effets sont d'autant plus manifestes que la limite de résolution est approchée. Ce n'est que depuis récemment que ces effets ont pu être considérés comme avantageux. Un des premiers dispositifs fabriqués tirant avantage de la diffraction est probablement un réseau de diffraction réalisé par l'astronome américain David Rittenhouse en 1785. Bien qu'il n'en ait apparemment pas tiré une quelconque utilité scientifique, sa découverte précède celle de Joseph Von Fraunhofer qui commença ses travaux sur les réseaux en 1821 en tirant avantage de la dispersion de ceux-ci pour une utilisation en spectroscopie. De cette manière, il réussit à mesurer les raies d'absorption du spectre de la lumière solaire. Cette découverte a également permis à Moseley, en utilisant la diffraction des rayons X en 1913, de trouver une relation entre la fréquence des lignes d'émission des rayons X et la charge nucléaire de l'atome. De cette manière, il réussit à valider l'intuition de Mendeleïev à l'origine de la classification périodique des éléments. Ainsi, initialement, les réseaux de diffraction ont été développés pour analyser la composition spectrale des faisceaux lumineux. Ces effets ont ensuite pu dépasser les applications pour l'analyse spectrale avec notamment la fabrication de composants optiques conçus pour « structurer » la répartition énergétique spatiale d'un faisceau. Une des découvertes fondatrices de l'optique diffractive selon cette approche est probablement l'holographie.

La théorie de l'holographie a été proposée et développée par Dennis Gabor en 1947. D. Gabor tentait initialement d'améliorer la résolution des microscopes électroniques en cherchant à augmenter le contraste et l'intensité lumineuse des images obtenues. Sa tentative fut un échec, mais il remarqua que ce procédé lui permettait d'obtenir une copie de l'image de l'objet telle que l'original avec un nouveau paramètre : la phase de l'onde réfractée. Cette découverte lui a valu le prix Nobel en 1971. Mais ce n'est qu'avec l'invention du laser en 1960, source très fortement cohérente, qu'une source de lumière adéquate permit de réaliser expérimentalement un hologramme. L'holographie analogique consiste à enregistrer sur un support photosensible la figure d'interférences de deux faisceaux issus d'une même source (un faisceau objet et un faisceau de référence) en trois dimensions. Les interférences produites confèrent au support photosensible une variation locale de l'indice de réfraction fonction de l'intensité des franges (cf. Figure 1). De cette manière, lorsque le faisceau de référence ré-éclaire la plaque photosensible, celui-ci est diffracté de telle manière que son front d'onde reprenne la forme de celui qu'aurait eu le faisceau objet seul. Le concept de l'holographie est, en quelque sorte, à l'origine de celui des composants diffractifs. En effet, en modifiant localement la phase d'une onde incidente, il est possible de conférer au front d'onde incident une forme prédéterminée, en mettant à profit le phénomène de diffraction. Ce type d'élément est ainsi parfois assimilé dans la littérature à un processeur de front d'onde [KRE2009]. Le paragraphe suivant donnera une définition du composant optique diffractif qui intervient dans de nombreux dispositifs optoélectroniques.

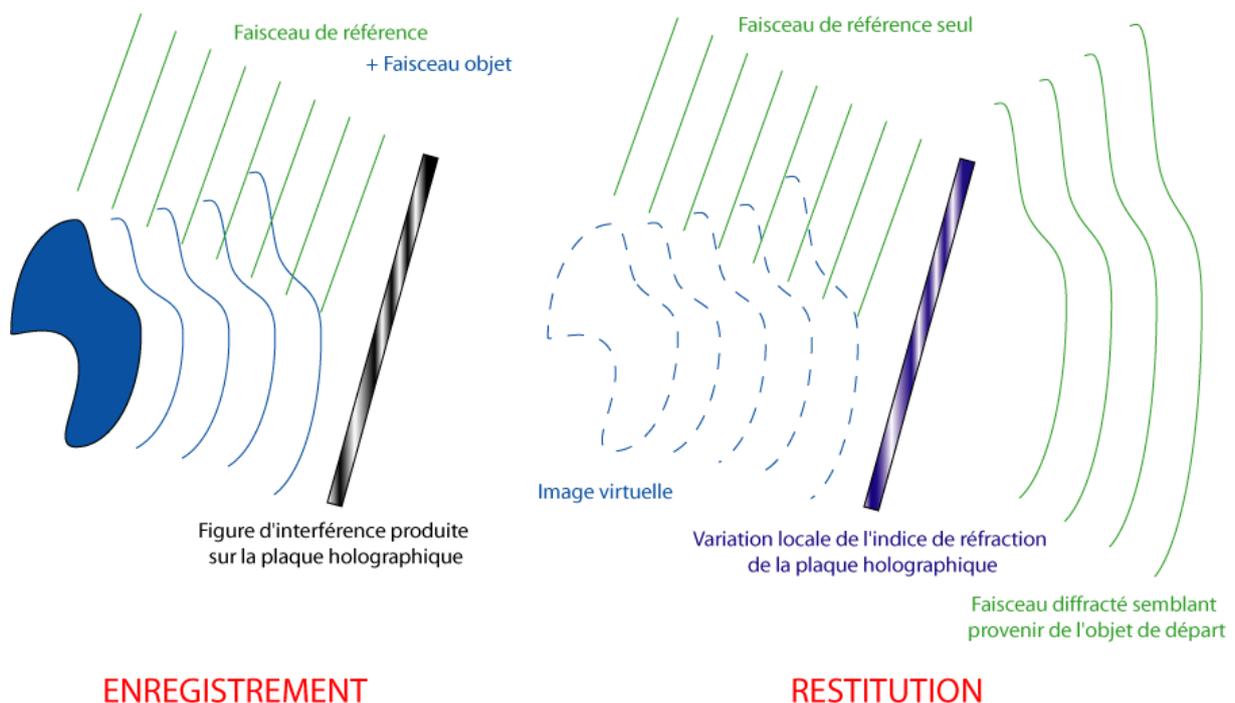


Figure 1. Principe de l'holographie.

1.1.2. Définition des Éléments Optiques Diffractifs

Un élément optique diffractif (EOD) est un élément transparent ou réfléchissant présentant une modulation de phase et/ou d'amplitude définie pour modifier un front d'onde incident par l'intermédiaire des phénomènes combinés de diffraction et d'interférences afin de produire une fonction optique telle que la mise en forme d'un faisceau par exemple [DRE1996]. Ainsi, la caractéristique fondamentale des EOD réside dans l'usage favorable de la diffraction plutôt que celui de la réfraction. Le développement des applications des EOD a été rendu possible par les avancées rencontrées dans les domaines des sciences et techniques de l'information. Initialement fabriqués analogiquement par holographie [LEI1962], ils ont ensuite été élaborés numériquement par micro-lithographie [SMI1981] ou encore par gravure par faisceau d'électrons contrôlé [ARN1985]. Comparés aux optiques conventionnelles, les EOD offrent deux principaux avantages : ils peuvent être fabriqués et miniaturisés sur substrat mince et un seul composant peut remplir simultanément de nombreuses fonctions optiques (ex. collimation et structuration). Cependant, les EOD produisent une importante dispersion spectrale liée au phénomène de diffraction. Ce désavantage est parfois mis à profit pour combiner des optiques réfractives et diffractives afin de produire une paire achromatique, la dispersion par réfraction évoluant en sens opposé à la dispersion par diffraction. Canon a par exemple développé un objectif photographique qui utilise ce principe en combinant des composants réfractifs et diffractifs. De cette manière, l'encombrement ainsi que le poids de cet objectif sont largement inférieurs à ceux d'un objectif purement réfractif équivalent, pour des performances quasi-similaires [NAK2002]. Le seul inconvénient de ces optiques hybrides est l'existence d'un « voile brillant » important (« veiling glare ») si de la lumière provient de différentes directions. Pour mettre en évidence les méthodes et les processus d'élaboration des éléments diffractifs, un autre exemple qui a été développé dans le cadre d'un projet du laboratoire des systèmes photoniques sera détaillé au paragraphe 1.6.1.

1.1.3. L'essor industriel et commercial de l'optique diffractive

L'essor des EOD est lié au développement conjoint de l'informatique et des technologies de micro et nano fabrication, les modèles de calcul de ces composants sont aujourd'hui inclus dans les outils de modélisation du commerce (comme par exemple CodeV de la société ORA ou VirtualLab de LightTrans). Certaines sociétés proposent leur réalisation (comme par exemple Holoeye, Holo/Or ou encore SUSS MicroOptics). De nombreuses applications ont été proposées, et parfois développées industriellement incluant : des afficheurs tête-haute pour l'aéronautique militaire, le transport civil ou dans le domaine du biomédical [BAN1983], des composants optiques spécifiques pour le contrôle de forme [KRE2009] par exemple. Les EOD jouent naturellement un rôle prépondérant dans la croissance économique de la micro-optique. En effet, leur coût est principalement lié à la fabrication d'un élément maître, et les répliques relativement bon marché permettent d'amortir ce coût d'autant plus rapidement que le nombre de répliques est important (ce procédé sera discuté en paragraphes 1.4 et 1.5). Il est assez difficile de déterminer le nombre de composants diffractifs qui ont été vendus à ce jour dans le monde tant les applications dans lesquelles ils s'intègrent sont diverses. Les premiers composants diffractifs vendus dans le commerce ont certainement été les réseaux de diffraction utilisés en spectroscopie, largement répandus dans l'industrie, les universités et les centres de recherche. Depuis, les hologrammes de sécurité, utilisés notamment pour les cartes

de crédit ou les billets de banque, permettent de vérifier leur authenticité d'un coup d'œil. Ceux-ci ont grandement contribué à susciter l'intérêt pour les éléments diffractifs.

Certains produits particulièrement populaires ont aussi été commercialisés, souvent sans que ses acheteurs n'aient eu conscience de la présence d'un élément diffractif à l'intérieur. C'est par exemple le cas du Kinect de Microsoft qui s'est vendu aujourd'hui à plus de 10 millions d'exemplaires. Cet accessoire au cœur de la console de jeux vidéo Xbox, a été développé et breveté par la société Prime Sens [ZAL2007] [SHP2009] [FRE2010]. Il permet de détecter les mouvements d'une personne placée devant l'appareil et retranscrit ses mouvements pour qu'elle puisse participer à un jeu vidéo. Pour mettre en œuvre cette idée, Microsoft a développé le principe d'une projection de lumière structurée dans l'infrarouge dont la mise en forme est assurée à l'aide d'un composant diffractif. Un algorithme informatique permet ensuite de remonter à l'information de distance des membres de l'utilisateur en temps réel et ainsi de le représenter dans un monde virtuel.

Avant d'aborder le processus de fabrication des optiques diffractives, il est utile de disposer d'une classification des EOD. Elle doit permettre d'identifier les contraintes de conception en fonction du type de composant pour en appréhender les limites. Dans le paragraphe suivant, nous proposons une classification des EOD adaptée à notre étude.

1.1.4. Choix de classifications des optiques diffractives

Il existe plusieurs types de classifications reconnues et utilisées dans la littérature pour organiser en catégories les EOD. Plusieurs d'entre elles peuvent être envisagées en fonction de la caractéristique de l'EOD étudiée. Les EOD ont été classés, par exemple, en fonction de la méthode du calcul de la disposition des microstructures diffractives (analytique ou numérique [TUR1997]), en fonction de la localisation des éclairages structurés produits (en champs proche ou lointain [KRE2009]) ou encore en fonction des applications visées. Dans cette étude, nous avons choisi de classer les EOD en cinq catégories. Les cinq catégories proposées sont présentées dans le Tableau 2 ci-dessous. Elles ont été définies pour simplifier l'identification des besoins nécessaires au processus d'élaboration, des avantages offerts et des contraintes qui leurs sont associées.

Une première classification consiste à considérer le paramètre physique utilisé pour « coder » la fonction de phase de l'EOD. Deux types de modulations existent : amplitude et phase. Les éléments d'amplitude sont ceux dont le principe repose sur la modulation du front d'onde incident par des modifications locales de la transparence [WYR1990]. Les éléments de phase ont une action sur la phase du front d'onde incident [GOO2005]. Pour les éléments de phase, la modification du front d'onde incident peut être réalisée en modulant localement le relief d'une surface partiellement transparente ou son indice de réfraction, pour introduire des différences de marches optiques nécessaires à la production d'interférences. Certaines méthodes de conceptions de composants diffractifs utilisent une combinaison de ces deux caractéristiques. Les deux types d'éléments peuvent remplir les mêmes fonctions, mais les éléments d'amplitude ont généralement une efficacité plus faible que les éléments de phase, étant donné qu'ils occultent une grande partie du rayonnement incident. Les éléments de phase constituent pour cette raison, un centre d'intérêt principal.

Une deuxième possibilité consiste à classer les EOD en fonction de la méthode de calcul de leur fonction de phase. Deux types de méthodes sont employés dans ce cas : les méthodes dites

analytiques et celles dites numériques. Les EOD analytiques sont ceux qui peuvent être calculés en résolvant une équation analytique au contraire des éléments numériques dont le calcul nécessite, dans la plupart des cas, de développer des algorithmes numériques itératifs. Les éléments numériques sont également appelés hologrammes générés par ordinateur (CGH, Computer Generated Holograms). Ces éléments sont généralement fabriqués par micro-lithographie, une technologie issue de la micro-électronique dont le processus sera présenté au paragraphe 1.4.1. Associée aux procédés de micro-usinage, cette méthode permet de discrétiser une surface en plusieurs niveaux de gravure.

On peut également distinguer les éléments diffractifs suivant une troisième classification en faisant des considérations géométriques comme par exemple, la distance de reconstruction correspondant à la distance à laquelle la figure de diffraction doit être produite. Dans ce cas, on distingue les éléments de Fresnel pour lesquels la figure de diffraction a été calculée pour être projetée à distance finie des éléments de Fourier correspondant à une reconstruction à l'infini [GOO2005]. Les algorithmes de conception de ces types d'éléments sont distincts [TUR1997]. La forme du profil de la fonction de phase des EOD peut également être considérée comme un critère de classification morphologique des éléments diffractifs. Cette caractéristique générale du profil dépend de la technologie de fabrication utilisée. Dans ce cas, on parle par exemple d'éléments holographiques (HOE : Holographic Optical Element) lorsqu'ils sont réalisés à l'aide d'un enregistrement holographique (cf. Figure 1). Ces éléments présentent généralement une modulation sinusoïdale de leur indice de réfraction local. Les éléments blazés sont généralement fabriqués par tournage diamant et présentent un profil blazé. Enfin, lorsqu'ils sont élaborés par gravures successives de la surface, on parle dans ce cas d'éléments à N niveaux de phase. Avec ce type d'éléments, la fonction de phase est quantifiée selon un nombre fini de niveaux de phase. Ces éléments sont fabriqués par micro-lithographie. Ils nécessitent plusieurs niveaux de masquage (cf. paragraphe 1.4.). Enfin, les éléments à profil continu proposent une variation de phase continue et sont habituellement réalisés par lithographie à niveaux de gris ou par gravure par faisceau d'électrons contrôlé.

Enfin, il est possible de classer les EOD, toujours selon des critères géométriques, en portant des considérations sur la taille des structures utilisées pour réaliser l'EOD. Cette classification peut même être généralisée aux différents composants optiques, y compris réfractifs. Kress *et al.* [KRE2009] ont proposé par exemple une classification suivant la taille des structures élémentaires constituant une optique, présentée en Tableau 1. Il est possible de distinguer différentes catégories d'éléments optiques, en fonction du rapport entre la taille caractéristique des structures Δ qui le compose, et la longueur d'onde incidente λ de la lumière [KRE2009]. En Tableau 1 ci-dessous, différents composants sont classés en fonction de la taille du motif élémentaire à partir duquel ils sont élaborés, la troisième colonne présente des exemples de composants optiques dans chacune des catégories.

$\Delta/\lambda > 1000$	Macro-optique	Lentilles réfractives
$100 < \Delta/\lambda < 1000$	Micro-optique réfractive	Matrice de micro-lentilles Lentilles GRIN
$10 < \Delta/\lambda < 100$	Micro-optique diffractive	Réseaux de spectroscopie Éléments diffractifs 'scalaires'
$\Delta/\lambda < 10$	Domaine résonant	Coupleurs de guide d'onde Filtre étroit par réseau
$\Delta/\lambda < 1$	Réseaux sub-longueur d'onde	Structures anti-réfléchissantes Lame d'onde

Tableau 1. Classification des composants optiques diffractifs et réfractifs en fonction de l'échelle caractéristique de la structuration de leur état de surface [KRE09].

Le Tableau 1 montre que lorsqu'un composant optique est constitué de structures dont les dimensions locales sont largement supérieures à la longueur d'onde incidente ($\Delta > 1000\lambda$), on est dans le domaine « Macro », c'est à dire dans le domaine réfractif : dans ce cas, le comportement de l'optique peut être simplement décrit par une modélisation à base de l'équation de l'eikonale. Pour des structures dont la taille est comprise entre 100 fois et 1000 fois la longueur d'onde, on se trouve dans le domaine de la micro-optique réfractive, le phénomène de réfraction de la lumière étant toujours prépondérant à celui de la diffraction. On trouve dans cette catégorie les microlentilles à gradient d'indice (lentille GRIN) utilisées dans l'industrie télécom en entrée d'une fibre optique. Il existe également des matrices de microlentilles utilisées, par exemple, pour l'analyse de fronts d'onde dans un montage de type Shack-Hartmann. Le domaine qui nous intéresse particulièrement dans cette partie est celui des optiques diffractives dites 'classiques', ou 'scalaires'. Il s'agit d'éléments diffractifs dont les structures ont des tailles comprises entre 10 fois et 100 fois la longueur d'onde incidente. Pour des tailles de structures plus petites, on est dans le domaine de l'optique dite « résonante », dans lequel on trouve notamment les réseaux sub-longueur d'onde et les cristaux photoniques.

Le Tableau 2 résume ainsi les différentes caractéristiques permettant de classer les éléments, le type d'éléments diffractifs de la catégorie, ainsi que le nom générique des EOD de la catégorie.

Critère de classification	Type/Paramètre	Nom générique de l'élément
Type de modulation	Phase	Élément de phase
	Amplitude	Élément d'amplitude
Méthode de calcul	Numériques	Computer Generated Hologram CGH
	Analytique	Élément analytique
Géométrie	Distance de reconstruction	Éléments de Fourier
		Éléments de Fresnel
	Morphologie	Éléments en dents de scie
		Élément à N niveaux de phase
		Éléments holographiques
	Taille des structures	Éléments à profil continu (kinoformes)
		Éléments sub-longueur d'onde
	Éléments 'scalaires'	

Tableau 2. Classification des éléments optiques diffractifs.

Notre étude concerne les structures diffractives avec un rapport Δ/λ inférieur à 1. Ce domaine est lui-même divisible en plusieurs sous-domaines dépendant du mode de calcul ou de fabrication utilisé pour réaliser l'optique diffractive. Nos travaux portant sur le développement d'EOD à structuration sub-longueur d'onde, par conséquent, dans la deuxième partie de ce chapitre, nous nous intéresserons, plus spécifiquement aux éléments dont la taille des microstructures élémentaires est inférieure à la longueur d'onde incidente.

1.2. Méthodes de conception et de simulation des éléments optiques diffractifs scalaires

Il existe de nombreuses méthodes de conception des EOD. Cependant, quelle que soit la méthode proposée, certains aspects du processus d'élaboration restent communs. En effet, lors de la conception des éléments optiques diffractifs, plusieurs étapes sont nécessaires. La première d'entre elles concerne la conception de la disposition des motifs constituant l'élément, autrement dit le calcul de la modulation du relief de celui-ci. On doit également être capable de simuler le comportement de ces éléments afin de connaître avant leur réalisation leur comportement lors de leur utilisation. Cela peut être fait soit en utilisant des outils mathématiques appelés « propagateurs », dont certains sont présentés dans la partie suivante, soit en utilisant une méthode basée sur le tracé des rayons [HOL1981], cette dernière n'étant plus beaucoup utilisée. Enfin, l'étape de fabrication doit permettre de réaliser la fonction de modulation du relief calculée.

Pour déterminer la forme des éléments de type analytique, on peut en général procéder à l'aide d'une conception directe, c'est à dire en déduisant la forme de la modulation de surface de l'optique diffractive à partir de la forme du profil réfractif. Le calcul d'une lentille de Fresnel sera présenté pour exemple au paragraphe 1.7. Une autre méthode, présentée succinctement ici, consiste en une optimisation itérative de la fonction de phase de l'élément. Pour cela, il est nécessaire de pouvoir simuler le comportement de l'élément diffractif afin d'optimiser ses performances selon des critères prédéfinis.

1.2.1. Algorithmes d'optimisation

Dans le cas des hologrammes générés par ordinateurs (CGH), il est possible d'utiliser des algorithmes dits itératifs pour optimiser la disposition des structures diffractives pour une fonction donnée. A partir d'une matrice 2D complexe représentant la phase et l'amplitude du champ électrique de la lumière aux nœuds d'une grille représentant le maillage du plan de l'élément diffractif visé, on peut calculer la répartition d'intensité lumineuse diffractée, que l'on appellera par la suite reconstruction de l'élément, dans un plan situé à une distance quelconque à l'aide d'un propagateur. Au paragraphe 1.2.2., nous présenterons un exemple de propagateur scalaire. Connaissant les valeurs des déphasages à introduire par l'élément diffractif pour produire la fonction visée, on peut en déduire la différence de marche optique qui est ensuite traduite en modulation locale de surface (topographie).

Si l'amplitude et la phase sont connues dans un plan situé à une distance z donnée, leurs valeurs dans un plan situé à une autre distance peuvent être déterminées à l'aide d'un propagateur de Fourier (apparenté à une transformée de Fourier). Dans ce cas, le nombre d'inconnues dépendra de

l'échantillonnage du plan (donc au pas du maillage). Ainsi, pour un maillage de 128x128 éléments d'un plan qui serait situé à la distance z , il faudra connaître l'amplitude et la phase pour les 16384 éléments pour pouvoir les calculer dans un autre plan situé à la distance $z+z_0$, ce qui représente 32768 inconnues. Gerchberg et Saxton [OSH2004] ont montré que cette analyse peut être étendue au cas où seules les valeurs de phase seraient des inconnues correspondant à la situation où les valeurs de l'amplitude seraient connues dans les deux domaines (z et $z+z_0$). Dans ce cas, les auteurs ont montré qu'il est possible, pour résoudre le problème précédent, d'établir à partir d'une relation de Fourier un système de 32768 équations à 32768 inconnues pour déterminer les valeurs de la phase des 16384 éléments. A partir du calcul de la propagation, il est possible de caractériser la qualité de la reconstruction en introduisant une fonction de coût, qui est la fonction globale qui doit être optimisée par l'algorithme itératif. Il peut simplement s'agir de l'efficacité de diffraction, ou de l'uniformité de la reconstruction ou d'une combinaison de plusieurs paramètres.

Trouver un optimum est une tâche compliquée. Pour résoudre ce type de problème, les mathématiciens ont proposé et étudié des techniques d'optimisation des systèmes multivariables. Ces techniques peuvent être classées en trois catégories [OSH2004] :

1. Méthodes bidirectionnelles

Ces techniques réalisent, pour chaque itération, une ou plusieurs transformations, en utilisant les propagateurs directs et inverses et projettent les résultats sur plusieurs contraintes, définies par le type d'application, la technologie de fabrication, les contraintes d'opérations, etc. Il s'agit des Algorithmes de Transformation Itératif de Fourier (IFTA en anglais) parmi lesquels on retrouve ceux basés sur Gerchberg-Saxton [GER1972], l'algorithme dit Ping-Pong [DOR1994] et Yang-Gu [YAN1994].

2. Méthodes unidirectionnelles avec contraintes

Ces algorithmes modifient la valeur d'un pixel du CGH à chaque itération et analysent l'effet produit sur la reconstruction. Il s'agit des algorithmes connus sous les noms de Direct Binary Search [SEL1987], Recuit Simulé [YOS1994] ou Iterative Discrete On-Axis [STA1992].

3. Méthodes unidirectionnelles avec contraintes stochastiques

La troisième grande classe d'algorithmes est basée sur les programmes « évolutionnaires », s'inspirant de la théorie de l'évolution, dont le principe a été proposé dans [MAH1991], définissant ainsi les algorithmes génétiques, inspirés par les phénomènes biochimiques. En partant d'une large population de N échantillons possibles initiales pour la conception de l'élément diffractif visé, les meilleurs éléments sont sélectionnés au regard de la fonction de coût précédemment définie. En faisant intervenir des mutations aléatoires dans les caractéristiques des échantillons et en sélectionnant les meilleurs éléments à chaque génération, on peut réussir, après plusieurs itérations, à s'approcher de l'élément idéal.

Les algorithmes utilisant une méthode bidirectionnelle relevant de la première catégorie sont idéaux pour résoudre des systèmes inversibles avec un grand nombre de variables. Les algorithmes relevant des deuxième et troisième catégories sont utilisés lorsque le système n'est pas inversible. Dans ce cas, la convergence vers un ou plusieurs optimums est rapide avec un algorithme issu de la deuxième catégorie tandis que pour un algorithme de la troisième catégorie, différentes solutions sont évaluées avant de converger vers un optimum. Tous ces algorithmes sont utilisés en pratique pour concevoir des éléments diffractifs. Le choix est déterminé par la complexité et la fonction de l'EOD. Pour pouvoir mettre en œuvre ces différents algorithmes, il faut être capable de calculer la figure de

diffraction produite par les EOD à optimiser. C'est le rôle qu'assurent les propagateurs, dont on présente le principe dans le paragraphe 1.2.2.

1.2.2. Modélisation à l'aide de propagateurs scalaires

a. Equation de propagation des ondes électromagnétiques

Pour calculer la figure de diffraction donnée par des structures diffractives, il faut disposer d'un modèle de propagation de la lumière. Il en existe plusieurs, suivant la distance de reconstruction à considérer, ou encore selon les approximations qui peuvent être faites. Nous présentons dans ce paragraphe le modèle le plus courant et le plus simple à mettre en œuvre : un propagateur onde plane de type scalaire dans un milieu homogène, linéaire et isotrope. La lumière est une onde électromagnétique vectorielle pour laquelle les champs électrique et magnétique sont perpendiculaires entre eux en tous points de l'espace et sont perpendiculaires à la direction de propagation de l'onde. A partir des équations de Maxwell, on peut montrer que le champ électromagnétique qui se propage dans le vide vérifie l'équation d'ondes :

$$\Delta \vec{\psi} - \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial^2 \vec{\psi}}{\partial t^2} = 0 \quad (I-1)$$

Où μ_0 représente la perméabilité magnétique du vide ($\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ H.m}^{-1}$), ε_0 est la permittivité diélectrique du vide ($\varepsilon_0 = 8.85 \cdot 10^{-12} \text{ F.m}^{-1}$), et $\vec{\psi}$ est un champ vectoriel qui vérifie l'équation (I-1) et qui représente le champ électrique \vec{E} ou le champ magnétique \vec{B} . L'expression (I-1) permet de définir la célérité de la lumière dans le vide à l'aide de la relation : $c = 1 / \sqrt{\mu_0 \varepsilon_0}$

De plus, le vecteur d'onde, défini par : $\vec{k} = 2\pi\nu / c \vec{e}_x$, permet de caractériser l'onde lumineuse, où \vec{e}_x est un vecteur unitaire dont la direction est donnée par la direction du front d'onde, et ν est la fréquence de l'onde.

b. Expression mathématique générale de la diffraction dans le cadre de l'approximation scalaire

Pour introduire le principe de l'approximation scalaire de la diffraction, nous considérons une onde arbitraire, notée $U(x,y,z,t)$ se propageant dans le sens des z positifs, dans un référentiel cartésien. La fonction $U(x,y,z,t)$ exprimée en notation complexe vérifie l'équation générale des ondes (I-1) :

$$U(x, y, z, t) = A_M(x, y, z) e^{-j\phi(x,y,z)} \cdot e^{j\omega t} \quad (I-2)$$

$\phi(x,y,z)$ représentant la fonction de phase de l'onde, $\omega = 2\pi\nu_0$ la pulsation et ν_0 la fréquence de l'onde monochromatique. L'amplitude du champ vectoriel $A_M(x,y,z)$ peut être exprimée à l'aide d'une série de Fourier de coefficients $A_F(u,v,z)$. Ainsi, la fonction d'onde peut être représentée comme une intégrale d'ondes planes monochromatiques :

$$A_F(u, v, z) = \iint_{-\infty}^{\infty} A_M(x, y, z) e^{-2\pi j(ux+vy)} dx dy \quad (I-3)$$

En remplaçant l'expression complexe de la fonction d'onde (I-2) dans l'équation de propagation (I-1), on obtient la relation suivante :

$$\frac{\partial^2 A_F}{\partial z^2}(u, v, z) + (1 - \lambda^2 u^2 - \lambda^2 v^2). A_F(u, v, z) = 0 \quad (I-4)$$

Cette équation admet une solution évidente de la forme (I-5) :

$$A_F(u, v, z) = A_F(u, v, 0) e^{ikz\sqrt{1-\lambda^2 u^2 - \lambda^2 v^2}} \quad (I-5)$$

Ainsi, l'effet de la propagation suivant l'axe z est entièrement décrit par le facteur de phase $e^{ikz\sqrt{1-\lambda^2 u^2 - \lambda^2 v^2}}$. Par conséquent, une onde électromagnétique quelconque peut être décomposée en une somme d'ondes planes dont les composantes sont :

$$\left\{ \begin{array}{c} u \\ v \\ \sqrt{1 - u^2 - v^2} \end{array} \right. \quad (I-6)$$

Où u et v ont été choisis comme étant les cosinus directeurs du vecteur d'onde \vec{k} . Ceci est valable lorsque le terme $1 - u^2 - v^2$ est positif. Dans le cas où ce terme est négatif, l'onde est alors évanescence.

Nous venons de montrer que si on connaît le champ à la distance z_0 , il est possible de déterminer l'évolution de ce même champ à une distance quelconque $z + z_0$. Le champ diffracté par une ouverture ou un relief peut alors être évalué en calculant la propagation des ondes planes qui le constituent en utilisant la relation (I-4). Cette méthode de calcul est valable si le milieu où se produit la diffraction est linéaire, homogène et isotrope et si les dimensions de l'ouverture sur laquelle s'effectue la diffraction sont relativement grandes par rapport à la longueur d'onde incidente.

Pour modéliser le comportement d'un composant diffractif « classique », il est nécessaire de disposer d'un modèle de diffraction des ondes électromagnétiques. Le théorème intégral d'Helmholtz-Kirchhoff est en général le principe de base du calcul du champ diffracté par une surface [TUR1997]. A partir de ce théorème ainsi que du théorème d'Ostrogradski, qui permet de relier la divergence d'un champ vectoriel à la valeur de l'intégrale de surface du flux diffracté, il est possible de calculer la distribution du front d'onde diffracté à une distance quelconque. Ainsi, si on sépare le problème de diffraction d'un composant diffractif en éléments de Fresnel (reconstruction en champ proche) et éléments de Fourier (reconstruction en champ lointain), on peut montrer que le champ diffracté peut être donné par les expressions suivantes, dans le cadre de l'approximation paraxiale :

$$U(P_0) = \frac{e^{jkz}}{jz\lambda} e^{\frac{jk}{2z}(x^2+y^2)}. \iint_S \left[U(P). e^{\frac{jk}{2z}(u^2+v^2)} \right] e^{\frac{-jk}{2z}(xu+yv)} du. dv \quad (I-7)$$

dans le cas d'un élément de Fresnel

$$U(P_0) = \frac{e^{jkz}}{jz\lambda}. \iint_S U(P). e^{\frac{-jk}{2z}(xu+yv)} du. dv \quad (I-8)$$

dans le cas d'un élément de Fourier

Où P_0 est le point où est évalué le champ diffracté, S la surface à partir de laquelle se fait la diffraction. On voit ainsi que la perturbation optique à une distance $z = z_0$ est simplement la

transformée de Fourier du front d'onde $U(P)$ avec un facteur de phase quadratique, dans le cas d'un élément de Fresnel. En introduisant la transmittance T d'un élément diffractif définie par :

$$T(\lambda, x, y) = e^{i\varphi(\lambda, x, y)} \quad (I-9)$$

Où φ est le retard de phase introduit par l'élément diffractif. On remarque à partir de la relation (I-9) que pour un élément de Fourier, le champ diffracté est directement déterminé par la transformée de Fourier de la fonction de transmittance complexe de l'ouverture diffractante pour un éclairage par une onde plane. On peut donc facilement calculer le champ diffracté par une structure en connaissant la fonction de transmittance complexe de celle-ci et en faisant une approximation scalaire du champ électromagnétique. Ce type de modélisation de la propagation peut donc être incorporé dans la procédure de conception décrite précédemment. Il est possible d'optimiser numériquement la figure de diffraction produite par une optique diffractive en optimisant la fonction de phase de l'élément lors des différentes itérations de la procédure en utilisant un propagateur de type scalaire qui s'apparentera à une transformée de Fourier. C'est pour cette raison que l'on nomme également la théorie scalaire optique de Fourier.

c. Evaluation de l'efficacité de diffraction d'un élément diffractant périodique scalaire

Pour une structuration périodique de la surface d'un EOD, la fonction de phase est une fonction périodique. Dans ce cas, la fonction de transmittance T l'est également. Celle-ci peut donc être décomposée en série de Fourier et on peut montrer que le champ diffracté, lorsqu'une onde traverse ou est réfléchi par une telle surface, se décompose en plusieurs ordres de diffraction. Dans le cas d'une onde plane, le front d'onde peut être décomposé en une série d'ondes diffractées dont les amplitudes sont pondérées par les coefficients de la transformée de Fourier. Un critère d'évaluation consiste à calculer l'efficacité de diffraction de chacun de ces ordres, c'est à dire la quantité d'énergie électromagnétique incidente qui se retrouve effectivement dans ces différents ordres. Ce calcul est opéré en élevant au carré le module des différents coefficients de Fourier.

Deux paramètres influencent l'efficacité de diffraction : la forme du profil de la modulation de surface, et la longueur d'onde. Dans le cas des EOD numériques, le profil est obtenu par M usinages successifs introduisant chacun N niveaux de phase (avec la relation $N = 2^M$, que nous montrerons dans le paragraphe 1.4.). Par exemple, pour illustrer ce calcul, considérons le cas d'un réseau fonctionnant en transmission dont la modulation de relief a été quantifiée en N niveaux de phase, et a été calculée pour une longueur d'onde λ_0 donnée. On peut montrer dans ce cas que la différence de hauteur séparant les différentes étapes de gravure du profil du réseau est donnée par la relation :

$$h_N(\lambda_0) = \frac{\lambda_0}{(n-1)N} \quad (I-10)$$

Où n est l'indice de réfraction du matériau et N le nombre de niveaux de phase. La Figure 3 donne une représentation de différents profils de réseaux périodiques, en fonction du degré de quantification de la fonction de phase et la valeur théorique du rendement de diffraction calculé à partir de la relation (I-11) ci-dessous.

Le calcul de l'efficacité de diffraction d'un réseau dépend du degré d'échantillonnage de son profil. Ainsi, pour un réseau en échellette (ou réseau blazé, qui correspond à une modulation en dent de scie du relief de sa surface), la hauteur totale du niveau de gravure qui permet d'obtenir un déphasage maximum de 2π pour une onde incidente traversant la structure est $\lambda_0 / (n-1)$. Si λ est la longueur d'onde de travail, l'efficacité de diffraction de l'ordre p , $\eta_p^N(\lambda)$ est donnée par la formule suivante [KRE2009] :

$$\eta_p^N(\lambda) = \left[\frac{\sin\left(\pi\left(\frac{p}{N} \frac{\lambda_0}{\lambda}\right)\right)}{\pi\left(\frac{p}{N} \frac{\lambda_0}{\lambda}\right)} \right]^2 \quad (I-11)$$

L'analyse de la formule précédente montre que plus le nombre de niveaux de phase est important, plus l'efficacité de diffraction dans l'ordre -1 est grande [KRE2009]. En Figure 2, nous avons représenté l'efficacité de diffraction de l'ordre -1 entre 400 et 800 nm pour différents nombres de niveaux de phase, calculée en utilisant la relation (I-11) pour un composant diffractif dont la fonction de phase a été optimisée pour une longueur d'onde de 632.8 nm (laser He-Ne). L'échelle utilisée pour représenter le nombre de niveaux de phase est logarithmique pour pouvoir illustrer la rapide augmentation de l'efficacité de diffraction pour des nombres de niveaux de phase relativement faibles. On remarque que l'efficacité de diffraction du composant diffractif est maximale pour une seule longueur d'onde. Par exemple, pour ce type de composant, l'efficacité de diffraction ne dépasse pas 70% pour une illumination à 450 nm, même pour un grand nombre de niveaux de phase (32). Pour augmenter l'efficacité de diffraction pour une longueur d'onde particulière, on cherche donc généralement à augmenter le nombre de niveaux de phase de l'élément. Néanmoins, comme nous le montrerons en partie (1.4), consacrée à la fabrication, il est difficile à l'heure actuelle de réaliser une optique diffractive fonctionnelle avec une fonction de phase continue et donc une efficacité de 100%. D'un point de vue pratique, l'efficacité de diffraction a une valeur d'environ 90% dans le meilleur des cas. L'ensemble de cette analyse s'appuie sur le modèle de propagation scalaire de la lumière. Puisque ce modèle scalaire de propagation n'est valable que sous certaines conditions, nous étudierons dans le paragraphe suivant les limites pratiques de son utilisation.

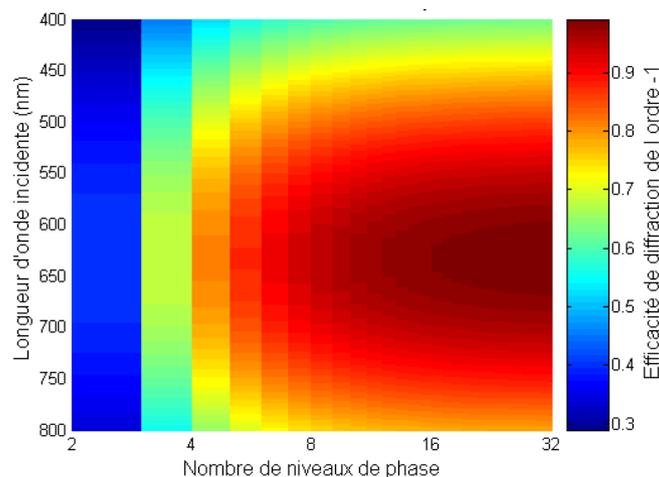


Figure 2. Cartographie de l'efficacité de diffraction dans l'ordre -1 d'un réseau en fonction du nombre de niveaux de phase, entre 400 et 800 nm.

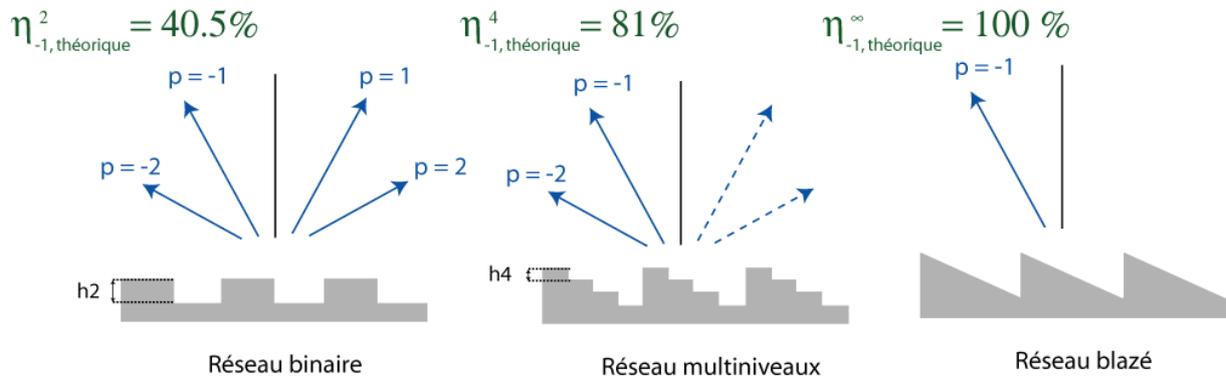


Figure 3. Différents types de profil de réseaux : a) binaire, b) multi-niveaux et c) blazé à modulation de relief.

d. Discussion du domaine de validité du modèle scalaire

La théorie scalaire de la propagation de la lumière permet de modéliser simplement la propagation de la lumière diffractée par une optique diffractive. Cependant, son application est limitée à certains types de composants. Gremaux *et al.* [GRE1993] et Pommet *et al.* [POM1994] ont proposé une étude spécifique du domaine de validité de cette approximation en comparant les résultats obtenus par des calculs dans le domaine de Fourier avec ceux qui seraient obtenus par une résolution numérique rigoureuse des équations de Maxwell pour des structures périodiques en une dimension en utilisant principalement la méthode d'Analyse Rigoureuse par Ondes Couplées (RCWA pour Rigorous Coupled Wave Analysis). Glytsis *et al.* [GLY2002] ont également proposé ce type d'étude pour évaluer la limite de validité de la théorie scalaire pour des structures périodiques en deux dimensions, en considérant des cas génériques (pieux rectangulaires et elliptiques) ainsi qu'une cellule multi-niveaux arbitraire, simulant un élément diffractif. Dans ces études, les auteurs ont montré que l'erreur relative introduite par la théorie scalaire augmente avec l'indice de réfraction, la profondeur, le nombre de niveaux de phase, l'asymétrie du réseau ou l'angle d'incidence, et que l'erreur relative augmente également lorsque la taille minimale des structures (ou le rapport période du réseau sur longueur d'onde) diminue. Ainsi, quantitativement, les erreurs engendrées par l'approximation scalaire deviennent significatives lorsque la dimension latérale des structures est inférieure à une dizaine de longueurs d'onde de la lumière incidente.

Dans les cas où la modélisation scalaire n'est plus valable, il devient nécessaire de considérer le caractère vectoriel du champ électromagnétique. La modélisation est alors plus complexe puisqu'il s'agit de résoudre rigoureusement les équations de Maxwell. Nous y reviendrons plus en détail dans le chapitre 2 portant sur la modélisation des éléments diffractifs présentant des structures sub-longueur d'onde. Les éléments diffractifs dits « classiques » sont donc des éléments pour lesquels une modélisation scalaire par l'optique de Fourier est satisfaisante. Pour une utilisation dans le visible et en transmission, on pourra donc considérer que cette approximation est satisfaisante puisque la taille minimale des structures rencontrées par la lumière sera toujours supérieure à une dizaine de micromètres.

1.3. Calcul des lentilles de Fresnel

Afin d'illustrer la différence entre les régimes de réfraction et de diffraction, ainsi que les différentes méthodes de codage de la phase de l'élément, nous allons prendre l'exemple des lentilles de Fresnel, inventées par le scientifique français du même nom en 1822. A l'origine, elles furent réalisées pour équiper les phares de signalisation marine en permettant une bonne concentration lumineuse qu'il était très difficile d'obtenir avec une lentille réfractive classique, beaucoup plus volumineuse. On peut les distinguer en fonction de leur régime de fonctionnement comme ceci sera expliqué dans le paragraphe suivant. Leur présentation est importante pour notre étude car, outre leur application classique de collimation des faisceaux, elles ont servi d'éléments de simulation de base pour le calcul des premières lentilles diffractives à structures sub-longueur d'onde qui seront présentées dans le chapitre II.

1.3.1. Régime de fonctionnement des lentilles de Fresnel

Une lentille de Fresnel est un élément optique qui a la même fonction optique qu'une lentille réfractive classique, mais pour un poids et un volume moindre. Une telle lentille de Fresnel est constituée de sections annulaires concentriques, appelées zones de Fresnel, repérées par l'indice j , obtenues simplement en découpant le profil géométrique d'une lentille réfractive. Chacun des segments agit comme une facette transmissive ou réfléchive (on s'intéressera uniquement au cas transmissif dans la suite de ce paragraphe). Une onde incidente primaire caractérisée par un vecteur d'onde \vec{u}_0 est divisée en ondelettes secondaires \vec{u}_j . (cf. Figure 4) [ROS1995].

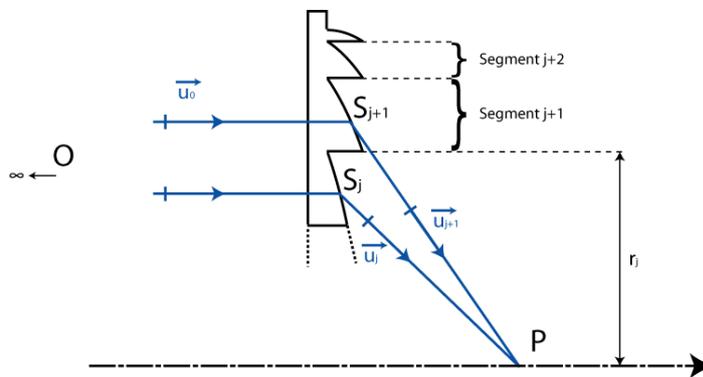


Figure 4. Principe de fonctionnement d'une lentille de Fresnel.

Pour calculer le profil d'une lentille de Fresnel, on commence par négliger les effets de la diffraction en recherchant le profil de la surface optimale en utilisant uniquement l'optique géométrique. Le chemin optique W_j de tous les rayons issus du segment j sur chacun des segments définis doit être constant. De plus, en considérant la nature ondulatoire de l'onde et pour profiter des effets d'interférences des différentes ondelettes issues de chacun des segments, il est nécessaire d'établir une relation de contrôle de la phase. Cette condition est réalisée pour que la différence de chemin optique entre deux rayons issus de deux segments consécutifs ΔW_j soit un multiple de la longueur d'onde :

$$\Delta W_j = W(\overline{OS_{j+1}P}) - W(\overline{OS_jP}) = M_j \lambda \quad (I-12)$$

Où λ est la longueur d'onde incidente dans l'air. Ainsi, la hauteur et la taille latérale des segments, sont directement liés à la valeur du nombre M_j choisi. Ainsi, à partir d'une simple lentille sphérique dont on peut exprimer la fonction de phase de manière analytique, on peut obtenir le profil analytique de phase de la lentille de Fresnel associée :

$$\phi(r, \lambda) = \alpha 2\pi \left(M_j k - \frac{\sqrt{r^2 + f^2} - f}{\lambda_0} \right), \text{ pour } r_k \leq r \leq r_{k+1} \quad (I-13)$$

Avec les transitions situées aux r_k déterminés par la relation :

$$r_k = \sqrt{2k\lambda f M_j - (k\lambda M_j)^2} \quad (I-14)$$

D'un point de vue pratique, cela revient à « découper » le profil réfractif d'une lentille en différentes zones correspondant à un déphasage de $M_j \times 2\pi$. La Figure 5 présente schématiquement différentes possibilités pour implémenter une lentille convergente de Fresnel réfractive ou diffractive. Les différents éléments, pour lesquels les profils sont calculés par la méthode décrite précédemment, peuvent se comporter suivant différents régimes : le cas purement réfractif, où M_j est suffisamment grand pour ne définir qu'une seule zone de Fresnel ($M_j > 8$ pour l'exemple ci-dessus), et le cas purement diffractif, pour lequel $M_j = 1$, qui permet d'obtenir un déphasage de 2π entre deux structures consécutives. Entre ces deux cas extrêmes, le régime de fonctionnement dépend de la taille minimale des structures. Le paragraphe suivant traite le cas de lentilles de Fresnel purement diffractives pour lesquelles les structures ont des dimensions latérales inférieures à 100 fois la longueur d'onde incidente.

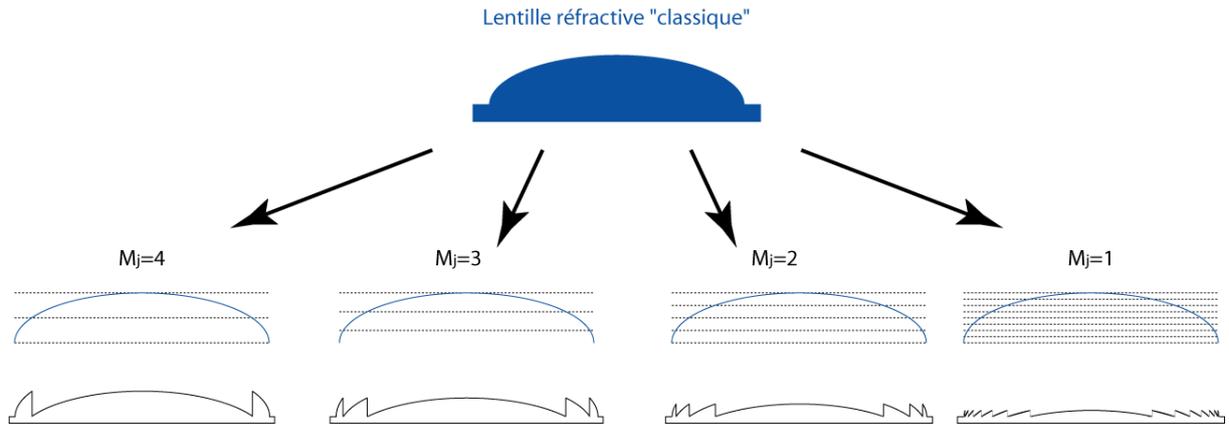


Figure 5. Illustration des différents types de lentilles de Fresnel.

1.3.2. Implémentation des lentilles de Fresnel diffractives

Le profil idéal d'une lentille de Fresnel diffractive, exprimé au paragraphe précédent, permet d'obtenir une efficacité de diffraction théorique proche de 100% (sans tenir compte de l'effet d'« ombrage » sur lequel on reviendra au paragraphe 2.3.2.2.). Il s'agit d'une lentille diffractive à modulation de relief analogique, pour laquelle le profil est, « par morceau », celui de la lentille réfractive classique idéale. Une des méthodes pour réaliser ce type d'élément est la lithographie à

niveaux de gris. Un codage légèrement différent de ce même type d'élément consiste à utiliser une modulation de l'indice plutôt qu'une modulation de relief. Cette approche permet également une efficacité de diffraction proche de 100%. Ce type d'élément a notamment été utilisé pour une utilisation en sortie de guide d'onde [SUH1982] et peut être fabriqué par lithographie électronique en modifiant localement les propriétés de l'indice de réfraction du matériau exposé.

Ces deux types de composants ne sont pas faciles à réaliser. Il peut parfois être intéressant de faire une discrétisation du profil idéal pour en faciliter la réalisation. La contrepartie de cette approximation est la diminution de l'efficacité de diffraction théorique. On peut en effet, dans un premier temps approximer la pente analogique des différents segments par des segments linéaires. On obtient ainsi un profil en « dents de scie » qu'il est plus facile de réaliser par tournage diamant par exemple [KRE2009]. Néanmoins, ce type d'élément ne permet d'obtenir au maximum qu'environ 90% d'efficacité de diffraction théorique.

Une autre possibilité pour simplifier le profil de phase est de quantifier la modulation de relief. Une première approximation peut être une binarisation du profil, qui peut être réalisée soit à l'aide de zones alternativement sombres et transparentes (profil d'amplitude), soit en utilisant deux niveaux de phase (profil binaire). Le premier type de codage ne permet pas d'obtenir des efficacités de diffraction élevées étant donné qu'une grande partie du rayonnement incident se trouve arrêtée par les zones sombres. Pour le deuxième type de codage, on peut montrer que l'efficacité de diffraction pour un profil binaire idéal est limitée à 40.5% seulement. Ce type d'élément peut être fabriqué par des techniques de lithographie conventionnelle, développées pour la production de masse.

Avec le même état d'esprit, il est également possible de quantifier la phase idéale du composant diffractif sur un nombre plus élevé de niveaux. On parle alors d'éléments diffractifs multi-niveaux qui peuvent être fabriqués en utilisant plusieurs étapes de masquage optique par lithographie, comme on l'a vu au paragraphe 1.4.1. Plus le nombre de niveaux de phase pour coder la fonction de phase est important, plus la fonction de phase quantifiée se rapprochera de la fonction de phase idéale de la lentille blazée. On est cependant limité en pratique en raison de la nécessité de disposer d'un dispositif d'alignement de masques optiques de plus en plus précis à mesure que l'on augmente le nombre des niveaux, avec un seul niveau de gravure.

Enfin, on peut également procéder à un codage de la « phase idéale » par utilisation de réseaux à structures sub-longueur d'onde, ou réseaux d'ordre zéro. Nous y reviendrons de manière plus détaillée en partie 2, consacrée aux éléments diffractifs à structures sub-longueur d'onde. Ceux-ci peuvent se révéler particulièrement intéressants, puisqu'ils peuvent permettre d'obtenir des efficacités de diffraction théoriques proches de 100%.

Le Tableau 3 présente ces différents types d'éléments diffractifs qui peuvent être réalisés à partir du profil idéal.

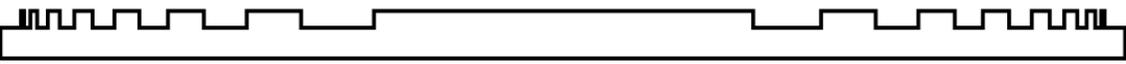
Type de profil	Exemple de profil théorique	Exemple de technologie de fabrication	Efficacité maximale de diffraction	
			théorique	pratique
Blazé		Tournage diamant, lithographie à niveaux de gris	100%	90%
Modulation d'indice			100%	90%
Dent de scie		Tournage diamant	90%	85%
Amplitude		Lithographie	~10%	~8%
Binaire		Lithographie	40.5%	35%
Quatenaire		Lithographie (2 étapes)	81%	70%
Sub-longueur d'onde		Nano-lithographie	100%	90%

Tableau 3. Comparaison entre les efficacités de diffraction théoriques et pratiques de différents types d'éléments diffractifs en fonction des technologies de fabrication.

1.4. Illustration des erreurs de micro-fabrication des éléments optiques diffractifs

1.4.1. Principe du procédé d'élaboration par micro-lithographie

Les caractéristiques de l'élément diffractif calculées, il est nécessaire de passer à l'étape de réalisation pour disposer physiquement de l'élément. Ce paragraphe propose de présenter sommairement le procédé de fabrication par lithographie issu de la technologie microélectronique, généralement mis en œuvre pour élaborer des EOD scalaires. L'intérêt de cette présentation sera de mettre en évidence les limites et les contraintes associées à l'emploi de cette technique pour ce type d'application.

Le chapitre III portera spécifiquement sur la présentation des méthodes compatibles pour la fabrication des éléments diffractifs à structuration sub-longueur d'onde qui sont principalement des méthodes d'écriture directe, pour lesquelles un faisceau d'électrons est utilisé pour insoler une surface photosensible.

Le développement rapide et récent des optiques diffractives numériques dans l'industrie a été rendu possible grâce au développement des micro-technologies qui ont initialement été élaborées pour d'autres applications, comme par exemple la réalisation de circuits intégrés. La lithographie dédiée à l'optique diffractive regroupe en fait plusieurs méthodes de fabrication, comme la lithographie binaire et multi-niveaux, la lithographie à écriture directe, ou encore la lithographie à niveaux de gris.

Nous présentons ici la fabrication par lithographie à plusieurs niveaux de phase, permettant de réaliser une optique diffractive dont le profil a été quantifié en plusieurs niveaux de relief relatif identique (chaque niveau ayant une hauteur identique). L'effort de conception a porté sur le calcul et la mise au format de la disposition des motifs constituant l'EOD et traduite en photomasque afin de pouvoir réaliser les masques. Nous reviendrons sur ce point dans le chapitre portant sur la fabrication des éléments diffractifs sub-longueur d'onde. Pour graver les microstructures, on utilise un substrat tel que le quartz ou la silice dont la surface est optiquement lisse sur lequel on dépose un film mince de résine photosensible par « spin-coating ». Cette résine est ensuite insolée de manière à produire les structures désirée à l'aide d'un photomasque. Il existe deux catégories de résines : les résines positives, pour lesquelles le rayonnement incident ultraviolet produit une transformation chimique des molécules, entraînant une solubilité accrue des zones exposées dans le révélateur, et les résines négatives, pour lesquelles le rayonnement incident entraîne une polymérisation des zones exposées, conférant ainsi à ces zones une tenue particulière lors de l'étape de révélation alors que les parties non insolées disparaissent sélectivement sous l'action d'un révélateur. En micro-technologie, les résines positives sont les mieux résolues par les aligneurs de masque. Lorsqu'elles sont inversibles, elles permettent de produire des ouvertures de forme particulière permettant d'obtenir une meilleure définition pour des applications de dépôts de couches minces (méthode « lift-off »). La conception des éléments représentés sur le photo-masque est réalisée en utilisant un logiciel de CAO (ex. Cadence, Layout Editor) dans un format informatique vectoriel (ex. GDSII, SVG). Le photomasque est ensuite élaboré en chrome sur verre avec un générateur de masque. Sa fabrication repose sur un procédé photolithographique basé sur l'utilisation d'un laser et parfois d'un faisceau d'électron, pour insoler une résine photosensible lorsqu'une résolution spatiale ultime est souhaitée.

Le procédé comprend plusieurs étapes qui sont représentées sur le schéma en Figure 6. La première étape (non représentée) consiste à déposer un film de résine avec une épaisseur calibrée par induction centrifuge (« spin-coating » en anglais) sur le substrat « optiquement lisse ». Le film de résine subit ensuite un recuit dont la durée dépend de différents paramètres (épaisseur, viscosité) dans le but de durcir la résine. Le photomasque est ensuite disposé sur le substrat en utilisant un aligneur de masque qui permet de faire le contact entre le film de résine et le masque pour améliorer la résolution. La résine est ensuite insolée, puis développée dans une base chimique pour éliminer les parties qui ont été, ou non, exposées suivant la nature positive ou négative de la résine utilisée. La gravure sèche ou humide suivant la nature du matériau à graver permet ensuite, de transférer les motifs de la résine dans le substrat. Elle consiste généralement en une attaque chimique anisotrope (ex : gravure ionique réactive du quartz ou du verre). Une étape élémentaire permet de disposer d'un substrat structuré en 2 niveaux de relief. Pour obtenir un élément présentant 2^N niveaux de phase, il sera nécessaire de réitérer N fois cette procédure (dépôt de résine, exposition à travers un nouveau photo-masque, révélation et attaque chimique). La Figure 6 présente le principe de ce procédé de fabrication d'un EOD scalaire à 3 étapes de gravure permettant d'obtenir 8 niveaux de phase.

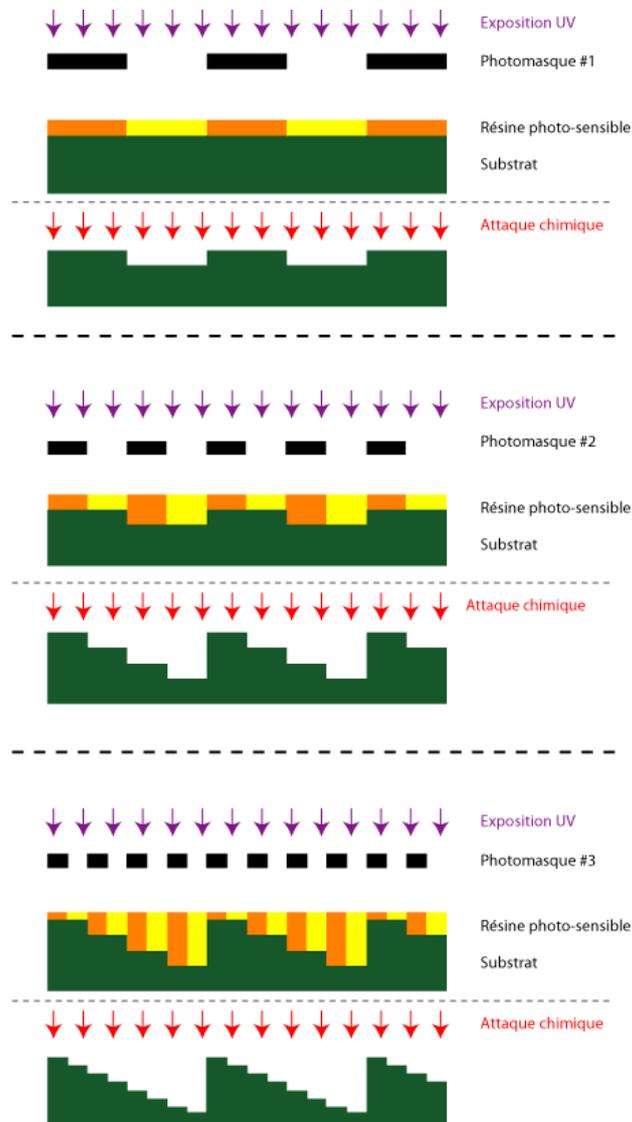


Figure 6. Principe de fabrication d'un élément diffractif à plusieurs niveaux de phase par lithographie.

La succession des N étapes de gravure produit des erreurs de fabrication au niveau du composant diffractif. Le paragraphe suivant présente ces différents types d'erreurs. Lors de la fabrication par micro-lithographie, plusieurs types d'erreurs systématiques peuvent apparaître. Sinzinger propose dans [SIN2003] un classement des différents types de problèmes susceptibles d'être rencontrés lors de la fabrication d'un élément diffractif à plusieurs niveaux de phase. La Figure 7 présente les différentes erreurs qui peuvent être rencontrées lors de la fabrication d'un élément diffractif à plusieurs niveaux de phase. La fabrication d'éléments diffractifs multi-niveaux par microlithographie consiste en une succession d'étapes de fabrication, nécessitant chacune une phase d'alignement et une phase de gravure. Chacune de ces étapes est réalisée avec une certaine précision, et introduit donc des erreurs de fabrication, qui peuvent être classifiées selon différentes catégories :

- Erreurs d'alignement (7b) qui apparaissent lorsque les masques successifs sont légèrement décalés par rapport à leurs positions optimales. Ceci a pour conséquence de créer des structures additionnelles à l'élément de phase. Ces erreurs sont d'autant plus critiques que les structures sont de faibles dimensions. En effet, la taille critique des structures, si elle est de $\Delta_{min}/2$ pour un composant à 2 niveaux de gravure, passera à $\Delta_{min}/2^N$ pour un composant à 2^N niveaux de phase. On voit donc que lorsque l'on augmente le nombre de niveaux de phase, on augmente les risques potentiels d'erreurs de fabrication, et ainsi la génération de hautes fréquences dans le profil final obtenu. Pour un composant à N étapes de gravure, on est donc susceptible d'introduire $N-1$ problèmes d'alignement.
- Erreurs de gravure :
 - Erreurs de profondeur de gravure (7c) qui sont générées du fait d'une résolution de profondeur de gravure finie. Entre 2 niveaux de phase consécutifs, la profondeur doit être de : $\lambda/2^N(n-1)$, de manière à conférer une profondeur de gravure maximale de : $(2^N - 1)/2^N * \lambda/(n-1)$.
 - Sous (7e) ou sur (7d) gravures qui génèrent des changements des extensions ou des réductions latérales des structures du masque sur le substrat.
 - Anisotropie lors de la gravure (7f) qui génère des structures avec pentes à la place de profil rectangulaire.

Toutes ces erreurs de fabrication ont ainsi pour conséquence de modifier la fonction de phase obtenue, l'élément ainsi fabriqué ne permet d'obtenir qu'une efficacité de diffraction beaucoup plus faible que prévue. Ainsi, l'amélioration de la fonction de phase par un nombre de niveaux plus important est bien souvent amoindrie par des erreurs de fabrication impossible à supprimer.

Pour obtenir des éléments diffractifs présentant des efficacités de diffraction plus grandes, il est possible d'utiliser des moyens de fabrication moins conventionnels ou plus coûteux (en temps et en argent), ou encore utiliser des méthodes de conception différentes.

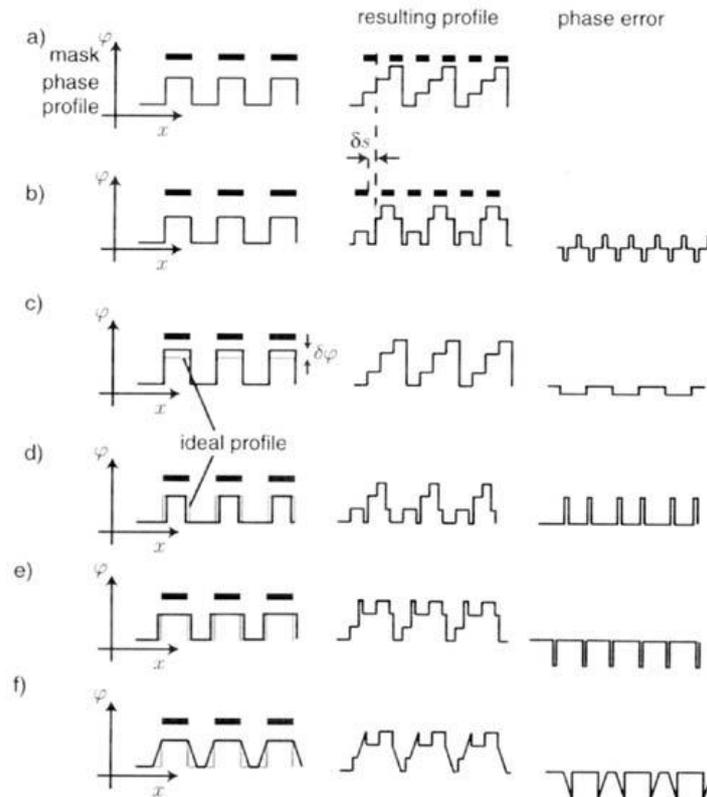


Figure 7. Effets des différentes erreurs possibles lors d'une fabrication d'un élément de phase à 4 niveaux par masquage successif : a) profil idéal, b) mauvais alignement des 2 masques, c) erreur de profondeur de gravure, d) sur-gravure, e) sous-gravure, f) anisotropie de gravure [SIN2003].

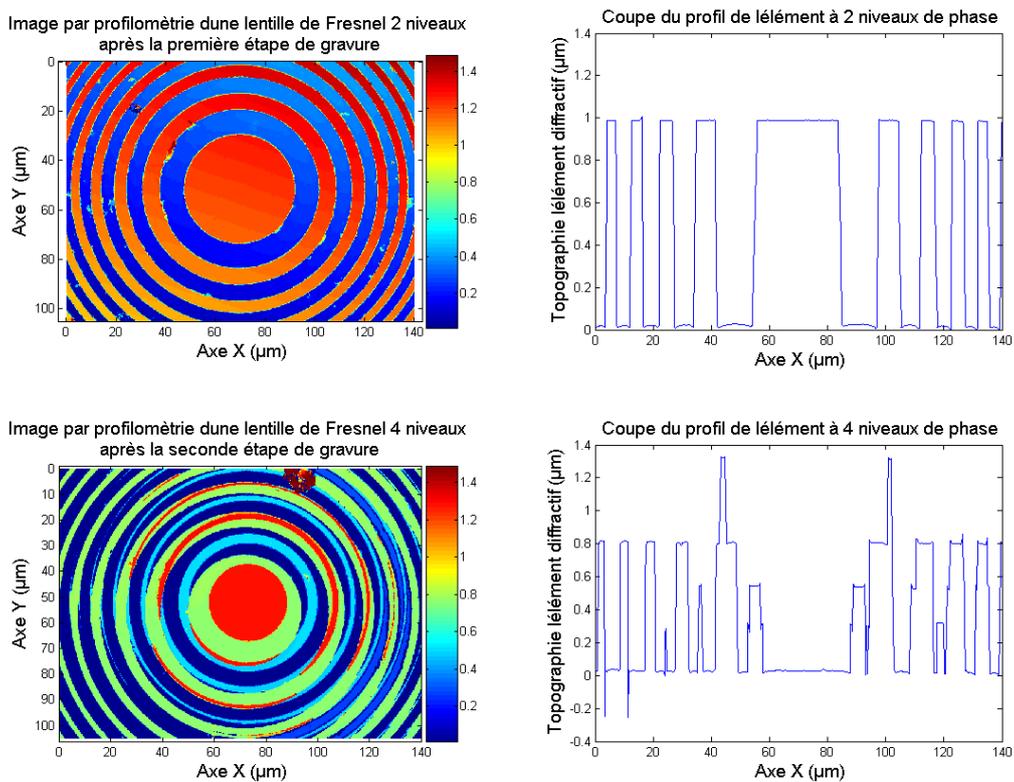
Pour illustrer l'effet d'une erreur d'alignement, nous traitons dans le paragraphe suivant l'exemple d'une réalisation du laboratoire concernant l'élaboration d'un MOEMS (Micro-Opto-Electro-Mechanical Systems) utilisant des composants diffractifs pour produire un éclairage structuré destiné à un automate de reconnaissance de forme en 3 dimensions.

1.4.2. Exemple d'erreur introduite par un défaut d'alignement du second masque

En 2007, le laboratoire des systèmes photoniques a obtenu un financement pour élaborer un MOEMS destiné à miniaturiser un projecteur de franges pour une application de reconnaissance de forme et de mensuration automatique [TWA2009] [TWA2010]. Le principe du MOEMS est présenté au paragraphe 1.6.1.

La Figure 10 présente le principe du dispositif constitué de deux réseaux d'EOD soigneusement alignés l'un par rapport à l'autre pour collimater (lentilles de Fresnel) et structurer (éléments de Fourier) la lumière émise par un réseau de laser à cavité verticale de type VCSEL. Les EOD ont été conçus par Patrice Twardowski en collaboration avec Bernard Kress. Ils ont été élaborés en utilisant la micro-technologie issue de la microélectronique adaptée pour ce type de fabrication. Pour illustrer les erreurs de fabrication, on présente en Figure 8 la topographie mesurée par profilométrie en lumière blanche (microscope interférométrique Zygo NewView 7200, présenté dans l'Annexe) du réseau de microlentilles de Fresnel à 4 niveaux de phase, fabriquées en suivant deux étapes successives de lithographie UV. Elle montre la lentille après la première étape de gravure. Celle de la

deuxième ligne illustre un défaut de fabrication de la lentille après le deuxième niveau de gravure. Dans ce cas, le photomasque avait été légèrement désaligné par erreur de quelques micromètres. Cette erreur, exagérée ici, est cependant quasi systématique puisque la précision d'alignement des aligneurs de masque standard est généralement de l'ordre du micromètre. Ainsi, c'est souvent le « hasard » qui permet d'éviter ce type de défaut. L'effet du mauvais alignement relatif des masques dégrade fortement le profil du relief de l'élément diffractif. Ici, l'écart du masque par rapport à sa position idéale génère des hautes fréquences dans le relief de la surface de l'élément avec pour conséquence de diminuer l'efficacité de diffraction de l'élément fabriqué. En pratique, il est très difficile d'obtenir des éléments diffractifs à plus de 16 niveaux de phase par cette méthode de fabrication sans qu'il n'y ait dégradation de l'efficacité de diffraction.



**Figure 8. Images et profils de lentilles à 2 et à 4 niveaux de phase :
Présentation du problème d'alignement des masques successifs.**

1.4.3. Méthodes de fabrication permettant de réduire les effets liés aux désalignements des masques

a. Adaptation du nombre de niveaux de gravure en fonction de la taille minimale du motif élémentaire

Dans le cas particulier des éléments de Fresnel précédents, lorsque le profil de la modulation a une largeur de quelques micromètres, compte tenu de la précision des aligneurs, il devient illusoire d'envisager de les discrétiser en de nombreux niveaux de gravure. Par exemple, pour les lentilles de Fresnel, les cercles concentriques, définissant les structures, sont plus resserrés sur les bords. Dans ce cas, il est possible d'adapter le nombre de niveaux de gravure à la valeur de l'écartement des cercles pour éviter d'introduire des effets de désalignement. Pour une lentille de Fresnel, cela revient à réduire le nombre de niveaux sur lesquels coder la phase de l'élément au fur et à mesure que les structures sont éloignées du centre de la lentille [TWA2010] [KRE2009]. La Figure 9 présente la topographie d'une lentille de Fresnel dont les niveaux de gravure ont été adaptés avec 4 niveaux au centre et seulement 2 sur les bords. Cette technique est efficace, même si elle n'élimine pas complètement le problème d'alignement. Il subsiste des erreurs d'alignement, notamment sur la partie centrale de la lentille. Enfin, cette technique est également efficace dans le cas d'éléments diffractifs analytiques constitués de structures en forme de franges, principalement pour les éléments dits de Fresnel.

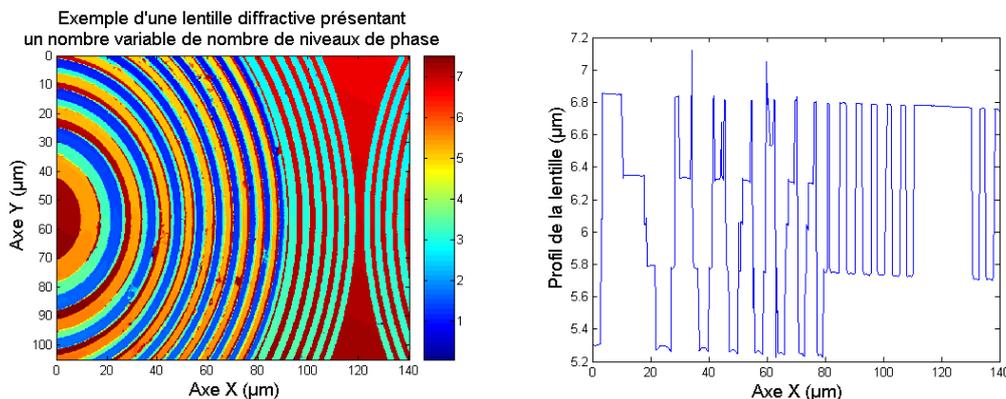


Figure 9. Topographie et profil d'une lentille diffractive présentant un nombre de niveaux de phase dépendant de la taille des structures.

b. Lithographie à masque unique à niveaux de gris

Une autre possibilité consiste à mettre en œuvre une méthode de lithographie à niveaux de gris. Dans ce cas, le masque utilisé en photolithographie est un masque binaire à modulation du nombre ou de la taille d'ouvertures. Ces ouvertures doivent présenter des dimensions caractéristiques suffisamment petites de manière à ce qu'une ouverture effective soit simulée par la succession d'un même motif [QUE2001]. Bien que cette technique soit relativement simple à mettre en œuvre pour obtenir des niveaux de gris, la résolution du masque doit être plus grande que celle de l'élément final conduisant à une taille de fichier de fabrication très importante. La taille du fichier de fabrication limite les dimensions de la surface de micro-usinage. La résolution du système de lithographie doit donc être intentionnellement réduite afin de produire une moyenne de ces ouvertures dans le

substrat final. Une autre méthode pour fabriquer un photomasque destiné à la lithographie à niveaux de gris consiste à réaliser une gravure directe en utilisant un faisceau d'électrons ou un laser modulable pour insoler localement le photomasque. L'inconvénient de cette méthode est le temps de fabrication du masque. Après développement, suivant le type de photo-masque utilisé (photo-masque inorganique Ge-Se, High Energy Beam Sensitive (HEBS) Glass ou encore basé sur le carbone), la modulation du dosage incident de la source sera traduit dans celui-ci par une modulation en terme de niveau de gris. L'étape classique de photolithographie permet ensuite de transférer ce motif dans le substrat désiré. Cette méthode est particulièrement avantageuse en terme d'efficacité de diffraction des éléments produits (~90%), son coût étant son principal inconvénient [KRE2009].

1.5. Procédés de répllication des éléments optiques diffractifs scalaires

La répllication à moindre coût des éléments diffractifs est une des raisons de leurs applications industrielles croissantes. Il existe différentes techniques de répllication, mais toutes nécessitent la fabrication d'un élément-maître destiné à être répliqué. L'essentiel du coût de fabrication concerne la réalisation de l'élément maître généralement produit en utilisant un procédé de la technologie microélectronique. L'élément maître disponible, la production en masse de réplique en plastique, ou en polymère par exemple, est très bon marché. Ce paragraphe liste quelques techniques identifiées pour répliquer les optiques diffractives qui sont l'embossage à chaud, l'embossage par roulage, le moulage UV ou encore le moulage par injection [GALE1997] [HER1997]. Le principe consiste toujours à répliquer le motif existant de l'élément maître dans un matériau qui constituera la réplique. Ces techniques feront l'objet d'un paragraphe dans le chapitre consacré à la fabrication. Historiquement, le traitement LIGA (acronyme allemand de Lithografie Galvanoformung Abformung, pour lithographie + électroformage + moulage) a été la première technique de répllication mise au point. Elle consiste à réaliser un moule par électrodéposition de nickel sur un élément de référence. Le moule de nickel permet ensuite de transférer les motifs par embossage à chaud d'un polymère (le plastique épouse le moule et est solidifié par contrôle de la température), par embossage par roulage (le moule est enroulé sur un cylindre qui, par rotation, entraîne la pellicule sur laquelle sera répliqué le moule), par moulage UV (le polymère initialement liquide prend la forme du moule à son contact, et devient solide sous l'action d'une illumination UV). Parmi ces techniques, certaines sont utilisables pour répliquer les éléments diffractifs à structures sub-longueur d'onde. Les procédés de nano-répllication feront l'objet d'une étude détaillée au chapitre III consacré aux procédés d'élaboration de ce type de composant. En effet, ils constituent une perspective importante pour le déploiement industriel des optiques diffractives sub-longueur d'onde qui font l'objet du travail de thèse.

1.6. Exemples d'applications des éléments diffractifs scalaires

Pour conclure cette première partie et afin d'appréhender l'intérêt des optiques diffractives, on présente dans ce paragraphe deux applications : une première développée au laboratoire, dont l'intérêt est de projeter une lumière structurée dans le but d'un relevé tridimensionnel d'objets, et la seconde présente une utilisation industrielle des composants diffractifs utilisés dans certains objectifs d'appareils photographiques.

1.6.1. Restitution d'une figure de diffraction pour la reconstruction 3D

Les éléments diffractifs peuvent être utilisés pour projeter un motif particulier pour une application d'analyse par imagerie par exemple. Nous présentons ici un projet du laboratoire pour lequel nous avons contribué à la mise en œuvre technique qui a concerné la réalisation d'un prototype permettant la projection de lumière structurée à 850 nm à l'aide de composants diffractifs pour une application de reconstruction tridimensionnelle d'objets [TWA2010]. Les motifs à projeter étaient ainsi des motifs successifs de franges déphasés les uns par rapport aux autres. Les sources utilisées, des barrettes de VCSEL, émettant des ondes sphériques, une première rangée de lentilles diffractives de Fresnel, toutes identiques, permet de collimater la lumière émise. Une seconde rangée d'éléments diffractifs de Fourier, permet de générer le profil de franges projeté. Ainsi, en allumant successivement les différents VCSEL, il est possible de superposer sur l'objet cible les différents motifs les uns après les autres. La séquence est enregistrée par une caméra et il est possible, après traitement algorithmique approprié, de calculer la topographie de surface de l'objet cible. La Figure 10 présente une photographie du prototype ainsi que le principe de fonctionnement de la projection de franges à l'aide des éléments diffractifs :

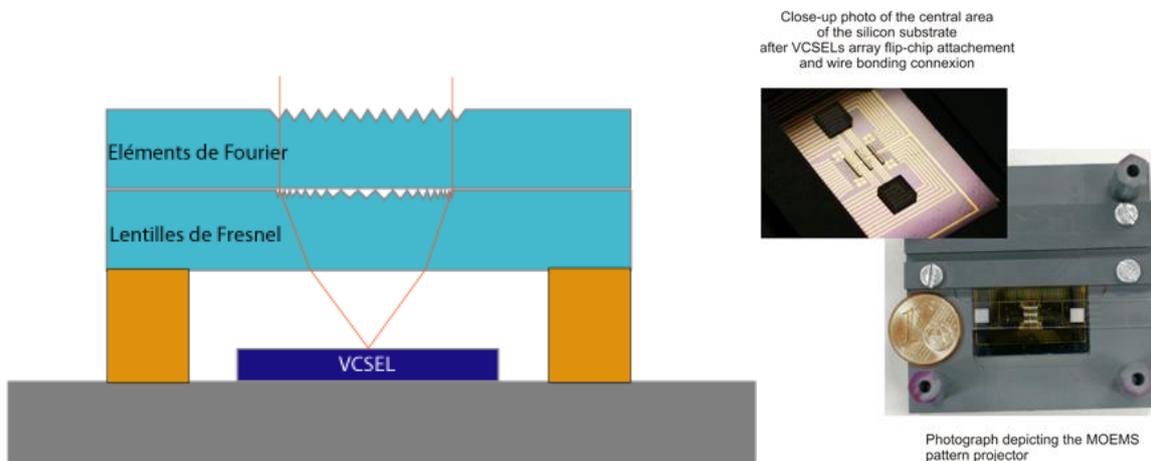


Figure 10. Schéma de principe du fonctionnement d'un micro-projecteur de franges et photographie du prototype réalisé au LSP.

1.6.2. Correction des aberrations chromatiques d'un objectif

Les éléments diffractifs blazés ne peuvent en général être efficaces à 100% qu'à une seule longueur d'onde λ_0 . Lorsque ceux-ci sont éclairés avec une longueur d'onde λ différente de λ_0 , l'efficacité de diffraction chute. Goodman a montré [GOO2005] que pour une lentille diffractive optimisée pour la longueur d'onde λ_0 éclairée par une longueur d'onde λ différente, les ordres secondaires deviennent non négligeables, chacun des ordres secondaires joue un rôle comparable à une succession de lentilles convergentes et divergentes, avec pour conséquence de diminuer les propriétés imageantes des lentilles diffractives en lumière polychromatique. Pour palier ce problème, les ingénieurs de Canon ont combiné plusieurs matériaux pour améliorer les performances d'un objectif photographique pour le grand public. En effet, la fonction de phase d'un élément diffractif conçu à λ_0 dans un matériau d'indice $n(\lambda)$ et éclairé à λ est :

$$\phi(\lambda) = \frac{\lambda_0(n(\lambda)-n_0)}{\lambda(n(\lambda_0)-n_0)} \phi(\lambda_0) = \alpha(\lambda)\phi(\lambda_0) \quad (I-11)$$

n_0 étant l'indice du substrat. En combinant 2 matériaux de telle manière que la fonction $\alpha(\lambda)$ reste constante sur une gamme de longueurs d'onde donnée, il est possible de concevoir une optique diffractive présentant une bonne efficacité de diffraction sur une gamme spectrale étendue. C'est ce principe qui est par exemple utilisé dans certains téléobjectifs. Ceci permet de réduire l'encombrement de ces téléobjectifs (jusqu'à 25%), leurs poids (jusqu'à 30%), et de corriger de façon satisfaisante les aberrations sphériques et chromatiques.

PARTIE 2 Etat de l'art des optiques diffractives à modulation de surface sub-longueur d'onde

2.1. Rappel du principe du réseau de diffraction

Considérons une onde électromagnétique se propageant dans un milieu d'indice n_i et rencontrant un réseau de diffraction d'indice n_s (cf. Figure 11) :

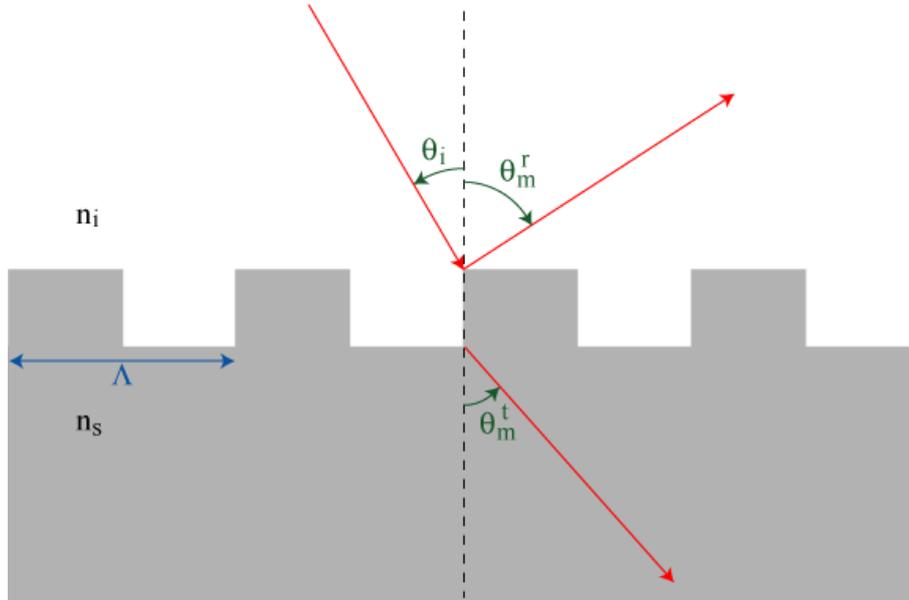


Figure 11. Schéma d'un réseau de diffraction.

Cette onde est diffractée en transmission et en réflexion, dans un certain nombre d'ordres. La condition d'accord de phase entre les composantes parallèles des vecteurs d'onde de la lumière incidente (\vec{k}_x^i), diffractée (\vec{k}_x^d) et le vecteur du réseau \vec{K} de norme $K=2\pi/\Lambda$ (Λ étant la périodicité du réseau), permet de déterminer la distribution spatiale de ces ordres. Il s'agit de la loi des réseaux, qui peut s'écrire sous la forme :

$$\vec{k}_x^d = \vec{k}_x^i + m\vec{K} \text{ avec } m, \text{ un nombre entier} \quad (I-15)$$

En projetant cette relation sur la direction de périodicité du réseau, on peut écrire :

$$n_i \sin \theta_i - n_s \sin \theta_m^t = m \frac{\lambda}{p}, \text{ pour les ordres transmis} \quad (I-16)$$

$$n_i \sin \theta_i + n_s \sin \theta_m^r = m \frac{\lambda}{p}, \text{ pour les ordres réfléchis} \quad (I-17)$$

Avec θ_m^t et θ_m^r les angles comptés par rapport à la normale des directions de propagation des ondes correspondant à l'ordre m , respectivement pour le champ transmis et pour le champ réfléchi. En fonction des différents paramètres du réseau, de l'angle d'incidence, ainsi que de la longueur d'onde incidente, il est donc possible de déterminer la répartition spatiale des ordres diffractés.

Par conséquent, on peut déterminer la présence ou l'absence d'ordres diffractés dans le réseau, en fonction des paramètres du réseau : cela se traduit par le fait que tous les ordres doivent être évanescents, c'est-à-dire que θ_m^t ou θ_m^r doivent être supérieurs à 90° pour $m \geq 1$. Ainsi, à partir de la relation des réseaux, on peut écrire [LAL2003] :

- $\Lambda \leq \frac{\lambda}{n_s + n_i \sin \theta_i}$: pas d'ordre diffracté
- $\frac{\lambda}{n_s + n_i \sin \theta_i} \leq \Lambda \leq \frac{\lambda}{n_s + n_s \sin \theta_i}$: des ordres diffractés uniquement dans le substrat (I-18)
- $\frac{\lambda}{n_s + n_s \sin \theta_i} \leq \Lambda$: des ordres diffractés à la fois dans le substrat et dans le milieu incident

On voit donc que pour un réseau qui vérifie la première condition, il n'y a qu'un seul ordre non évanescents qui se propage dans le milieu. Seul l'ordre 0 de diffraction du réseau est alors transmis, et la direction de l'onde incidente n'est pas modifiée par la traversée du réseau. La possibilité existe de modéliser le comportement de ce réseau par celui d'une couche mince, présentant un indice de réfraction effectif.

Néanmoins, cette relation constitue une première condition, nécessaire, mais non suffisante, pour considérer l'équivalence entre un réseau de diffraction et une couche mince d'indice de réfraction effectif. Pour pouvoir procéder à cette équivalence, Lalanne *et al.* ont proposé et démontré deux conditions supplémentaires [LAL1996]. Ces deux conditions sont présentées ci-dessous.

2.2. Théorie du milieu effectif pour modéliser les éléments sub-longueur d'onde

Nous avons utilisé la méthode du milieu effectif, initialement proposée par Farn [FARN1992], pour modéliser et concevoir des éléments diffractifs à structures sub-longueur d'onde. Nous commencerons par présenter dans cette section les conditions de son application avant d'en donner le principe.

2.2.1. Conditions d'application

La théorie du milieu effectif est un outil de calcul mathématique qui permet de modéliser le comportement d'un réseau de diffraction par celui d'une couche mince. Lalanne *et al.* ont proposé plusieurs conditions qui doivent être vérifiées afin de procéder à cette équivalence [LAL1996]. La première condition à satisfaire est qu'un seul ordre doit être diffracté par le réseau, l'ordre 0. La condition à respecter peut être exprimée pour un réseau à une dimension par la relation déduite de l'équation (1-18) : $\Lambda \leq \frac{\lambda}{n_s + n_i \sin \theta_i}$

La seconde condition est liée au nombre de modes susceptibles de se propager dans le plan de la structure périodique. Lorsqu'un unique mode se propage dans la structure avec une vitesse égale à c/n_{eff} et que tous les autres modes ont une constante de propagation complexe, alors celui-ci subit des réflexions multiples entre les 2 interfaces de la structure, créant ainsi des interférences de la

même façon qu'avec une couche mince. Ainsi, les amplitudes transmises et réfléchies dans l'ordre 0 sont presque les mêmes que ceux d'une couche mince d'indice de réfraction n_{eff} . Pour une longueur d'onde donnée, le fait qu'un seul mode se propage dépend donc principalement de la géométrie du réseau.

La troisième condition est liée à la profondeur h du réseau. Si la hauteur du réseau est trop faible, il est possible que des modes évanescents traversent la structure par effet tunnel optique. Il est assez difficile de donner une relation générale pour respecter cette condition car la valeur limite de hauteur dépend de la période du réseau. Néanmoins, pour des structures diélectriques, l'impact des modes évanescents n'est pas significatif tant que la hauteur reste supérieure au quart de la longueur d'onde.

On peut ainsi modéliser le comportement de réseaux qui satisfont ces conditions par celui d'une couche mince présentant un indice effectif. On s'intéresse à des réseaux qui respectent ces conditions dans la suite de ce paragraphe. Différents types de réseaux peuvent être modélisés à l'aide de la théorie du milieu effectif. On s'intéressera plus particulièrement aux cas des réseaux 1D ou 2D, dont un exemple de représentation est donné en Figure 12. Suivant le type de réseau qui sera réalisé, les propriétés de la couche mince simulée seront différentes.

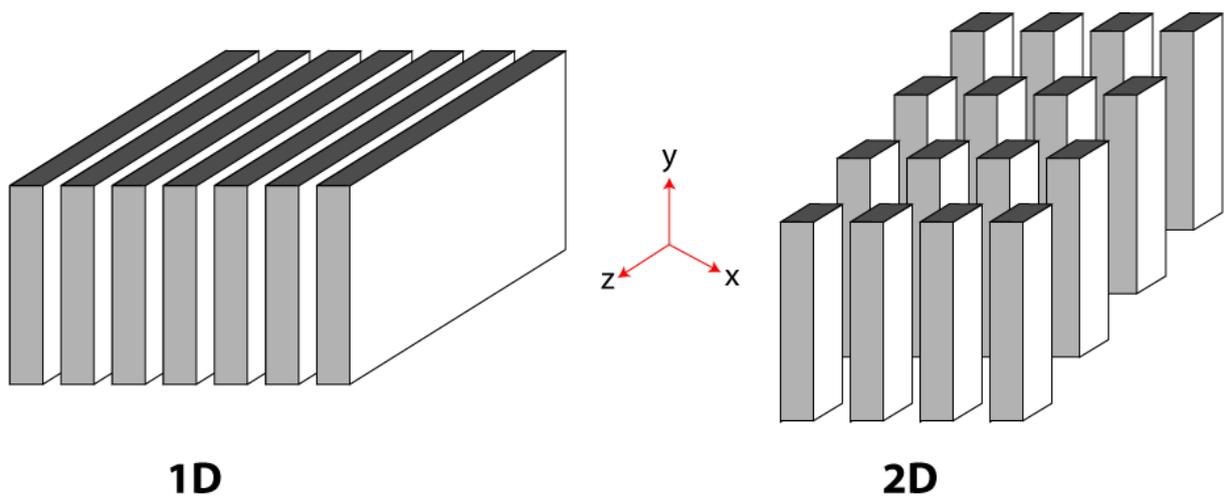


Figure 12. Exemples de configuration de réseaux sub-longueur d'onde 1D et 2D.

Dans le paragraphe suivant, nous présentons les principales modélisations qui ont été proposées pour déterminer des expressions analytiques qui permettent d'exprimer l'indice effectif d'un réseau.

2.2.2. Application du milieu effectif à la modélisation des réseaux périodiques

a. Calcul analytique de la fonction optique pour des structures binaires 1D dans l'approximation quasi-statique

Nous considérons dans ce paragraphe les réseaux périodiques diélectriques ne présentant de variations que dans une seule direction. C'est ce type de réseaux que nous avons privilégié pour la conception de composants diffractifs, en raison de leur géométrie plus accessible aux technologies de nano-fabrication. Toutes les autres caractéristiques du réseau sont équivalentes lorsque l'on se déplace suivant les autres axes. On appelle Λ la période du réseau, ε_1 et ε_2 sont respectivement la permittivité du milieu incident et celle du réseau, f est le facteur de remplissage du réseau, le niveau haut du réseau a ainsi une longueur de $f\Lambda$ et le niveau bas, une longueur de $(1-f)\Lambda$. Un tel réseau est présenté sur la Figure 13.

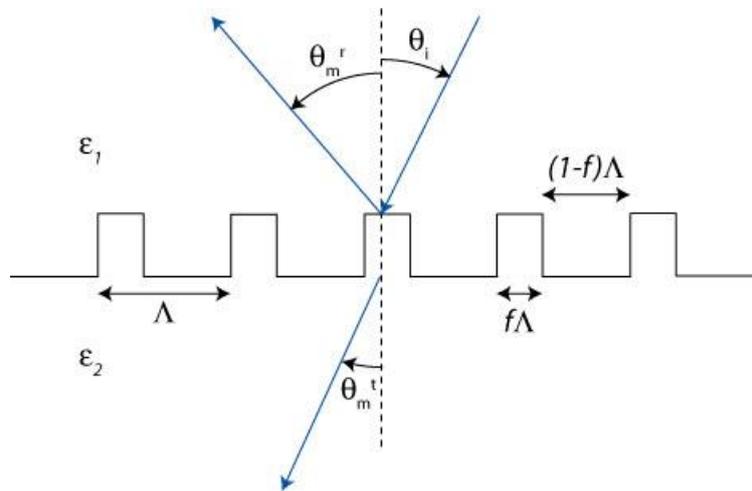


Figure 13. Schéma de configuration de la géométrie 1D.

Ce type de réseau présente une très forte anisotropie, étant donné l'orientation linéaire des structures. Le milieu effectif simulé dans ce cas est comparable à un milieu biréfringent. On peut alors définir 2 indices effectifs pour les réseaux 1D, correspondant aux directions de polarisation de la lumière : n_{TE} , dans lequel on considérera que le champ électrique \vec{E} de l'onde électromagnétique incidente est parallèle aux structures, et n_{TM} , pour lequel le champ \vec{E} y est perpendiculaire. Dans le cas où la longueur d'onde incidente λ est très grande devant la périodicité du réseau ($\lambda \gg \Lambda$), on se trouve dans le cadre de la limite statique [BOR1999]. A partir des relations de continuité des composantes normale et tangentielle du champ électrique, dérivées des relations de Maxwell, on peut calculer une permittivité équivalente ε_{eff} du réseau en fonction de l'état de polarisation de l'onde incidente.

Pour une polarisation TE :

$$\varepsilon_{TE,eff} = f\varepsilon_1 + (1-f)\varepsilon_2 \quad (I-19)$$

Et donc :

$$n_{TE,eff} = \sqrt{\varepsilon_{TE,eff}} = \sqrt{f\varepsilon_1 + (1-f)\varepsilon_2} \quad (I-20)$$

Pour une polarisation incidente TM :

$$\varepsilon_{TM,eff} = \frac{1}{f/\varepsilon_1 + (1-f)/\varepsilon_2} \quad (I-21)$$

Soit :

$$n_{TM,eff} = \sqrt{\varepsilon_{TM,eff}} = \frac{1}{\sqrt{f/\varepsilon_1 + (1-f)/\varepsilon_2}} \quad (I-22)$$

On obtient ainsi des relations relativement simples pour exprimer la valeur des indices effectifs. Néanmoins, ce cas d'étude de la limite de la grande longueur d'onde n'est que purement académique, et lorsque l'on s'intéresse à des cas réels, cette approximation n'est que rarement justifiée.

b. Calcul analytique de la fonction optique pour des structures binaires 2D

Dans ce paragraphe, nous traitons le cas de réseaux présentant des variations dans les 2 directions x et y . Dans le cas général, il n'existe pas d'expression analytique qui permettrait de déterminer le milieu effectif sauf dans certains cas particulier. Krokhin [KRO2002] propose une formulation de l'indice effectif dans le cas de structures cylindriques, il montre que ces structures se comportent comme des matériaux anisotropes, sauf pour des cas particulier de symétrie des structures. L'étude de ce type de structures est justifiée car elles permettent de concevoir des optiques insensibles à la polarisation. Cependant leur fabrication, du fait de la géométrie, est plus compliquée et n'a pas fait l'objet de réalisation pratique dans le cadre de notre étude.

Pour la plupart des réseaux réalisés à l'heure actuelle, pour une illumination dans le domaine visible, le cas limite de l'approximation statique n'est plus justifié. Ainsi, lorsque l'on considère un réseau pour lequel cette approximation n'est plus pertinente, mais pour lequel une modélisation par milieu effectif est toujours valable, il est possible de rechercher une solution analytique en développant l'indice effectif comme une série de puissance du rapport période-sur-longueur-d'onde (λ/Λ) :

$$n_{eff} = n^{(0)} + n^{(2)} \left(\frac{\lambda}{\Lambda}\right)^2 + n^{(4)} \left(\frac{\lambda}{\Lambda}\right)^4 + \dots \quad (I-23)$$

Où $n^{(0)}$ représente le milieu effectif dans l'approximation quasi-statique, $n^{(2)}$ et $n^{(4)}$ sont des coefficients sans dimension qui dépendent de la géométrie de la structure.

De nombreux travaux ont été effectués par l'équipe de P. Lalanne pour approximer le milieu effectif par des expressions utilisant jusqu'à l'ordre 4 de l'expression (I-23). Par exemple, une première formulation a été proposée pour le milieu effectif en polarisation TE et TM, en développant la permittivité de la structure en série de Fourier pour des structures 1D et 2D [LAL1996]. De plus, dans le cadre de l'approximation de petites profondeurs du réseau, une formulation est également donnée [LAL1997]. Dans ce cas, les propriétés effectives du milieu sont grandement dépendantes de

la profondeur du réseau. Une formulation jusque l'ordre 4 a également été déterminée à partir de l'équation d'Helmoltz [LAL1998-1] :

$$\varepsilon_{eff,TE} = \varepsilon_0 + \left(\frac{\lambda}{\Lambda}\right)^2 \left(\sum_{p \neq 0} \frac{\varepsilon_p \varepsilon_{-p}}{p^2}\right) + \left(\frac{\lambda}{\Lambda}\right)^4 \left((4\beta^2 - \varepsilon_0) \sum_{p \neq 0} \frac{\varepsilon_p \varepsilon_{-p}}{p^4} + \sum_{p \neq 0, k \neq 0} \frac{\varepsilon_p \varepsilon_{k-p} \varepsilon_{-k}}{p^2 k^2}\right)$$

(I-24)

Où ε_p est le $p^{\text{ème}}$ coefficient de la série de Fourier de la permittivité de la structure, et $\beta = n \sin(\theta)$, θ étant l'angle d'incidence. Une expression similaire, mais plus compliquée, est également présentée pour la polarisation TM.

Kikuta propose également une méthode pour déterminer les indices effectifs d'un réseau périodique à deux dimensions, présentant des structures rectangulaires, en incidence normale [KIK1998]. Ceux-ci sont déterminés à partir des coefficients couplés finis des équations utilisées pour l'analyse par ondes couplées 2D.

c. Calcul numérique de la fonction optique

Lorsque le calcul analytique de la fonction optique est trop compliqué en raison de la géométrie des structures, on préfère généralement déterminer la valeur exacte de l'indice effectif simulé par la structure, à l'aide d'un calcul rigoureux dérivé des équations de Maxwell. Pour cela, on peut utiliser n'importe laquelle des méthodes de calcul électromagnétique rigoureuses : la Boundary Integral Method [PRA1997], les méthodes modales en général, la Rigorous Coupled Wave Method, les méthodes intégrales, ou encore les calculs par différences finies. On reviendra plus en détails sur ces différentes méthodes de calcul dans le chapitre II, étant donné que c'est cette dernière méthode qui a principalement été mise en œuvre dans notre travail.

2.3. Utilisation de la théorie du milieu effectif pour concevoir des composants diffractifs

2.3.1. Principe

Comme on vient de le voir, l'utilisation de réseaux diffractifs dont les structures ont des dimensions inférieures à la longueur d'onde peut permettre de définir un indice effectif qui peut être mis à profit lors de l'élaboration d'éléments diffractifs. En effet, comme on l'a vu en première partie de ce chapitre, un élément diffractif agit comme un processeur de front d'onde en modifiant le front d'onde incident pour lui donner une forme caractéristique. Cette modification est réalisée en fonction de la distribution spatiale de la phase de l'élément diffractif. Cette distribution de phase peut être réalisée à l'aide d'une micro-structuration du relief de l'élément, ou encore à l'aide d'une modification locale de son indice de réfraction. La variation d'indice de réfraction peut être implémentée en réalisant une modification de l'indice de réfraction effectif du milieu. Le Tableau 4 présente la mise en œuvre de ce concept.

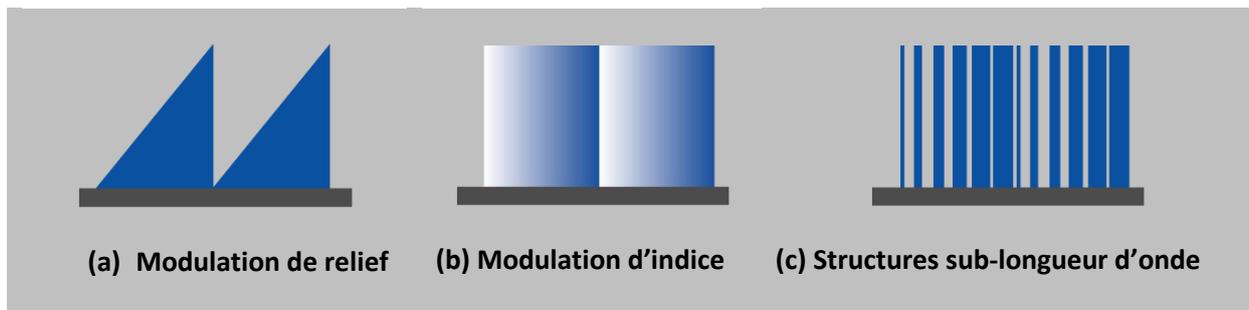
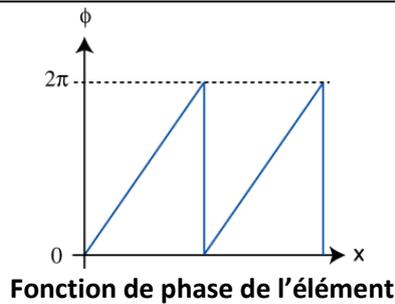


Tableau 4. Schéma de principe du passage de la fonction de phase de la fonction optique à réaliser en élément diffractif par : (a) modulation du relief, (b) modulation de l'indice, ou (c) modulation du rapport cyclique de structures sub-longueur d'onde.

Farn a été l'un des premiers à proposer ce principe pour la réalisation d'un réseau à échelle à l'aide de structures sub-longueur d'onde [FARN1992]. Depuis, de nombreuses études ont été réalisées sur ces composants qui peuvent présenter un certain nombre d'avantages par rapport aux optiques diffractives classiques.

Dans la suite du mémoire, lorsque nous nous référerons à des composants diffractifs à relief de surface, nous considérerons des éléments diffractifs scalaires, ou classiques. Pour les composants présentant des structures dont la dimension est inférieure à la longueur d'onde de la lumière, nous considérerons des composants diffractifs sub-longueur d'onde, ou des SWDOE (Sub-Wavelength Diffractive Optical Element).

2.3.2. Avantages des composants diffractifs sub-longueur d'onde

Un des principaux avantages des structures sub-longueur d'onde pour réaliser des composants diffractifs est que celles-ci ne nécessitent qu'une seule étape de gravure pour leur fabrication, produisant ainsi une optique avec 2 niveaux de phase, tout en conservant des performances équivalentes à des composants diffractifs dont la variation de hauteur est continue. En effet, comme on l'a vu en première partie du chapitre, l'efficacité de diffraction d'un composant diffractif scalaire dépend en partie du nombre de niveaux qui quantifient la fonction de phase idéale. Selon le degré d'échantillonnage de la fonction de phase, un certain nombre d'indices effectifs pourront être simulés, le comportement d'un élément diffractif sera ainsi équivalent à un EOD classique présentant plusieurs niveaux de phase.

De plus, les éléments diffractifs présentant des structures sub-longueur d'onde peuvent même, sous certaines conditions, présenter des performances meilleures que celle de leurs équivalents scalaires.

En effet, pour la plupart des éléments de Fresnel, la phase est composée de brusques sauts de phase d'une valeur de 2π . Ces sauts de phase créent alors de fortes discontinuités dans le profil, ce qui a pour effet de générer des zones d'« ombrages » pour lesquelles les rayons incidents ne sont plus déviés correctement. La Figure 14 illustre ce principe sur un réseau à échelle, en utilisant une méthode par tracé de rayons purement géométrique. Lalanne *et al.* [LAL1999-1] ont étudié de manière très détaillée ces effets sur les réseaux blazés à échelle, en exprimant de manière quantitative les dimensions des zones d'ombrage en fonction de la période du réseau, de la longueur d'onde incidente et de son indice de réfraction.

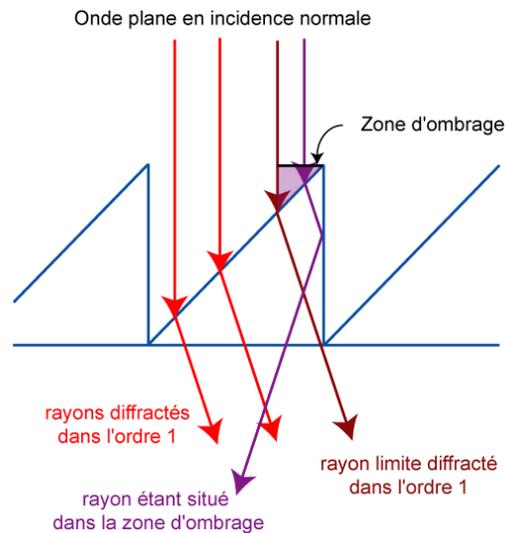


Figure 14. Illustration de l'effet d'ombrage.

La zone d'ombrage devient ainsi de plus en plus importante lorsque la périodicité du réseau en échelle est petite. Ainsi, pour des éléments diffractifs de Fresnel, plus le plan de reconstruction se situera à courte distance, plus la perturbation due à l'effet d'ombrage sera importante, et donc l'efficacité de diffraction sera d'autant plus affectée.

Etant donné que les SWDOE implémentent un milieu d'indice effectif par une modulation spatiale de leur rapport cyclique, ce phénomène ne vient pas perturber leur fonctionnement. On assiste en effet à un effet de guidage de la lumière : les différentes structures sub-longueur d'onde ont alors un comportement proche de ceux des guides d'ondes, comme l'a montré Lee dans [LEE2000-1]. Cet effet de guidage permet d'obtenir une efficacité de diffraction relativement élevée en comparaison aux EOD à échelle équivalents.

2.3.3. Quelques exemples de SWDOE issus de la littérature

a. Composants élaborés à partir de la théorie du milieu effectif

De nombreux éléments diffractifs ont déjà été simulés et réalisés afin de montrer l'équivalence entre un élément diffractif classique et un élément diffractif à structures sub-longueur d'onde. Par exemple, F. T. Chen *et al.* ont simulé et réalisé un réseau de diffraction [CHEN1995] ainsi qu'une lentille diffractive à 4 niveaux de phase [CHEN1996] à l'aide de structures sub-longueur d'onde 2D pour une utilisation à 632.8 nm.

De même, l'équipe de J. N. Mait et D. W. Prather ont réalisé de nombreux travaux sur ces structures, principalement dans l'infrarouge. Dans [PRA1997], ceux-ci présentent la méthode vectorielle (Boundary Integral Method) qu'ils utilisent pour dimensionner les éléments sub-longueur d'onde, et appliquent cette méthode au design d'une lentille diffractive de courte focale et à un séparateur de faisceau pour une utilisation à l'aide d'une longueur d'onde incidente de $10\ \mu\text{m}$ [PRA1998], [PRA1999]. Ils présentent également une démarche pour tenir compte des contraintes de fabrication dans le calcul de la fonction de phase [MAIT1999].

L'équipe de Lalanne a également proposé un certain nombre de conceptions et de réalisations d'éléments diffractifs utilisant des structures sub-longueur d'onde, principalement pour un fonctionnement dans l'infrarouge. Ils ont également présenté la réalisation d'un réseau blazé de période 3λ utilisant des structures sub-longueur d'onde et fonctionnant à $633\ \text{nm}$, avec des efficacités de diffraction de l'ordre de 80% [LAL1998-2] ou encore d'une lentille hors d'axe de 20° opérant à $860\ \text{nm}$ [LAL1999-1].

b. Codification ACES des structures (Area Coded Effective Medium Structures)

Une équipe de Carl Zeiss a proposé d'utiliser la théorie du milieu effectif pour élaborer des éléments diffractifs avec une structuration particulière. En effet, celle-ci utilise des éléments binaires contigus, créant ainsi des structures dont une dimension L est inférieure à la longueur d'onde incidente, alors que la seconde dimension P est supérieure à la longueur d'onde. L'équipe présente ainsi l'exemple d'une conception d'un réseau à 4 niveaux de phase simulés [KLE2005], ainsi que la conception et la réalisation d'un composant avec un profil de phase simulé continu, appelé BLACES (pour BLazed Area Coded Effective medium Structures) [ELF2006]. La Figure 15 présente l'illustration du principe, avec la dimension L qui est inférieure à la longueur d'onde incidente, tandis que la dimension P ne l'est pas. Les principaux avantages de ces structures sont leur stabilité mécanique comparée à celle de réseaux binaires 2D à fort rapport d'aspect, facilitant ainsi leur répllication ainsi que leur nettoyage. Les inconvénients majeurs de ce type de composants sont leur grande dépendance à la polarisation comparés aux réseaux binaires 2D, et leur efficacité de diffraction moins importante.

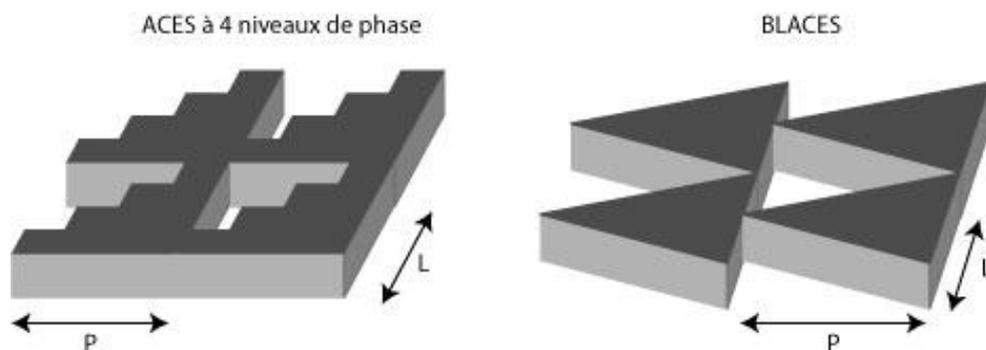


Figure 15. Illustration des codifications ACES et BLACES des structures.

c. Codification des structures par orientation angulaire des réseaux

Nous présentons dans cette partie l'exemple de composants diffractifs qui utilisent la biréfringence des réseaux sub-longueur d'onde 1D pour mettre en œuvre des fonctionnalités optiques. En effet, au lieu de faire varier le rapport cyclique d'un réseau sub-longueur d'onde pour incrémenter une fonction de phase, il est possible de réaliser la même fonction en utilisant un (ou plusieurs) réseau(x) élémentaire(s), et d'en faire varier l'orientation locale. Ainsi, lorsqu'une onde électromagnétique de polarisation fixée traverse ce type de structure la différence de phase locale subie par celle-ci dépend principalement de l'orientation du réseau traversé. La polarisation incidente peut être linéaire [YU2002] ou circulaire [HAS2003] [LEVY2005]. De cette manière, il est possible de réaliser un multiplexage de la projection effectuée par le composant diffractif, qui dépend de la polarisation incidente [YU2002]. On présente sur la Figure 16 une illustration tirée de [HAS2003] qui présente un exemple de lentille de Fresnel diffractive à 4 niveaux de phase simulés par une variation d'orientation locale de réseaux sub-longueur d'onde.

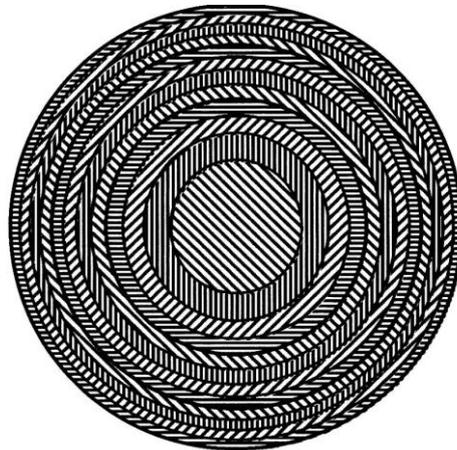


Figure 16. Exemple d'une lentille de Fresnel élaborée par orientation angulaire de réseaux sub-longueur d'onde réalisant la même fonction qu'un composant scalaire à 4 niveaux de phase [HAS2003].

2.4. Simulation par méthode rigoureuse vectorielle

Comme on l'a présenté précédemment, pour réaliser une simulation satisfaisante de l'interaction de la lumière avec des structures diffractantes sub-longueur d'onde, la théorie scalaire de propagation de la lumière n'est plus suffisante, étant donné les faibles dimensions de ces structures par rapport à la longueur d'onde incidente. Pour effectuer ces simulations, il est donc nécessaire de résoudre rigoureusement les équations de Maxwell. Malheureusement, des solutions analytiques aux équations de Maxwell sont très difficiles à obtenir, il est souvent nécessaire, en pratique, de les résoudre numériquement. On parle alors de méthodes rigoureuses vectorielles puisqu'elles permettent de tenir compte de la polarisation de la lumière. Ces méthodes sont beaucoup plus lourdes à mettre en œuvre que l'approximation scalaire, et nécessitent également des temps de calcul beaucoup plus importants.

Plusieurs méthodes de calcul ont été proposées : la méthode intégrale ; la méthode différentielle ainsi que ses dérivées ; l'approche modale (parmi laquelle, la Rigorous Coupled Wave Analysis RCWA). Le choix de l'algorithme est souvent conditionné par la géométrie du problème étudié. Selon la périodicité du problème, il est possible de faire un premier choix sur l'algorithme le plus pertinent à utiliser. Le diagramme suivant (Figure 17) présente la proposition d'une esquisse d'un premier choix qui peut être fait quant à l'algorithme à adopter selon que les structures à étudier présentent ou non une périodicité :

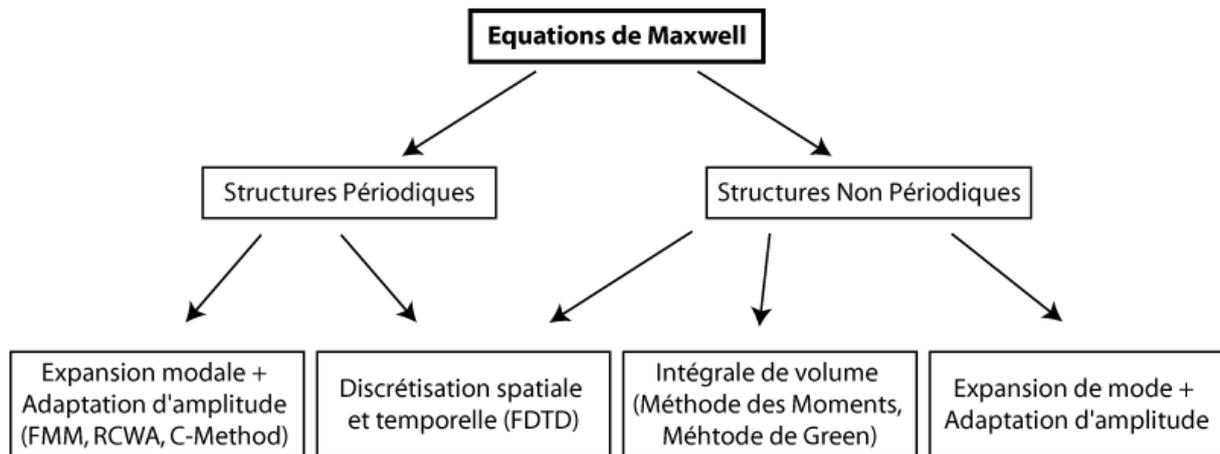


Figure 17. Démarche présentant les critères de choix de la méthode de simulation rigoureuse en fonction de la périodicité (ou non) de la structure étudiée.

Nous reviendrons plus en détail sur l'implémentation des algorithmes qui ont été utilisés dans le cadre de la thèse dans le chapitre traitant de la simulation des structures sub-longueur d'onde.

2.5. Exemples d'application des éléments diffractifs à structures sub-longueur d'onde

Les éléments diffractifs à structures sub-longueur d'onde présentent des caractéristiques optiques assez particulières comportant :

- la possibilité de créer des milieux à indice effectif
- une biréfringence de forme
- des effets de résonance et de bande interdite.

L'indice de réfraction effectif peut être contrôlé par le rapport cyclique des structures (facteur de remplissage), il est ainsi possible de réaliser une distribution d'indice effectif. Comme nous l'avons montré dans les paragraphes précédents, c'est cette propriété qui est principalement mise à profit dans le design d'éléments diffractifs utilisant des structures sub-longueur d'onde.

Une structure non symétrique va créer une anisotropie dans le matériau, appelée biréfringence. On a en particulier montré la présence de cette biréfringence pour le cas de structures à une dimension,

en définissant 2 indices effectifs, suivant la nature de la polarisation incidente. Par exemple, un réseau sub-longueur d'onde unidimensionnel peut agir comme une lame d'onde biréfringente [CES1990]. Une matrice de réseaux de ce type peut permettre de réaliser un montage d'imagerie polarimétrique [NOR1999].

De plus, lorsque la période du réseau est de l'ordre de la longueur d'onde, la lumière incidente peut entrer en résonance avec le réseau pour une période, un facteur de remplissage ainsi qu'une longueur d'onde particulière. L'onde incidente se trouve être parfaitement réfléchi, de telle manière à créer une réflexion par résonance. Ces comportements optiques peuvent permettre de créer de nouveaux éléments optiques. Fattal a par exemple proposé le design de réflecteurs diélectriques pouvant présenter des propriétés de focalisation de la lumière [FAT2010]. Pour cela, il a dû implémenter ces résonances locales en sélectionnant correctement des réseaux de période et facteur de remplissage déterminés de manière à contrôler la différence de phase introduite en réflexion.

Kikuta a proposé [KIK2003] une répartition des applications des optiques utilisant des structures sub-longueur d'onde en les répartissant selon les caractéristiques qui sont principalement utilisées. Nous reproduisons ce schéma ci-dessous, en Figure 18 :

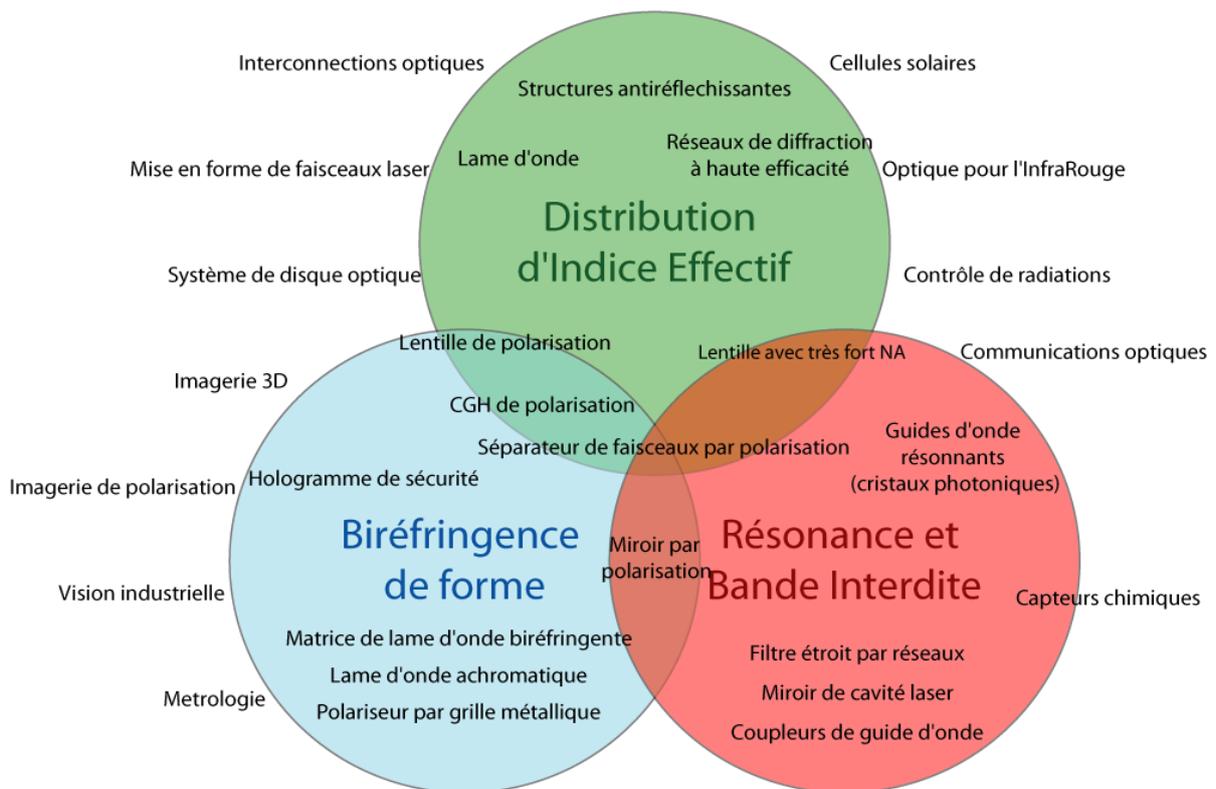


Figure 18. Application des éléments optiques diffractifs composés de structures sub-longueur d'onde en fonction du principe de leur mise en œuvre [KIK2003].

Enfin, on peut également signaler que la Nature n'a pas attendu l'Homme pour développer ce type de structure. En effet, les yeux des papillons (moth-eye) sont bien connus comme présentant une structure anti-reflet à leur surface [STA2006]. La Figure 19 présente quelques images de la structure de ce type d'œil :

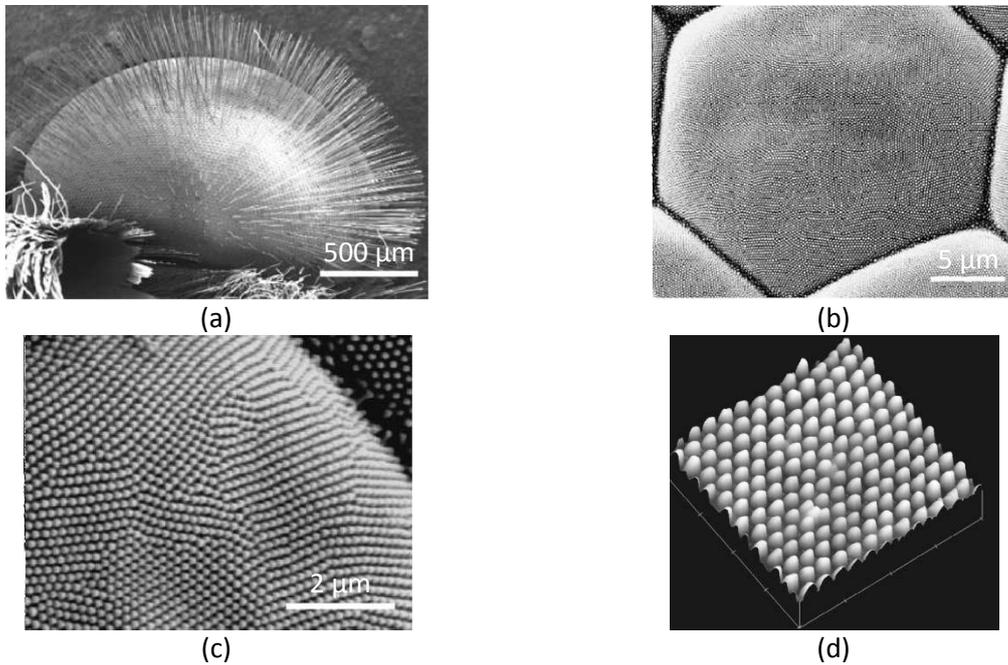


Figure 19. Images haute résolution de la cornée d'un papillon : (a) image obtenue par microscope électronique à balayage de la cornée d'un nymphalide (*Inachisio*), (b) image de l'œil complet, (c) structure sub-longueur d'onde d'une facette, (d) Image AFM [STA2006].

Concernant l'œil de certains insectes, l'indice réfractif moyen effectif est distribué selon la direction verticale, ce qui permet de simuler une multitude de couches minces optiques dont l'indice de réfraction augmente, soit une structure présentant un gradient d'indice progressif entre l'air et l'indice de réfraction composant la structure. Une structure antireflet est ainsi simulée. On peut également noter qu'un certain nombre de structures ont été développées par des organismes vivants de manière à réfléchir certaines longueurs d'onde, comme par exemple chez certaines espèces de papillon [VUK2003]. Certains types d'architectures, présentant une forte anisotropie permettent également de réfléchir une lumière fortement polarisée, ce qui contribue à une communication intra-spécifique.

Conclusion du chapitre I

Nous avons, dans ce premier chapitre, présenté le contexte de notre étude qui concerne la modélisation et la réalisation d'une optique diffractive à structuration sub-longueur d'onde. Pour cela, nous avons commencé par introduire les éléments diffractifs « scalaires », notamment par le biais d'applications développées au sein du laboratoire, en rappelant les principales méthodes de simulation et de fabrication utilisées. Les composants diffractifs à structures sub-longueur d'onde sont constitués de structures dont les dimensions sont inférieures à la longueur d'onde de la lumière incidente. Ils présentent l'avantage de pouvoir atteindre une efficacité de diffraction élevée et ne nécessitent qu'une seule étape de fabrication. Néanmoins, au contraire des éléments diffractifs scalaires dont le comportement peut être simulé à l'aide d'une modélisation utilisant une approximation scalaire des équations de Maxwell, les SWDOE nécessitent une résolution rigoureuse. Le chapitre II présente la méthode de simulation développée reposant sur l'utilisation de deux méthodes rigoureuses : une méthode numérique à base des différences finies résolues dans le domaine spatio-temporel (FDTD pour Finite-Difference Time-Domain) pour la modélisation en champ proche et la méthode du spectre rayonné (RSM pour Radiation Spectrum Method), utilisée comme propagateur dans l'espace libre.

Liste des références bibliographiques du chapitre I

- [ARN1985] S. M. Arnold, "Electron Beam Fabrication of Computer Generated Holograms", *Opt. Eng.* **24**, 803-807 (1985).
- [BAN1983] J.R. Banbury, "Wide field of view head-up displays", *Displays* **4**, Special Issue Colour in the cockpit Advanced, 89-96 (1983)
- [BOR1999] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics Electromagnetic Theory of Propagation, Interference and Diffraction of Light, 7th ed.*, Cambridge UnivPr (1999)
- [CES1990] Lucila H. Cescato, Ekkehart Gluch, Norbert Streibl, "Holographic quarterwave plates", *Applied Optics* **29** 3286-3290 (1990)
- [CHEN1995] Frederick T. Chen, Harold G. Craighead, "Diffractive phase elements based on two-dimensional artificial dielectrics", *Optics Letters* **20** 121-123 (1995)
- [CHEN1996] Frederick T. Chen, Harold G. Craighead, "Diffractive lens fabricated with mostly zeroth-order gratings", *Optics Letters* **21** 177-179 (1996)
- [DOR1994] Rainer G. Dorsch, Adolf W. Lohmann, Stefan Sinzinger, "Fresnel ping-pong algorithm for two-plane computer-generated hologram display", *Applied Optics* **33** 869-875 (1994)
- [DRE1996] Thomas Dresel, Mathias Beyerlein, Johannes Schwider, "Design and fabrication of computer-generated beam-shaping holograms", *Applied optics* **35** 4615-4621 (1996)
- [ELF2006] Henna Elfström, Markku Kuittinen, Tuomas Vallius, Bernd H. Kleemann, Johannes Ruoff, Ralf Arnold, "Fabrication of blazed gratings by are-coded effective medium structures", *Optics Comm.* **266** 697-703 (2006)
- [FARN1992] Michael W. Farn, "Binary gratings with increased efficiency", *Applied Optics* **31** 4453-4458 (1992)
- [FAT2010] David Fattal, Jingjing Li, Zhen Peng, Marco Fiorentino, Raymond G. Beausoleil, "Flat dielectric grating reflectors with focusing abilities", *Nature photonics* **4** 466-470 (2010)
- [FRE2010] Barak Freedman, Alexander Shpunt, Yoel Arieli, "Distance-varying illumination and imaging techniques for depth mapping", (patent US2010/0290698), November 11, 2010
- [GALE1997] M.T Gale, "Replication techniques for diffractive optical elements", *Microelectronic Engineering* **34** 321-339 (1997)
- [GER1972] W Gerchberg and WO Saxton, "A practical algorithm for the determination of phase from image and diffraction plane pictures", *Optik* **35** 237-246 (1972)
- [GLY2002] Elias N. Glytsis, "Two-dimensionally-periodic diffractive optical elements: limitations of scalar analysis", *J. Opt. Soc. Am. A* **19** 702-715 (2002)

- [GOO2005] Joseph W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics, 3rd Edition*, Roberts & Co., Englewood, 2005.
- [GRE1993] Douglas A. Gremaux, Neal C. Gallagher, "Limits of scalar diffraction theory for conducting gratings", *Applied Optics* **32** 1948-1953 (1993)
- [GRI1665] Francesco Maria Grimaldi, *Physico mathesis de lumine, coloribus, et iride, aliisque annexis libri duo*, (Bologna ("Bononia"), Italy: Vittorio Bonati, 1665), 1-11.
- [HAS2003] ErezHasman, Vladimir Kleiner, Gabriel Biener, Avi Niv, "Polarization dependent focusing lens by use of quantized Pancharatnam-Berry phase diffractive optics", *Applied Physics Letters* **82** 328-330 (2003)
- [HER1997] H.P. Herzig, *Micro-Optics: Elements, Systems and Applications 2nd ed.*, Taylor and Francis, London (1997)
- [HOL1981] H. W. Holloway, R. A. Ferrante, "Computer analysis of holographic systems by means of vector ray tracing", *Applied Optics* **20** 2081-2084 (1981)
- [HUY1690] Christiaan Huygens, *Traité de la lumière* (Leiden, Netherlands: Pieter van der Aa, 1690)
- [KIK1998] Hisao Kikuta, Yasushi Ohira, Hayao Kubo, Koichi Iwata, "Effective medium theory of two-dimensional subwavelength gratings in the non-quasi-static limit", *J. Opt. Soc. Am. A* **15** 1577-1585 (1998)
- [KIK2003] Hisao Kikuta, Hiroshi Toyota, Wanji Yu, "Optical elements with subwavelength structures surfaces", *Optical Review* **10** 63-73 (2003)
- [KLE2005] Bernd H. Klemann, Johannes Ruoff, Ralf Arnold, "Area-coded effective medium structures, a new type of grating design", *Optics Letters* **30** 1617-1619 (2005)
- [KRE2009] Bernard C. Kress, Patrick Meyrueis, *Applied Digital Optics, From Micro-optics to Nanophotonics*, John Wiley and Sons, Ltd, Publication (2009)
- [KRO2002] A. A. Krokhin, P. Halevi, J. Arriaga, "Long-wavelength limit (homogenization) for two-dimensional photonic crystals", *Phys. Review B* **65** 115208-1-17 (2002)
- [LAL1996] Philippe Lalanne, Dominique Lemerrier-Lalanne, "On the effective medium theory of subwavelength periodic structures", *Journal of Modern Optics* **43** 2063-2085 (1996)
- [LAL1997] Philippe Lalanne, Dominique Lemerrier-Lalanne, "Depth dependence of the effective properties of subwavelength gratings", *J. Opt. Soc. Am. A* **14** 450-458 (1997)
- [LAL1998-1] Philippe Lalanne, Jean-Paul Hugonin, "High-order effective-medium theory of subwavelength gratings in classical mounting: Application to volume holograms", *J. Opt. Soc. Am. A* **15** 1843-1851 (1998)
- [LAL1998-2] Philippe Lalanne, Simion Astilean, Pierre Chavel, Edmond Cambriil, HuguetteLaunois, "Blazed binary subwavelength gratings with efficiencies larger than those of conventional échelette gratings", *Optics Letters* **23** 1081-1083 (1998)

- [LAL1999-1] Philippe Lalanne, Simion Astilean, Pierre Chavel, Edmond Cambriil, Huguette Launois, "Design and fabrication of blazed binary diffractive elements with sampling periods smaller than the structural cutoff", *J. Opt. Soc. Am. A* **16** 1143-1156 (1999)
- [LAL2003] P. Lalanne and M. Hutley, "The optical properties of artificial media structured at a subwavelength scale", in *Encyclopedia of Optical Engineering*, R. Driggers, Ed., Marcel Dekker, New York (2003).
- [LEE2000-1] M. S. L. Lee, Ph. Lalanne, J. C. Rodier, E. Cambriil, "Wide field angle behavior of blazed-binary gratings in the resonance domain", *Optics Letters* **25** 1690-1692 (2000)
- [LEI1962] N. Leith, J. Upatnieks, "Reconstructed Wavefronts and Communication Theory", *J. Opt. Soc. Am.* **52**, 1123-1128 (1962)
- [LEVY2005] Uriel Levy, Hyo-Chang Kim, Chia-Ho Tsai, Yeshaiahu Fainman, "Near-infrared demonstration of computer-generated holograms implemented by using subwavelength gratings with space-variant orientation", *Optics Letters* **30** 2089-2091 (2005)
- [MAH1991] Uri Mahlab, Joseph Shamir, H. John Caulfield, "Genetic algorithm for optical pattern recognitions", *Opt. Letters* **16** 648-650 (1991)
- [MAIT1999] Joseph N. Mait, Dennis W. Prather, Mark S. Mirotznik, "Design of binary subwavelength diffractive lenses by use of zeroth-order effective-medium theory", *J. Opt. Soc. Am. A* **16** 1157-1167 (1999)
- [NAK2002] T. Nakai and H. Ogawa, "Research on multi-layer diffractive optical elements and their application to camera lenses", *Int. Conf. Opt Des. Fabr.* **3**, 61-62 (2002)
- [NEW1730] Isaac Newton, *Opticks, Third book of Optics, Part1*, London : S. Smith and B. Walford, (1730)
- [NOR1999] Gregory P. Nordin, Jeffrey T. Meier, Panfilo C. Deguzman, Michael W. Jones, "Micropolarizer array for infrared imaging polarimetry", *J. Opt. Soc. Am. A* **16** 1168-1174 (1999)
- [OSH2004] Donald C. O'Shea, Thomas J. Suleski, Alan D. Kathman, Dennis W. Prather, *Diffractive Optics Design, Fabrication and Test*, Published by SPIE (2004)
- [POM1994] Drew A. Pommet, M. G. Moharam, Eric B. Grann, "Limits of scalar diffraction theory for diffractive phase elements", *J. Opt. Soc. Am. A* **11** 1827-1834 (1994)
- [PRA1997] Dennis W. Prather, Mark S. Morotznik, Joseph N. Mait, "Boundary integral methods applied to the analysis of diffractive optical elements", *J. Opt. Soc. Am. A* **14** 34-43 (1997)
- [PRA1998] Dennis W. Prather, Joseph N. Mait, Mark S. Morotznik, James P. Collins, "Vector-based synthesis of finite aperiodic subwavelength diffractive optical elements", *J. Opt. Soc. Am. A* **15** 1599-1607 (1998)
- [PRA1999] Dennis W. Prather, "Design and application of subwavelength diffractive lenses for integration with infrared photodetectors", *Opt. Eng.* **38** 870-878 (1999)

- [QUE2001] F. Quentel, S. Paineau, J. Fieret, A. S. Holmes, "Multilevel diffractive optical element manufacture by excimer laser ablation and halftone masks", Proc. SPIE4274, 420, (2001)
- [ROS1995] M. Rossi, R. E. Kunz, H. P. Herzig, "Refractive and diffractive properties of planar micro-optical elements", Applied Optics **34** 5996-6007 (1995)
- [SAU2004] Christophe Sauvan, Philippe Lalanne, Mane-Si Laure, "Broadband blazing with artificial dielectrics", Optics Letters **29** 1593-1595 (2004)
- [SEL1987] Michael A. Seldowitz, Jan P. Allebach, Donald W. Sweeney, "Synthesis of digital holograms by direct binary search", Applied optics **26**2788-2798 (1987)
- [SHP2009] Alexander Shpunt, Zeev Zalevsky, *Three-dimensional sensing using speckle patterns*, (patent WO2007/105205), April 16, 2009
- [SIN2003] Stefan Sinzinger, Jürgen Jahns, *MicroOptics*, 2nd edition, Wiley-VCH Verlag GmbH KGaA Weinheim (2003)
- [SMI1981] Henry Smith, "Fabrication of diffractive optical elements for X-Ray Diagnostics", AIP Conf Proc. **75** 223-224 (1981)
- [STA1992] Jared D. Stack, Michael R. Feldman, "Recursive mean-squared-error algorithm for iterative discrete on-axis encoded holograms", Applied optics **31** 4839-4846 (1992)
- [STA2006] D. G. Stavenga, S. Foletti, G. Palasantzas, K. Arikawa, "Light on the moth-eye corneal nipple array of butterflies", Proc. R. Soc. B **273** 661-667 (2006)
- [SUH1982] T. Suhara, K. Kobayashi, H. Nishihara, J. Koyoma, "Graded-index Fresnel lens for integrated optics", Appl. Opt. **21** 1966-1971 (1982)
- [TUR1997] J. Turunen and F. Wyrowski, *Diffractive Optics for Industrial and Commercial Applications*, Akademie Verlag, Berlin, Germany (1997)
- [TWA2009] P. Twardowski, S. Becker, I. El Hafidi, J. Fontaine, A. Helman, B. Kress, B. Serio, *Device for projecting structured light using VCSELs and phase diffractive optical components*, (French patent FR2932562, December 18, 2009) (International patent WO2009153446, December 23, 2009)
- [TWA2010] P. Twardowski, B. Serio, V. Raulot, M. Guilhem, "Three-dimensional shape measurement based on light patterns projection using diffractive optical elements", Proc. SPIE7716, 77162I, (2010)
- [VUK2003] Pete Vukusic, J. RySambles, "Photonic structures in biology", Nature **424** 852-855 (2003)
- [WYR1990] F. Wyrowski, "Diffraction efficiency of analog and quantized digital amplitude holograms: analysis and manipulation", J. Opt. Soc. Am. A **7** 383-393 (1990).
- [YAN1994] Guozhen Yang, Benyuan Gu, Xin Tan, Ming-Pin Chang, Bizhen Dong, Okan K. Ersoy, "Iterative optimization approach for the design of diffractive phase elements simultaneously implementing several optical functions", J. Op. Soc. Am. **A11** 1632-1640 (1994)
- [YOS1994] Nobukazu Yoshikawa, Toyohiko Yatagai, "Phase optimisation of a kinoform by simulated annealing", Applied optics **33** 863-868 (1994)

[YU2002] Wanji Yu, Tsuyoshi Konishi, Tetsuya Hamamoto, Hiroshi Toyota, Tsutom Yotsuya, Yoshikilchioka, "Polarization-multiplexed diffractive optical elements fabricated by subwavelength structures", *Applied Optics* **41** 96-100 (2002)

[ZAL2007] Zeev Zalevsky, Alexander Shpunt, Aviad Maizels, Javier Garcia, *Method and system for object reconstruction*, (patent WO2007/043036), April 19, 2007

CHAPITRE II :

Elaboration de méthodes de simulation des éléments diffractifs à structures sub-longueur d'onde

Après avoir introduit le contexte de nos travaux, nous présentons dans ce chapitre les principales simulations de composants à structures sub-longueur d'onde que nous avons réalisées à l'aide de l'outil de modélisation rigoureux vectoriel que nous proposons, utilisant une démarche calculatoire combinant la FDTD et la RSM. La première partie du chapitre permet d'exposer les principes généraux de cette méthode. Dans la seconde partie, nous décrivons la méthode de dimensionnement des structures, en utilisant la théorie du milieu effectif introduite dans le Chapitre I. Enfin, la troisième partie de ce chapitre propose différentes configurations d'étude de composants diffractifs, et permet de déterminer les principales propriétés de composants à structures sub-longueur d'onde, avec des comparaisons avec des composants diffractifs classiques dotés de fonctionnalités similaires.

1. Présentation du problème

1.1. Position du problème

L'objectif principal de la thèse était de concevoir et réaliser de façon nouvelle et efficace un composant diffractif implémentant une fonctionnalité imageante et opérant en transmission, pour une longueur d'onde choisie dans le domaine visible. La longueur d'onde qui a été retenue pour l'étude est 632.8 nm. Celle-ci correspond à celle de la lumière émise par un laser Hélium-Néon. Pour réaliser la fonction optique d'un tel composant, il était possible de considérer différents types d'éléments. Nous avons choisi les composants diffractifs à structures sub-longueur d'onde. En effet la réalisation d'éléments optiques diffractifs multi-niveaux exige un alignement précis des masques pour la fabrication du master contrairement aux éléments sub-longueur d'onde ne nécessitant qu'une seule étape. Le master une fois réalisé, permet la duplication à grande échelle et à moindre coût. Plus le nombre de répliques est important, moins le coût unitaire est élevé par économie d'échelle. De plus, les composants diffractifs à structures sub-longueur d'onde présentent des efficacités de diffraction élevées, en ne nécessitant l'utilisation que de 2 niveaux de phase. Ainsi, en une seule étape de transfert, le motif binaire peut être réalisé.

1.2. Démarche suivie

Nous présentons dans ce chapitre la méthode de conception et de modélisation de l'élément diffractif que nous proposons. Une des principales difficultés pour modéliser le comportement d'une optique diffractive présentant des structures sub-longueur d'onde est que cette modélisation nécessite un traitement vectoriel du comportement électromagnétique d'une onde la traversant. En effet, comme on l'a vu dans le paragraphe 2.1. du premier chapitre, lorsque les structures composant une optique diffractive sont de dimensions inférieures à une dizaine de longueurs d'onde de la lumière incidente, une modélisation par approximation scalaire n'est plus suffisante. Nous présentons dans un premier temps la méthode de simulation qui a été mise en œuvre pour la simulation de composants à structures sub-longueur d'onde. Pour ces simulations, il fallait exploiter un outil de modélisation rigoureuse. Nous proposons une méthode de modélisation par couplage de la méthode Finte-Difference Time-Domain (FDTD) pour la simulation en champ proche, autour de l'élément diffractif, et avec la méthode appelée Radiation Spectrum Method (RSM) pour la propagation dans l'espace libre.

Nous présentons ensuite la procédure de dimensionnement des structures sub-longueur d'onde. En effet, pour la conception d'un élément utilisant ce type de structures, il est nécessaire de connaître la différence de phase introduite par celles-ci en fonction de leurs caractéristiques géométriques, ainsi que les efficacités de diffraction associées. La méthode FDTD permet alors de déterminer une table de correspondance entre la différence de phase introduite par un réseau en fonction de ses caractéristiques géométriques qui est utilisée pour la finalisation de la conception de composants diffractifs à structures sub-longueur d'onde. Dans la troisième partie de ce chapitre, nous présentons des simulations de quelques lentilles diffractives à structures sub-longueur d'onde en utilisant la modélisation FDTD-RSM proposée. Les premières lentilles présentées sont illuminées par une onde plane, en incidence normale ou oblique. Enfin, nous présentons d'autres simulations pour lesquelles la source est cette fois-ci ponctuelle. Les dernières simulations présentées dans ce chapitre concernent un composant diffractif à structures sub-longueur d'onde dont la fonction de phase a été optimisée à l'aide du logiciel CodeV.

2. Présentation de la méthode de simulation d'éléments diffractifs à structures sub-longueur d'onde proposée

2.1. Objectif

Dans cette partie, nous présentons la méthode de simulation proposée pour modéliser, avec des perspectives d'exploitation effectives, le comportement de composants diffractifs à structures sub-longueur d'onde. Il était nécessaire de disposer d'abord d'un outil de simulation permettant de déterminer les caractéristiques génériques d'ondes diffractées par ce type de réseaux. Nous avons retenu la FDTD étant donné qu'elle permet de simuler n'importe quel type de structure, sa principale limitation étant l'occupation mémoire ainsi que le temps de calcul. Cette méthode permet ainsi de dresser une table de référence permettant ensuite la conception de composants diffractifs à structures sub-longueur d'onde.

Une fois la conception du composant réalisée (par voie analytique ou à l'aide d'un logiciel tel que CodeV), nous proposons une méthode permettant de modéliser le comportement du composant « entier ». Pour cela, nous utilisons de nouveau la méthode FDTD, pour la simulation de l'élément en champ proche. La modélisation du champ électromagnétique est limitée sur quelques micromètres, de manière à ne pas trop alourdir la taille mémoire occupée par la simulation et réduire le temps de calcul. Afin de connaître la répartition du champ électromagnétique sur une distance de propagation plus grande, nous utilisons la méthode modale RSM. Cette méthode permet de modéliser la propagation du champ en projetant sur les ondes planes de l'espace libre le champ récupéré en sortie de la modélisation FDTD. La prise en compte de la propagation permet ensuite de caractériser le champ électromagnétique diffracté par le composant. Nous pouvons ainsi estimer quels sont les meilleurs compromis à adopter pour l'exploitation de structures sub-longueur d'onde.

2.2. Méthode FDTD

La méthode des différences finies dans le domaine temporel dite FDTD est une méthode de résolution numérique rigoureuse opérant à partir des équations de Maxwell. Elle a été présentée pour la première fois par Yee en 1966 [YEE1966]. Il a fallu attendre 10 ans avant les premières applications de cette méthode [HOL1977] [TAF1975-1] [TAF1975-2]. Cette méthode ne comporte pas d'approximation, ni de restriction théorique. Elle est largement utilisée en optique guidée, notamment pour des géométries particulières que d'autres méthodes modales ne peuvent résoudre. La FDTD est ainsi une méthode de simulation par propagation complète, pouvant simuler la propagation d'une onde dans tout type de milieu (diélectrique, métal, plasma,...), dans le contexte des contraintes de formes géométriques les plus complexes. Son principal inconvénient est qu'elle nécessite des temps de calcul relativement longs et une grande taille mémoire.

2.2.1. Résolution des équations de Maxwell par la méthode FDTD

Lorsque l'on examine les équations de Maxwell, on peut se rendre compte qu'une variation temporelle du champ électrique \vec{E} est dépendante d'une variation spatiale du champ magnétique \vec{H} . Cette observation constitue le point de départ de la dépendance temporelle de la FDTD : à chaque

point de l'espace, la nouvelle valeur de \vec{E} est dépendante de sa précédente valeur, ainsi que de la variation spatiale locale du champ \vec{H} . On rappelle les équations de Maxwell ((II-1)), en absence de charges libres :

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\vec{\nabla} \wedge \vec{E} - \vec{M} \quad (\text{II-1a})$$

$$\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} = \vec{\nabla} \wedge \vec{H} - \vec{J} \quad (\text{II-1b})$$

$$\nabla \cdot \vec{D} = 0 \quad (\text{II-1c})$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad (\text{II-1d})$$

Avec $\vec{B} = \mu \vec{H}$ et $\vec{D} = \varepsilon \vec{E}$, désignant respectivement les vecteurs champ magnétique et déplacement électrique, où ε et μ qui représentent respectivement la permittivité diélectrique et la perméabilité magnétique du milieu, \vec{J} est la densité de courant électrique, et \vec{M} équivalent à la densité de courant magnétique. Dans toute la suite, nous nous limiterons à des simulations pour lesquelles les densités de courant sont nulles, aucun matériau magnétique dans la propagation de l'onde ($\vec{M} = \vec{0}$), les seuls milieux qui seront exploités pour effectuer les simulations présenteront un indice réel. A partir de ces équations et de ces hypothèses, on peut réécrire les équations différentielles dans un espace cartésien à l'aide de 6 équations scalaires locales :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_y}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) \quad (\text{II-2a})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_z}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial z} \right) \quad (\text{II-2b})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (\text{II-2c})$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_z}{\partial y} - \frac{\partial H_y}{\partial z} \right) \quad (\text{II-2d})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_x}{\partial z} - \frac{\partial H_z}{\partial x} \right) \quad (\text{II-2e})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (\text{II-2f})$$

H_x étant la composante du champ \vec{H} suivant l'axe x , E_y la composante du champ \vec{E} suivant l'axe y , etc... Ce système d'équations constitue les fondements de l'algorithme numérique au cœur de la méthode FDTD pour le calcul de la propagation d'une onde électromagnétique.

2.2.2. Cas particulier d'un problème à 2 dimensions

Dans le cas où le système étudié est invariant suivant une direction, il apparait une simplification du système d'équations à résoudre. En effet, le système d'équation précédent se subdivise en deux sous-systèmes plus simples pour chacune des polarisations Transverse Electrique (TE) et Transverse Magnétique (TM). Si l'on prend l'exemple d'un problème présentant une invariance dans la direction z , les dérivées par rapport à z s'annulent.

Mode TE

Dans ce cas, le vecteur champ électrique ne possède qu'une composante suivant la direction z. Par conséquent, le vecteur \vec{H} n'est porté que par les directions x et y. Les équations deviennent alors :

$$\frac{\partial H_x}{\partial t} = -\frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial y} \quad (\text{II-3a})$$

$$\frac{\partial H_y}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad (\text{II-3b})$$

$$\frac{\partial E_z}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \left(\frac{\partial H_y}{\partial x} - \frac{\partial H_x}{\partial y} \right) \quad (\text{II-3c})$$

Mode TM

Dans ce cas, le vecteur champ magnétique ne possède qu'une composante suivant la direction z. Par conséquent, le vecteur \vec{E} n'est porté que par les directions x et y. Les équations deviennent alors :

$$\frac{\partial E_x}{\partial t} = \frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial y} \quad (\text{II-4a})$$

$$\frac{\partial E_y}{\partial t} = -\frac{1}{\varepsilon} \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (\text{II-4b})$$

$$\frac{\partial H_z}{\partial t} = \frac{1}{\mu} \left(\frac{\partial E_x}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial x} \right) \quad (\text{II-4c})$$

Les modes TE et TM ne possèdent pas de composantes communes des champs. Ces 2 modes existent alors sans aucune interaction tant que les matériaux utilisés sont isotropes.

2.2.3. L'algorithme de Yee

L'algorithme de Yee permet de déterminer à la fois les champs électrique et magnétique dans le temps et l'espace en utilisant les équations établies précédemment. La solution trouvée par cette méthode est ainsi beaucoup plus rigoureuse que celles obtenues par les méthodes utilisant simplement l'équation de propagation.

L'algorithme de Yee considère les composantes de \vec{E} et de \vec{H} dans un espace tridimensionnel de manière à ce que chaque composante de \vec{E} soit entourée de 4 composantes de \vec{H} , et chacune des composantes de \vec{H} est entourée de 4 composantes de \vec{E} . Ainsi, pour un problème en 3 dimensions, on définit la cellule de Yee, représentée sur la Figure 20.

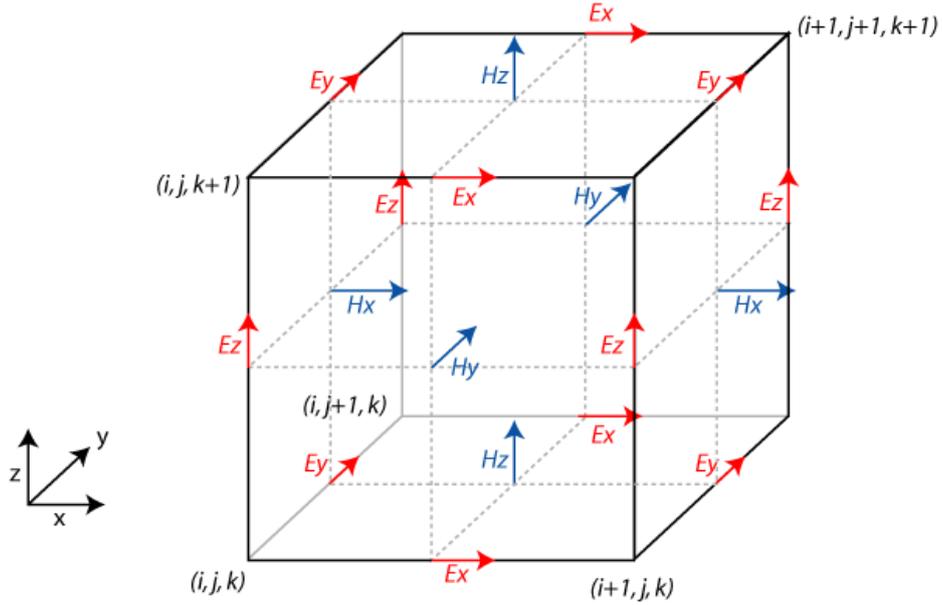


Figure 20. Cellule de Yee en 3 dimensions.

Dans la cellule de Yee, nous avons introduit les indices entiers (i, j, k) pour repérer les coordonnées des sommets du cube. Ces indices repèrent en réalité les positions $(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z)$, la notation précédente étant utilisée par commodité, Δx , Δy et Δz correspondant aux incréments spatiaux utilisés dans les directions x , y et z . De plus, pour ne pas alourdir les notations, nous noterons dans la suite $(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = u_{i,j,k}^n$, où u représentera une composante du champ \vec{E} ou du champ \vec{H} . Il est donc maintenant possible d'exprimer les dérivées partielles par rapport au temps ou à l'espace à partir d'une approche par différences finies :

$$\frac{\partial u}{\partial x}(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = \frac{u_{i+1/2,j,k}^n - u_{i-1/2,j,k}^n}{\Delta x} + O[(\Delta x)^2] \quad (\text{II-5a})$$

$$\frac{\partial u}{\partial t}(i\Delta x, j\Delta y, k\Delta z, n\Delta t) = \frac{u_{i,j,k}^{n+1/2} - u_{i,j,k}^{n-1/2}}{\Delta t} + O[(\Delta t)^2] \quad (\text{II-5b})$$

Nous pouvons maintenant appliquer ces différents concepts aux équations de Maxwell. Nous explicitons une équation du modèle 2D avec une polarisation TM. La cellule de Yee, dans ce cas, est représentée Figure 21.

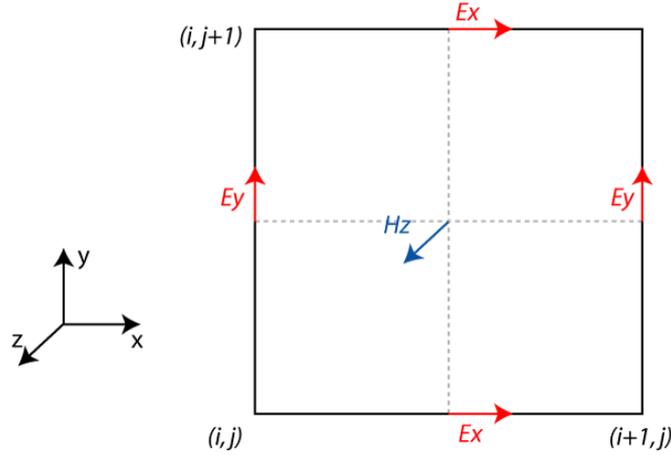


Figure 21. Cellule de Yee 2D.

Les autres équations du mode TE ainsi que celles concernant le mode TM se retrouvent de manière relativement évidente. Par exemple, on peut montrer, à partir de l'équation (II-4a), que :

$$\frac{E_x|_{i,j+1/2}^{n+1/2} - E_x|_{i,j+1/2}^{n-1/2}}{\Delta t} = \frac{1}{\varepsilon_{i,j+1/2}} \left[\frac{H_z|_{i,j+1}^n - H_z|_{i,j}^n}{\Delta y} \right] \quad (\text{II-6})$$

Il devient donc possible de déterminer la valeur $E_x|_{i,j+1/2}^{n+1/2}$ à l'instant $n+1/2$, en connaissant la valeur du champ H_z à l'instant n et celle de $E_x|_{i,j+1/2}^{n-1/2}$ à l'instant $n-1/2$:

$$E_x|_{i,j+1/2}^{n+1/2} = E_x|_{i,j+1/2}^{n-1/2} + \frac{\Delta t}{\varepsilon_{i,j+1/2}} \left[\frac{H_z|_{i,j+1}^n - H_z|_{i,j}^n}{\Delta y} \right] \quad (\text{II-7})$$

Il devient alors possible de calculer la composante y du champ \vec{E} et la composante z du champ \vec{H} respectivement aux instants $n+1/2$ et n , à partir des équations (II-4). L'algorithme de Yee permet de calculer les composantes des champs dans le domaine temporel dans un arrangement dit à « saute-mouton ». En effet, les composantes du champ \vec{E} sont déterminées dans l'espace modélisé par la cellule de Yee et stockées en mémoire pour les instants $n+1/2$ donnés, en utilisant les composantes du champ \vec{H} précédemment déterminées à l'instant n . Ensuite, toutes les données du champ \vec{H} sont calculées pour le temps $n+1$ et stockées en mémoire en utilisant les valeurs du champ \vec{E} de l'instant $n+1/2$. Cette opération est alors répétée à chaque instant d'échantillonnage temporel pour chacune des composantes des différents champs, jusqu'à ce que l'on ait atteint l'instant final de la simulation.

2.2.4. Stabilité et dispersion numérique

Le choix de l'échantillonnage temporel et spatial peut affecter les caractéristiques de la propagation des ondes dans la cellule de Yee, et donc introduire des erreurs numériques. Afin d'étudier la stabilité des solutions numériques, il est possible d'étudier ces dernières sous une forme relativement simple et générale. L'ensemble des modes de Fourier discret peut constituer une telle base. Ils sont définis par :

$$V_x|_{i,j,k}^n = V_{x0} e^{j(\omega n \Delta t - i\tilde{k}_x \Delta x - j\tilde{k}_y \Delta y - k\tilde{k}_z \Delta z)} \quad (\text{II-8})$$

Où V représente le champ E ou H , \tilde{k}_x , \tilde{k}_y et \tilde{k}_z représentent les composantes suivant l'axe x et l'axe y du vecteur d'onde numérique, et ω est la pulsation temporelle de l'onde. Pour obtenir des solutions physiques, il faut que les champs \vec{E} et \vec{H} soient correctement initialisés et que les solutions se propagent correctement dans la grille de calcul, et donc que tous les modes de Fourier se propagent correctement. En remplaçant l'expression des modes de Fourier dans les équations (II-2), on peut alors montrer que :

$$\omega = \frac{2}{\Delta t} \sin^{-1}(\xi) \quad (\text{II-9})$$

Où :

$$\xi = c\Delta t \sqrt{\frac{1}{(\Delta x)^2} \sin^2\left(\frac{\tilde{k}_x \Delta x}{2}\right) + \frac{1}{(\Delta y)^2} \sin^2\left(\frac{\tilde{k}_y \Delta y}{2}\right) + \frac{1}{(\Delta z)^2} \sin^2\left(\frac{\tilde{k}_z \Delta z}{2}\right)} \quad (\text{II-10})$$

c étant la vitesse de l'onde dans le milieu considéré. Cette relation est équivalente à une relation de dispersion numérique. Elle donne le lien entre les valeurs de \vec{k} et de ω des modes de Fourier qui peuvent se propager.

A partir de l'équation (II-10), il est possible de montrer que le paramètre ξ présente une valeur maximale déterminée en prenant les \sin^2 égaux à 1. Si le paramètre ξ est supérieur à 1, alors on obtiendrait des valeurs complexes pour le terme $\sin^{-1}(\xi)$, ce qui conduirait à une instabilité numérique, et « empêcherait » ainsi la propagation des modes de Fourier. Pour $0 \leq \xi \leq 1$, nous sommes donc dans le domaine de convergence de la FDTD, ce qui permet de déterminer une relation entre les différents incréments, temporels et spatiaux :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2} + \frac{1}{\Delta z^2}\right)}} \quad (\text{II-11})$$

c est en général pris comme la vitesse maximale que les ondes peuvent atteindre dans le milieu du système étudié, c'est à dire la vitesse de la lumière dans le vide. De plus, on peut montrer dans le cas 2D que :

$$\Delta t \leq \frac{1}{c \sqrt{\left(\frac{1}{\Delta x^2} + \frac{1}{\Delta y^2}\right)}} \quad (\text{II-12})$$

La relation de dispersion numérique peut engendrer des effets parasites comme par exemple des erreurs de phase ou encore une déformation des signaux. De nombreuses études ont été menées afin de déterminer l'influence de la dispersion numérique (par exemple dans [CAN1993] [PER1998] [JUN2000] [ZHE2001]). Afin de remédier à ce problème, il est généralement conseillé de mailler très finement le système étudié. En général, un incrément spatial inférieur à $\lambda/18$ est recommandé afin de s'assurer une stabilité numérique de l'algorithme, où λ est la longueur d'onde minimale des ondes se propageant dans le système.

2.2.5. Conditions aux limites

Le maillage utilisé pour pouvoir appliquer l'algorithme FDTD confine le calcul dans un volume fixé. Cet espace fini va « tronquer » les équations de Maxwell au niveau des frontières. Il est alors nécessaire de tenir compte de cette limitation de l'espace en imposant des conditions aux limites, permettant d'éviter des problèmes de réflexions multiples qui pourraient apparaître si l'on ne prend aucune précaution particulière. Les principales conditions aux limites utilisées pour modéliser un calcul par FDTD sont les conditions dites PML pour Perfectly Matched Layer ainsi que les conditions aux limites périodiques.

Les conditions PML

Les conditions PML ont été introduites pour la première fois en 1994 par Bérenger [BER1994]. Elles imposent à l'espace de calcul d'être entouré de couches parfaitement adaptées qui vont atténuer les ondes les traversant à l'aide de conductivités électriques et magnétiques adaptées. Leur principal inconvénient est qu'elles augmentent l'occupation mémoire et le temps de calcul étant donné qu'elles imposent de subdiviser chaque composante de champ en deux sous composantes sur lesquelles des conductivités spécifiques sont appliquées. Ces conditions aux limites peuvent offrir un coefficient de réflexion inférieur à -80 dB.

Les conditions aux limites périodiques

De nombreuses structures d'un point de vue électromagnétique présentent une périodicité dans une ou plusieurs directions. La FDTD peut permettre de modéliser le comportement de ce type de structures, en ne modélisant que le comportement d'une cellule élémentaire individuelle, en mettant en place des conditions aux limites périodiques. Pour reproduire toute la structure, les conditions de périodicité reflétant le théorème de Floquet-Bloch sont donc appliquées sur les composantes magnétiques et électriques. Ainsi, si l'on considère des conditions périodiques de période a dans la direction y sur une cellule 2D, les conditions aux limites se traduiront par les relations (II-13) :

$$\vec{E}(x, y = a, t) = \vec{E}(x, y = 0, t) \exp(ik_y a) \quad (\text{II-13a})$$

$$\vec{H}(x, y = a, t) = \vec{H}(x, y = 0, t) \exp(ik_y a) \quad (\text{II-13a})$$

Où k_y correspond à la projection du vecteur d'onde dans la direction y .

2.2.6. Implémentation de la FDTD

Pour modéliser la propagation d'une onde électromagnétique à travers une structure quelconque à l'aide de la méthode FDTD, nous exploitons un logiciel libre sous licence GNU-GPL développé par le MIT : Meep [MEEP]. Celui-ci permet la modélisation de structures à une, deux ou trois dimensions, en coordonnées cartésienne ou cylindrique. De plus, il permet la simulation de matériaux dispersifs, ou non linéaires. Les conditions aux limites qui peuvent être implémentées sont les conditions périodiques de Bloch et les conditions PML. De plus, ce logiciel est utilisable avec une assez grande souplesse de par le langage de script Scheme qu'il utilise.

Les simulations FDTD présentées dans la suite du mémoire tirent avantage de ce logiciel. Nous l'avons principalement utilisé pour effectuer des simulations en champ proche, ainsi que pour les simulations de structures périodiques.

2.3. Présentation de la méthode RSM

La RSM est une technique modale permettant de simuler la propagation d'un champ électromagnétique dans une structure. Nous utilisons cette méthode pour simuler les propagations des champs dans l'espace libre, à partir d'un champ quelconque. Cette technique de simulation a été principalement développée pour la modélisation de la propagation électromagnétique dans les composants de l'optique intégrée. Pour cela, la géométrie de la structure est discrétisée en segments de guide droit et le champ d'entrée est projeté sur la base des modes propres guidés et rayonnés du guide d'entrée. Les modes guidés sont les modes pour lesquels le champ reste confiné à l'intérieur d'un guide. Etant donné que la RSM n'a été utilisée que pour une propagation dans l'espace libre, aucun mode guidé n'est à considérer, et seule une projection sur les modes rayonnés est pertinente pour notre utilisation. Les modes ainsi excités sont propagés avec leur constante de propagation propre jusqu'à atteindre le plan de reconstruction. Cette technique a été pour la première fois développée au LEMO (Laboratoire d'Electromagnétisme Microondes et Optoélectronique), aujourd'hui IMEP (Institut de Microélectronique Electromagnétisme et Photonique) par Diaa Khalil [KHA1993] et Philippe Gérard [GER1997]. Elle a comme principaux avantages de pouvoir traiter correctement de forts changements dans la direction de propagation du champ, de tenir compte de la polarisation de la lumière et des réflexions qui pourraient avoir lieu dans la structure et de pouvoir considérer de grands angles lors de la propagation.

2.3.1. Formulation mathématique

Nous présentons ici la formulation mathématique de la RSM pour une propagation dans l'espace libre. N'importe quelle distribution de champ peut se décomposer sur les modes rayonnés. On considère une onde électromagnétique se propageant dans la direction y dans l'espace libre. Etant donné qu'aucune réflexion ne sera à prendre en compte, on peut écrire les solutions harmoniques du champ sous la forme :

$$E(x, y, z, t) = E(x)e^{j(\omega t - \beta y)} \quad (\text{II-14a})$$

$$H(x, y, z, t) = H(x)e^{j(\omega t - \beta y)} \quad (\text{II-14b})$$

Pour la polarisation TE, les seules composantes non nulles sont (E_x, H_y, H_z) et pour le mode TM, (H_x, E_y, E_z) . Si l'on appelle V la composante du champ dans la direction z , cette composante satisfait :

$$\frac{d^2V}{dx^2} + k_0^2(n^2 - n_e^2)V = 0, \text{ avec } \beta = n_e k_0 \quad (\text{II-15})$$

Avec $V = E_z$ pour le mode TE et $V = H_z$ pour le mode TM, n l'indice de l'espace libre dans lequel se fait la propagation, k_0 est la constante de propagation dans l'espace libre et n_e est l'indice effectif du mode. L'indice effectif d'un mode de propagation rayonné est défini par $n_e = n \cos(\theta)$ où θ est l'angle du vecteur d'onde de l'onde plane par rapport à l'axe (Oy) caractérisant le mode rayonné et n l'indice de réfraction du milieu dans lequel ce mode se propage. Les autres composantes de champ sont déterminées par les relations :

$$H_x = \frac{\beta}{\mu_0 \omega} E_z \quad H_y = \frac{j}{\mu_0 \omega} \frac{\partial E_z}{\partial x} \quad E_x = \frac{-\beta}{\varepsilon_0 \varepsilon_r \omega} H_z \quad E_y = \frac{-j}{\varepsilon_0 \varepsilon_r \omega} \frac{\partial H_z}{\partial x} \quad (\text{II-16})$$

Les composantes du champ V sont quant à elles déterminées à partir de l'équation (II-15) par :

$$V(x) = A \exp(\rho x) + B \exp(-\rho x) \quad (\text{II-17})$$

A et B étant des nombres complexes et ρ est donné par :

$$\rho = j k_0 \sqrt{(n^2 - n_e^2)} \quad (\text{II-18})$$

On montre que l'ensemble des modes rayonnés d'indice effectif n_e constitue un espace vectoriel de dimension 2. Dans le but de simplifier la projection d'un champ électromagnétique incident quelconque, il est plus intéressant d'utiliser des modes normés. L'étape de normalisation des modes rayonnés consiste en la détermination de l'énergie transportée par chacun de ces modes, caractérisée par le flux moyen du vecteur de Poynting du mode. Une méthode de normalisation a ainsi été développée. Elle est présentée dans la référence [GER1997]. Le champ électromagnétique incident peut ainsi être décomposé en :

$$E_t(x, y) = \sum_i (a_i^+ e^{-j\beta_i y} + a_i^- e^{+j\beta_i y}) E_{t,i}(x) \quad (\text{II-19a})$$

$$H_t(x, y) = \sum_i (a_i^+ e^{-j\beta_i y} + a_i^- e^{+j\beta_i y}) H_{t,i}(x) \quad (\text{II-19b})$$

Où les β_i constituent le spectre discrétisé des constantes de propagation longitudinales des modes rayonnés, l'indice + spécifie qu'il s'agit de modes se propageant dans le sens des $y > 0$. Dans notre cas d'une propagation dans l'espace libre, les modes se propageant dans le sens inverse n'ont pas de sens physique, tous les a_i^- sont donc nuls. Ainsi, l'implémentation numérique de la RSM implique un échantillonnage des champs incidents, ainsi que des modes rayonnés. L'échantillonnage des champs doit être réalisé de manière à respecter le critère de Shannon. Pour discrétiser le spectre, nous choisissons un pas d'échantillonnage constant $\Delta\rho$.

2.4. Simulation par la méthode FDTD-RSM

2.4.1. Principe de la méthode de simulation

Dans cette partie, nous présentons le principe de la simulation adoptée pour modéliser des composants diffractifs opérant en transmission dans le spectre visible et en particulier ceux présentant des structures sub-longueur d'onde. Le travail de modélisation proposé ici se découpe en deux étapes.

La première partie de la simulation concerne la modélisation du comportement de l'onde électromagnétique traversant un composant en champ proche. Pour cela, la méthode FDTD a été utilisée en utilisant le logiciel libre Meep. Ceci est assez coûteux en temps de calcul et en occupation mémoire, mais permet de simuler n'importe quel type de structure, à condition de l'échantillonner correctement. Le champ électromagnétique complexe est ensuite récupéré à la sortie de l'élément et sert d'excitation à la simulation RSM.

La seconde partie de la modélisation concerne la propagation dans l'espace libre en utilisant la RSM. À l'aide de la décomposition du champ électromagnétique incident sur les modes rayonnés, il est possible de déterminer la distribution du champ électromagnétique dans l'espace libre. En utilisant un code de calcul numérique de la RSM, la principale difficulté rencontrée pour sa mise en œuvre concerne l'échantillonnage des modes rayonnés. En effet, celui-ci doit être suffisamment fin de manière à convertir sans perte le signal en entrée. Cependant, un sur-échantillonnage nuit au temps de calcul nécessaire pour modéliser la propagation, étant donné que le nombre de modes à considérer doit être plus important. Pour réaliser cette étape, les paramètres d'échantillonnage (le pas d'échantillonnage Δx ainsi que le nombre d'échantillon N) sont fixés dans le domaine spatial. Le code de calcul utilisé pour réaliser ce travail, développé originellement par P. Gérard, permet de déterminer automatiquement le pas d'échantillonnage fréquentiel à partir de l'échantillonnage spatial qui est effectué. Le nombre total de modes rayonnés est également égal à N . En conséquence, le pas d'échantillonnage sur la fréquence spatiale transverse du mode u ($= \text{Reel}\{-j^* \rho\} / 2\pi$) est également fixé et les fréquences sont directement calculées par la relation : $u_m = m / (N * \Delta x)$. Ces fréquences permettent de déterminer l'indice effectif $n_{e,m}$ du mode rayonné de numéro m , et donc l'angle de propagation θ_m de l'onde plane par les relations :

$$n_{e,m} = \sqrt{n - \left(\frac{m\lambda}{N\Delta x}\right)^2} \quad (\text{II-20})$$

$$\theta_m = \arccos\left(\sqrt{n - \left(\frac{m\lambda}{N\Delta x}\right)^2}\right) \quad (\text{II-21})$$

Ainsi, l'indice effectif maximum déterminé par une simulation RSM est alors de 1, ce qui correspond à une onde plane d'angle de propagation nul. L'indice effectif minimum est quant à lui calculé en prenant $m = N/2$, étant donné qu'il existe $N/2$ modes pairs, et $N/2$ modes impairs :

$$n_{e,min} = \sqrt{n - \left(\frac{\lambda}{2\Delta x}\right)^2} \quad (\text{II-22})$$

Cet indice effectif correspond à un angle de propagation du mode rayonné de $\theta_m = \arccos(n_{e,min} / n)$. En d'autres termes, le pas d'échantillonnage spatial permet de déterminer l'angle de propagation maximum que la RSM peut déterminer. Le nombre de points d'échantillonnage permet de déterminer une résolution plus ou moins fine du domaine spectral. Celle-ci doit être suffisante pour respecter le critère d'échantillonnage de Shannon.

Dans notre étude, nous utilisons principalement la RSM pour déterminer la carte du champ électromagnétique en sortie d'une lentille. Dans le cas d'une lentille idéale dont l'axe optique est centré par rapport à la zone de calcul, l'angle maximum des modes rayonnés sera atteint par les

rayons les plus éloignés du centre de la lentille. Pour une lentille de diamètre D et de distance focale f , l'angle de propagation maximum θ_{max} en sortie de la lentille est déterminé par :

$$\theta_{max} = \arctan\left(\frac{D}{2f}\right) \quad (\text{II-23})$$

La résolution spatiale minimale Δx_{min} à choisir pour la propagation RSM doit alors permettre d'obtenir un spectre pour lequel cet angle est la borne inférieure. Celle-ci peut alors être déterminée en fonction de l'ouverture numérique $ON = f/D$ de la lentille :

$$\Delta x_{min} = \frac{\lambda/2}{\sqrt{n - \frac{n^2}{1 + (1/2ON)^2}}} \quad (\text{II-24})$$

Ainsi, par exemple, pour une lentille de diamètre 1 mm et de distance focale 6 mm placée dans l'air, à la longueur d'onde 632.8 nm, présentant donc une ouverture numérique de 6, la résolution minimale doit être de 3.8 μm , alors qu'elle ne doit être au minimum que de 38 μm pour une lentille de même diamètre, mais de distance focale 10 fois plus grande. Néanmoins, pour des lentilles diffractives à structures sub-longueur d'onde, non idéales, les propagations RSM seront réalisées en considérant une résolution spatiale toujours inférieure à Δx_{min} , étant donné que des modes présentant des constantes de propagation transverses plus faibles peuvent également être excités. De plus, afin de s'assurer d'avoir une résolution suffisante pour assurer un calcul rigoureux, ces simulations seront toujours précédées par une simulation utilisant un pas de propagation nul, en vérifiant que le champ reconstruit est identique au champ de départ. Nous vérifions ainsi que l'échantillonnage des modes est suffisant pour assurer une propagation sans perte d'information.

2.4.2. Efficacité de diffraction des lentilles calculées par la méthode FDTD-RSM

Une des principales caractéristiques des composants diffractifs est leur efficacité de diffraction. Pour estimer celle-ci dans le cas de lentilles diffractives simulées par la modélisation FDTD-RSM, le flux de vecteur de Poynting a été utilisé. L'efficacité de diffraction d'une lentille diffractive peut alors être calculée par le rapport entre ce flux à travers une surface qui correspondrait au diamètre du disque d'Airy au niveau du point focal, rapporté au flux total avant la lentille lors de la propagation modélisée par la FDTD. Pour une lentille de diamètre D et de distance focale f , l'efficacité de diffraction η correspond alors à :

$$\eta = \frac{\sum_{v=0}^N \vec{E}(x_v, y=y_f, t=t_f) \times \vec{H}(x_v, y=y_f, t=t_f)}{\sum_{w=0}^{N_0} \vec{E}(x_w, y=y_0, t=t_0) \times \vec{H}(x_w, y=y_0, t=t_0)} \quad (\text{II-25})$$

$$x_v = \frac{-0.66\lambda f}{D} + v\Delta x_{RSM}, \quad 0 \leq v \leq N_f, \quad N_f = \frac{1.22\lambda f}{D\Delta x_{RSM}}$$

$$x_w = \frac{-D}{2} + w\Delta x_{FDTD}, \quad 0 \leq w \leq N_0, \quad N_0 = \frac{D}{\Delta x_{FDTD}}$$

Où \times correspond au produit vectoriel des champs \vec{E} et \vec{H} , x_v correspond à la $v^{\text{ème}}$ composante spatiale discrète des coordonnées spatiales x , dans le plan focal, et x_w correspond à la $w^{\text{ème}}$ composante spatiale dans le plan incident, y_f est la coordonnée longitudinale du point focal de la lentille, y_0 correspond à une abscisse comprise entre le plan de génération de l'onde et la lentille diffractive, et t_f et t_0 sont respectivement l'incrément de temps final et celui de référence de la simulation FDTD. Δx_{FDTD} et Δx_{RSM} désignent respectivement les incréments spatiaux utilisés pour la modélisation FDTD et RSM.

La Figure 22 présente le principe de la simulation à partir de l'exemple de la modélisation d'une lentille diffractive de distance focale 7 mm, ainsi que les endroits où sont calculés les flux du vecteur de Poynting pour la détermination de l'efficacité de diffraction.

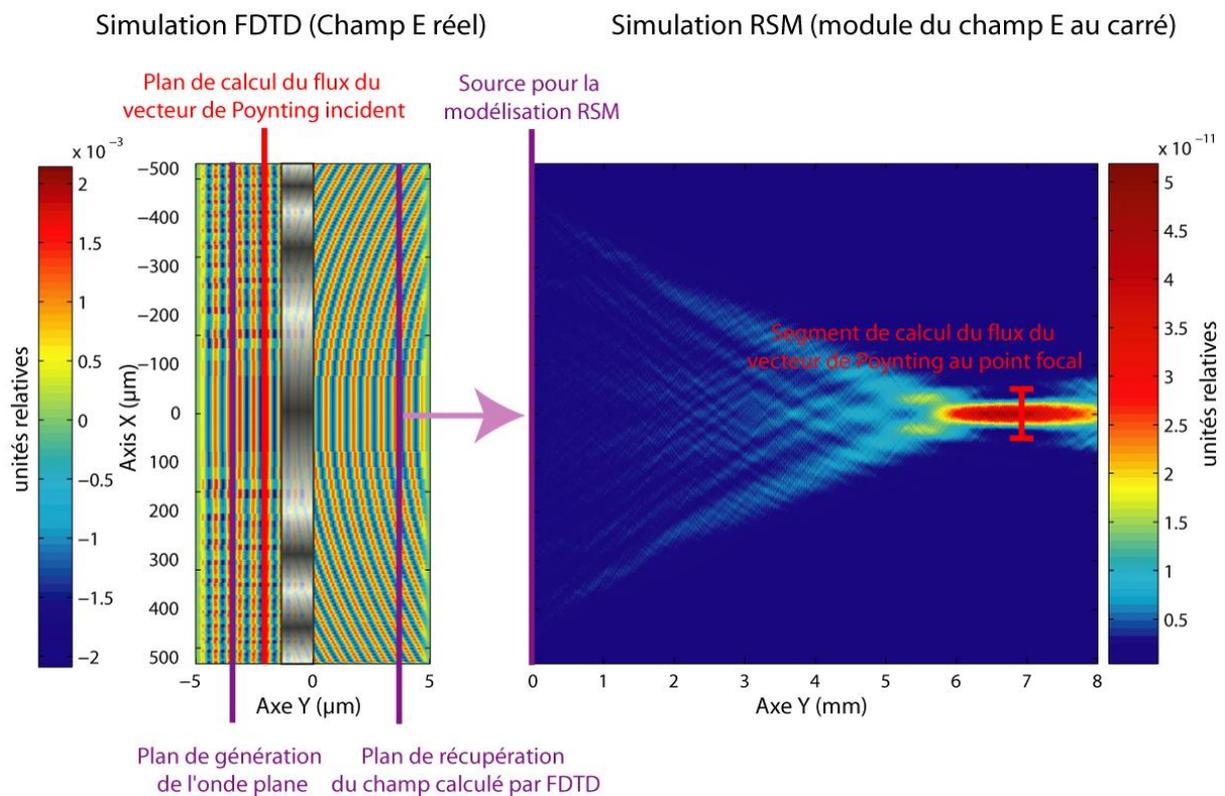


Figure 22. Présentation du principe de la simulation.

Sur la Figure 23 ci dessus, la figure de gauche représente la partie réelle du champ électrique calculée par modélisation FDTD sur laquelle est surimposée en transparence la lentille diffractive. La figure de droite présente le module du champ électrique au carré déterminé par la simulation RSM.

2.4.3. Exemples de modélisation FDTD-RSM de lentilles diffractives « classiques »

Dans cette partie, on présente des simulations qui ont eu pour but de modéliser des lentilles diffractives 'classiques', c'est à dire celles pour lesquelles les structures qui les composent sont de dimensions grandes devant la longueur d'onde incidente. Pour cela, nous avons considéré la fonction de phase d'une lentille réfractive déterminée par la relation suivante, permettant de déterminer le profil de la lentille :

$$\phi(r) = \frac{2\pi}{\lambda} (\sqrt{r^2 + f^2} - f) \quad (\text{II-26})$$

Où $\phi(r)$ est la fonction de phase de la lentille réfractive, r correspondant à la distance par rapport au centre de la lentille, et f est sa distance focale. A partir de ce profil réfractif, il est possible de déterminer le profil des lentilles de Fresnel équivalentes, comme nous l'avons présenté dans le chapitre I. En considérant un déphasage maximum de 2π , il est également possible de déterminer le profil d'une lentille de Fresnel analogique purement diffractive. Enfin, suivant le nombre de niveaux N que l'on considère pour quantifier la phase de cette lentille, la géométrie définie permet de calculer le profil d'une lentille à N niveaux de phase. La propagation d'une onde électromagnétique traversant ces lentilles a dans un premier temps été calculée à l'aide de la modélisation FDTD. Le champ récupéré en sortie de la lentille est ensuite utilisé comme source pour la propagation dans l'espace libre calculée par RSM. Nous déterminons ainsi à la fois la distribution des modes rayonnés en sortie de la lentille ainsi que la carte du champ électromagnétique dans l'espace libre. Cette dernière permet le calcul de l'efficacité de diffraction de ces lentilles.

Nous avons étudié à titre d'exemple des lentilles de distance focale 6 mm et de diamètre 400 μm , présentant donc une ouverture numérique de 15, quantifiées en utilisant 2, 4, 8, 16 et 32 niveaux de phase, éclairées par une onde électromagnétique de longueur d'onde 632.8 nm. La résolution spatiale utilisée pour la FDTD a été de 10 nm. Afin de s'assurer que cette dernière était suffisante, des simulations ont été menées en utilisant une résolution plus faible (5 nm). En comparant les valeurs réelles et imaginaires des champs \vec{E} et \vec{H} obtenues, l'erreur relative aux points de maillage communs entre les deux simulations étant inférieure au pourcent, le maillage de 10 nm a été considéré comme suffisamment fin pour être rigoureux. Les calculs ont été réalisés sur un PC Dual Core Pentium D à 3,40 GHz, présentant 2 Go de RAM, et la durée totale de la simulation est d'un peu moins d'une demi-heure. Pour la RSM, un échantillonnage spatial de 4 μm a été déterminé comme étant suffisant pour modéliser la propagation dans l'espace libre (d'après l'équation (II-25), l'échantillonnage minimum pour ce type de lentille d'ouverture numérique 15 est de 9.5 μm). Le nombre de modes utilisés pour réaliser la propagation dans l'espace libre a été de 400. En effet, cette résolution permet d'obtenir la même carte de champ que le champ initial en considérant une propagation nulle. Le calcul, réalisé sur le même ordinateur que pour la FDTD, prend quant à lui, environ une minute.

Ainsi, à partir des modélisations des lentilles quantifiées à l'aide de différents niveaux de phase, l'efficacité de diffraction calculée par la méthode FDTD-RSM a pu être estimée et celle-ci a été comparée à l'efficacité de diffraction théorique, déterminée par l'approximation scalaire, à partir de l'équation (I-11). La Figure 23 présente ces résultats.

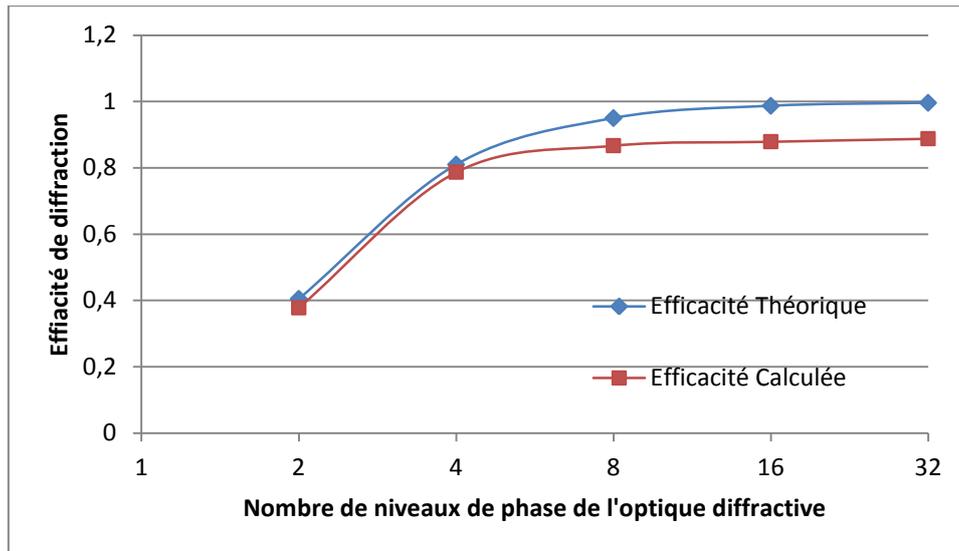


Figure 23. Comparaison des efficacités de diffraction théoriques et calculées par la méthode FDTD-RSM pour différentes lentilles diffractives 'classiques'.

D'après le graphique, les 2 courbes suivent la même tendance, mais alors que l'efficacité de diffraction théorique plafonne à 1, l'efficacité simulée maximale vaut 0.861 pour $N=32$. Ces différences peuvent s'expliquer par le fait que les réflexions aux interfaces ne sont pas prises en compte dans l'approximation scalaire. A partir de cette remarque, l'efficacité de diffraction réelle devrait tendre vers 0.91, ce qui est assez cohérent avec les résultats obtenus par la modélisation proposée, étant donné que la modélisation FDTD-RSM prend aussi en compte les effets d'ombrage qui peuvent apparaître lors de la propagation (cf. Chapitre I).

3. Simulation de composants diffractifs à structures sub-longueur d'onde

3.1. Dimensionnement des structures sub-longueur d'onde – Détermination de l'indice effectif

3.1.1. Introduction

Un des buts de la thèse était d'utiliser des structures sub-longueur d'onde pour mettre en forme des faisceaux de lumière à l'aide d'optiques diffractives. Nous avons vu dans le premier chapitre, qu'une fois la fonction de phase d'un composant diffractif déterminée, il existe différentes méthodes, avec plus ou moins d'approximations, pour coder cette fonction de phase de manière effective. En général, la méthode choisie pour réaliser l'élément conditionne les structures qu'il est possible de fabriquer, et ainsi, l'approximation qui sera faite sur la phase. Dans cette partie, nous nous intéressons plus spécifiquement aux structures sub-longueur d'onde qui peuvent être utilisées pour coder un élément diffractif. Ces structures, comme on les a présentées dans le premier chapitre, peuvent être équivalentes à une couche mince d'indice de réfraction « effectif » dépendant des paramètres géométriques de la structure, sous certaines conditions.

Le Figure 24 ci-dessous permet de synthétiser la démarche calculatoire que nous avons adoptée pour concevoir et simuler des optiques diffractives à structures sub-longueur d'onde, en partant d'un cahier des charges établi en termes de longueur d'onde λ , de distance focale f , de son diamètre D , de sa fonction de transfert de modulation (*FTM*) ou encore de l'indice de réfraction n du matériau, par exemples. La première étape ❶ du calcul consiste à déterminer la distribution spatiale globale de phase à réaliser par le dispositif répondant au cahier des charges. Cette première étape de calcul peut être réalisée à partir de logiciels commerciaux, tels que VirtualLab ou CodeV par exemple, ou en utilisant des codes de calcul développés au laboratoire. Dans ce cas, la distribution est quantifiée en N niveaux de phase. Dans certains cas particuliers (lentille de Fresnel par exemple), la distribution de phase peut être déterminée analytiquement et représentée par une fonction de phase continue. La deuxième étape ❷ consiste à déterminer le déphasage introduit par des réseaux périodiques sub-longueur d'onde en fonction de leurs caractéristiques géométriques. La hauteur des structures sub-longueur d'onde à réaliser dépend du degré de quantification de la distribution de phase globale. En effet, nous verrons que le déphasage maximum dépend du nombre de niveaux de phase utilisés, tandis que le déphasage maximum introduit par un réseau diélectrique en transmission dépend quant à lui de la hauteur des structures utilisées (voir paragraphe 3.1.2.b). La troisième étape ❸ consiste ensuite à répartir les réseaux élémentaires sub-longueur d'onde pour produire la distribution de phase globale souhaitée. Enfin, la quatrième et dernière étape (étape ❹) consiste à générer un fichier informatique compatible avec le dispositif de nano-fabrication utilisé. La procédure pour générer ce type de fichier est présentée dans le chapitre III, au paragraphe 3.3. Les différentes étapes seront décrites dans ce chapitre et des résultats obtenus en appliquant la méthode seront présentés et analysés.

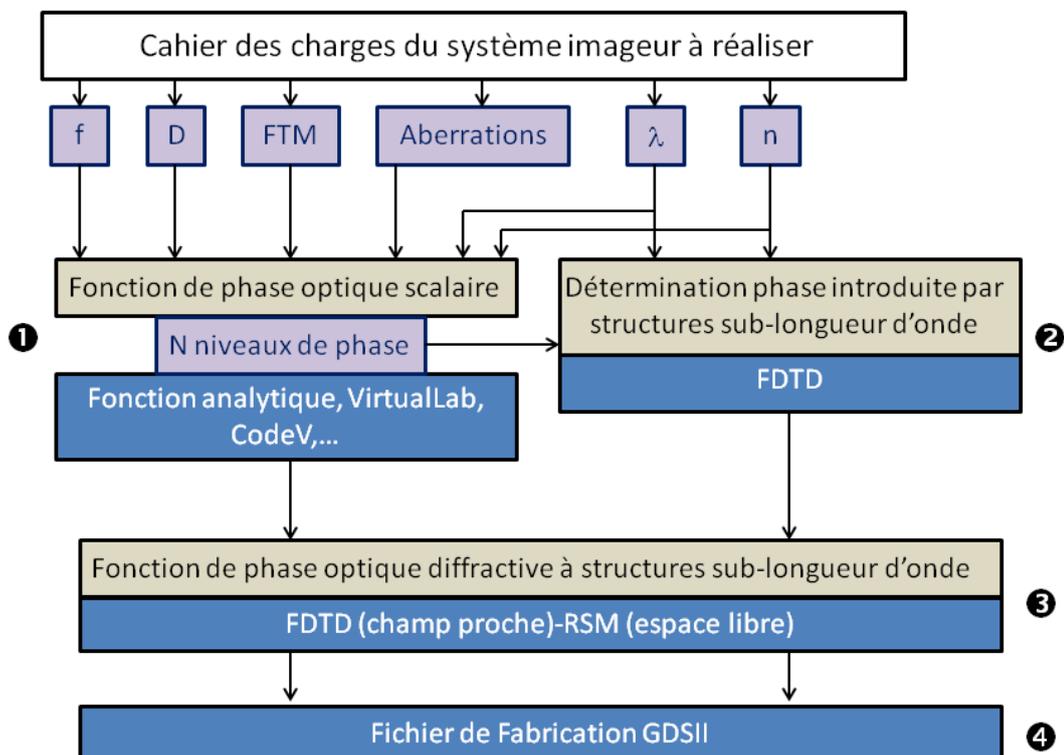


Figure 24. Principe de la démarche de conception des éléments diffractifs à structures sub-longueur d'onde.

3.1.2. Simulation de structures 1D

a. Introduction

Pour déterminer le comportement de structures sub-longueur d'onde périodiques, nous avons principalement utilisé la méthode FDTD mise en œuvre à l'aide du logiciel Meep. Les simulations par cette méthode de calcul numérique ont été réalisées de manière à simuler le comportement de ce type de structures lorsqu'elles sont traversées par une onde électromagnétique. Les conditions aux limites de Meep ont ainsi été mises à profit pour se limiter au calcul électromagnétique pour une seule période de la structure.

Dans cette partie, nous présentons des simulations de réseaux diélectriques binaires à une dimension, c'est à dire des structures qui ne présentent des variations que dans une seule direction et dont l'indice de réfraction n_s est purement réel et entouré d'un milieu d'indice n_i . Ce type de structures a été introduit dans le chapitre I. La Figure 25 présente la géométrie qui a été simulée :

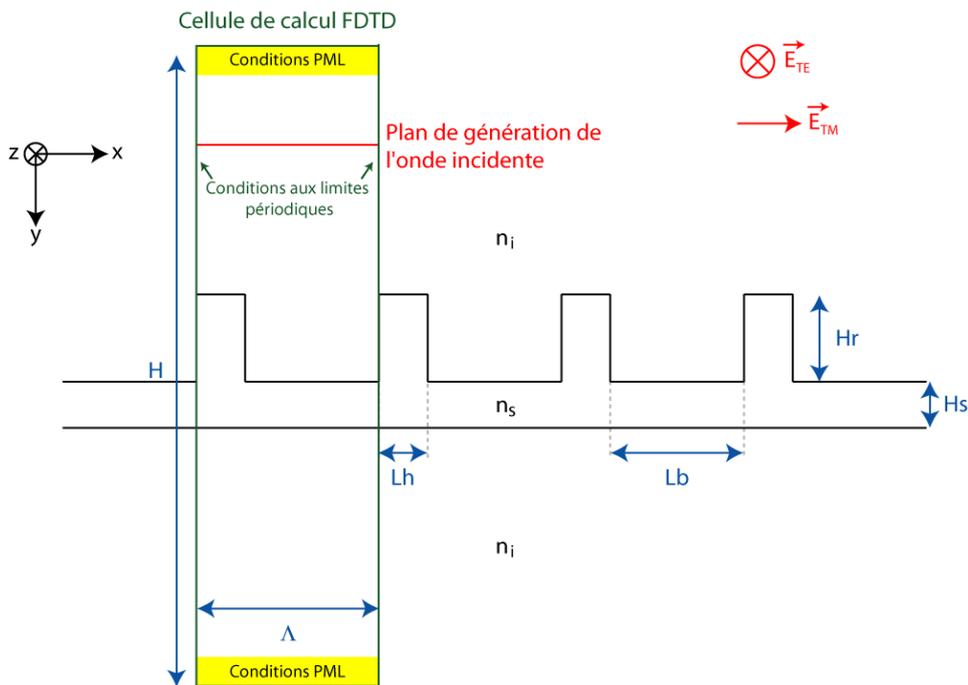


Figure 25. Géométrie des réseaux 1D simulés.

On considère un réseau invariant dans la direction z dont les structures sont orientées dans la direction y . On appelle Λ la périodicité du réseau, qui définit également la dimension latérale de la fenêtre de calcul utilisée sous Meep. De plus, L_h désigne la dimension du niveau haut du réseau et L_b la dimension du niveau bas. On utilise également le facteur de remplissage du réseau f , ou rapport cyclique défini par le rapport $f = L_h/\Lambda$, et donc $(1-f) = L_b/\Lambda$. Enfin, on note H_r et H_s , la dimension du réseau, et celle du substrat. On a également rappelé sur la figure la convention utilisée pour désigner les polarisations TE et TM, c'est à dire respectivement un champ électrique orienté suivant la direction z , et x .

b. Détermination de l'indice effectif des structures sub-longueur d'onde

Dans cette partie, nous déterminons la différence de phase, et donc l'indice effectif, introduite par un réseau binaire diélectrique de structures sub-longueur d'onde en fonction du facteur de remplissage f . Ce réseau baigne dans de l'air d'indice de réfraction égal à 1 et est éclairé par une onde électromagnétique de longueur d'onde λ dans l'air en incidence normale.

D'après les travaux antérieurs qui ont été présentés dans le premier chapitre [LAL1996], on sait que pour un réseau diélectrique, la différence de phase introduite par un réseau sub-longueur d'onde est une fonction strictement croissante du facteur de remplissage du réseau, quelle que soit la polarisation incidente de l'onde électromagnétique incidente (TE ou TM). Ainsi, la différence de phase maximale est obtenue pour un rapport cyclique égal à 1, c'est à dire lorsque le réseau constitue en fait une couche mince d'épaisseur égale H_r . Pour notre étude, nous cherchons à déterminer des réseaux introduisant une différence de phase maximale connue ϕ_{max} , c'est à dire ayant un indice effectif maximum $n_{eff,max}$. On peut alors déterminer la relation entre ces 2 paramètres, et également déterminer la hauteur du réseau H_r en fonction du déphasage maximum souhaité :

$$\phi_{max} = \frac{2\pi H_r}{\lambda} (n_{eff,max} - n_i) \quad (II-27)$$

$$H_r = \frac{1}{2\pi} * \frac{\lambda}{n_s - n_i} * \phi_{max} \quad (II-28)$$

Suivant le déphasage maximum qui sera attendu, la hauteur du réseau correspondante pourra donc être déterminée. Dans un premier temps, nous avons cherché à déterminer la différence de phase introduite par un réseau en silice fondue de période Λ comprise entre 100 nm et 1 μ m, à la longueur d'onde de 632.8 nm (laser Hélium-Néon), de facteur de remplissage variable, et de hauteur permettant d'obtenir au maximum une différence de phase de 2π . Cette différence de phase maximale permet ainsi d'atteindre tous les déphasages qui pourraient être introduits par un composant diffractif dont la fonction de phase est continue. L'indice de réfraction de la silice fondue à cette longueur d'onde est de 1.46008, la hauteur de réseau permettant d'atteindre le déphasage de 2π est donc de 1375 nm. De plus, nous avons également déterminé les différences de phase introduites par des réseaux sub-longueur d'onde ayant pour but d'introduire un déphasage maximum de $2\pi * 7/8$ et $2\pi * 3/4$. Ces deux valeurs correspondent à la différence de phase maximale atteinte pour une optique diffractive à respectivement 8 et 4 niveaux de phase. Les hauteurs de réseau correspondantes sont alors 1203 nm et 1032 nm.

Pour réaliser les simulations, le langage de script de Meep a été mis à profit, en incrémentant la période du réseau par pas de 20 nm, et celle du facteur de remplissage par pas de 0.02. De plus, nous avons choisi une résolution spatiale de 10 nm, ce qui correspond à environ $1/40^e$ de la longueur d'onde incidente dans la silice fondue (longueur d'onde minimale pour la géométrie envisagée). On respecte donc le critère de stabilité de la FDTD. Pour vérifier l'exactitude des calculs effectués, nous avons doublé le nombre de points de calcul utilisés et vérifié que les résultats obtenus étaient bien identiques à ceux obtenus à la résolution spatiale de 10 nm.

Afin de déterminer le déphasage introduit par les structures sub-longueur d'onde, les parties réelles et imaginaires du champ électromagnétique complexe déterminé par Meep ont été exploitées. En effet, il est possible de déterminer la phase d'une grandeur complexe en calculant l'arc-tangente du

rapport entre la partie imaginaire et la partie réelle du champ. En comparant la valeur de la phase trouvée pour une période Λ et un facteur de remplissage f donnés à celle obtenue pour un réseau de même période mais de rapport cyclique $f = 0$, il est possible de déterminer la différence de phase introduite par le réseau sub-longueur d'onde. Cette valeur de différence de phase a été calculée pour tous les points compris entre 1 et 3 longueurs d'onde après le réseau, et sur la largeur de la cellule de simulation FDTD. De cette manière, nous réduisons l'erreur sur la détermination de la phase d'un facteur égal au nombre de points sur lequel le calcul est réalisé. De plus, l'efficacité de diffraction de l'ordre 0 de chacun des réseaux simulés a été calculée. En effet, c'est cette grandeur qui nous permettra de déterminer dans quelle mesure il est possible d'approximer un réseau par une couche mince d'indice effectif donné. Si un réseau présente une efficacité de diffraction à l'ordre 0 de 100%, cela signifie que toute l'énergie de l'onde incidente se trouve dans l'ordre 0, c'est à dire dans une onde plane dont la direction reste inchangée par rapport à celle de l'onde incidente. Pour ce réseau, l'approximation par un milieu effectif est alors complètement justifiée. Pour une efficacité de diffraction plus faible, l'approximation ne sera plus parfaitement rigoureuse et devra être exploitée avec précaution. Pour déterminer l'efficacité de diffraction de l'ordre 0 d'un réseau sub-longueur d'onde, la première étape de calcul de la modélisation par la RSM a été utilisée, celle concernant la projection sur les modes rayonnés. En effet, le champ incident est décomposé en une somme de modes rayonnés. Dans l'espace libre, les modes rayonnés correspondent en fait à des ondes planes dont l'angle de propagation varie. Pour réaliser la projection sur les ondes planes, 50 périodes de champ électromagnétique issu du réseau simulé par FDTD sont utilisées étant donné que la RSM ne permet de réaliser des calculs que sur une fenêtre transversale finie. L'énergie dans l'ordre 0 peut alors être estimée à l'aide de l'amplitude du mode rayonné d'angle de propagation nul. En effet, cette amplitude est mise en rapport avec la somme des amplitudes des modes caractérisant l'onde avant 50 périodes du réseau, toujours à l'aide de la RSM. Le rapport ainsi calculé permet de déterminer l'efficacité de diffraction de l'ordre 0 du réseau.

Nous présentons dans la Figure 26 et la Figure 27, les résultats de simulations que nous avons obtenus. Les simulations ont été réalisées pour la polarisation TE et pour la polarisation TM (la Figure 25 rappelle les conventions utilisées pour les notations TE et TM), pour des réseaux permettant d'obtenir des déphasages maximaux différents. Pour les périodes et les rapports cycliques qui ne permettent pas d'obtenir des efficacités de diffraction de l'ordre 0 élevées, les déphasages présentent des écarts-types plus importants par rapport à la valeur moyenne que pour les petites périodes. En effet, en sortie de ce type de réseau, on assiste à une superposition de plusieurs ordres de diffraction et la phase calculée est alors une superposition de la phase de ces différents ordres. La différence de phase moyenne obtenue est néanmoins présentée, à titre d'indication.

Sur chacune des images, l'efficacité de diffraction de l'ordre 0 ainsi que la différence de phase introduite, en incidence normale, sont présentées en fonction des paramètres géométriques des différents réseaux considérés. L'ordonnée représente la variation de la période Λ du réseau, et l'abscisse correspond aux différents rapports cycliques f . L'efficacité de diffraction ainsi que la différence de phase calculée sont représentées en échelle de couleur.

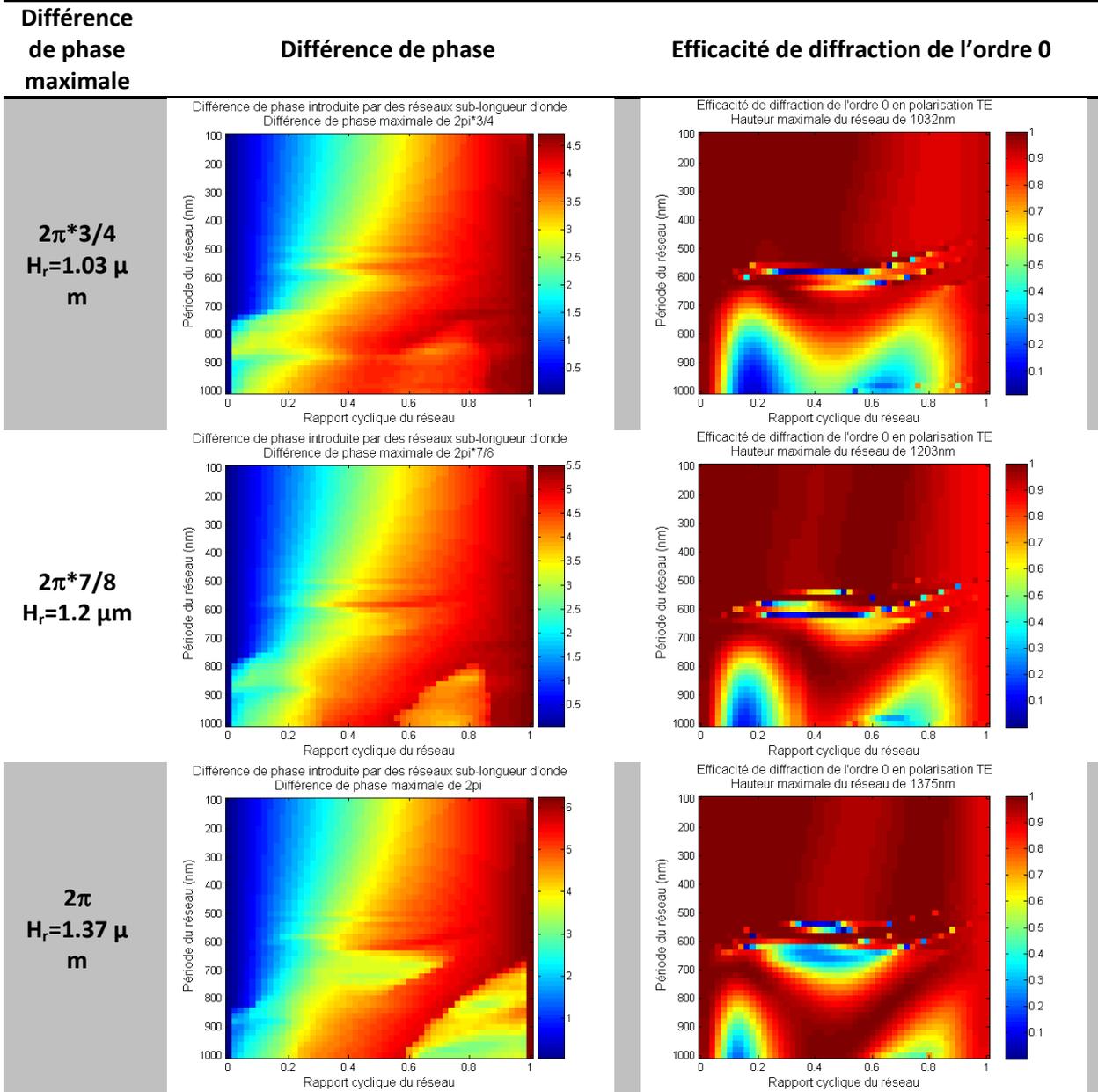


Figure 26. Différence de phase et efficacité de diffraction en mode TE introduits par un réseau binaire en silice fondue à la longueur d'onde de 632.8 nm.

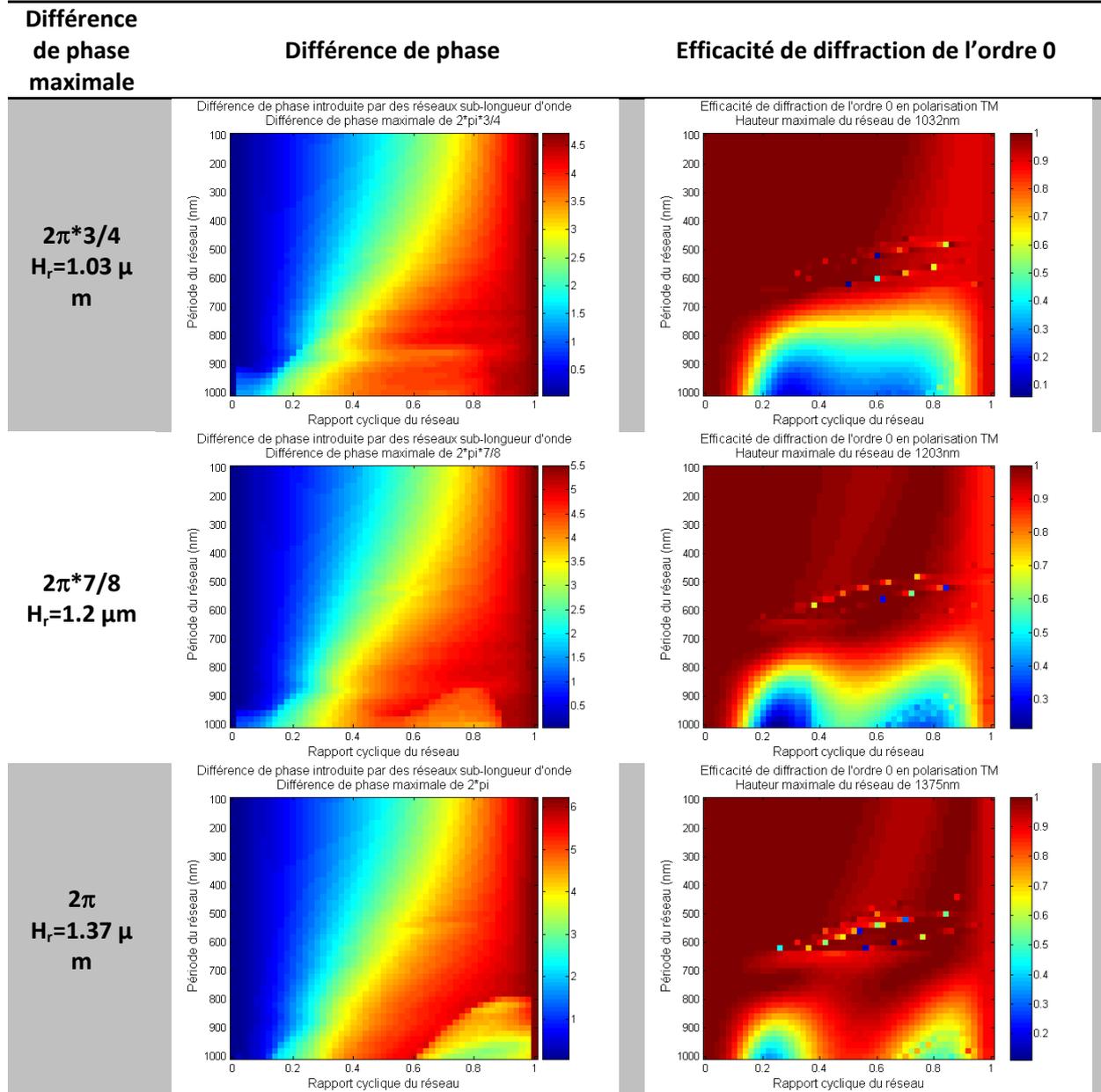


Figure 27. Différence de phase et efficacité de diffraction en mode TM introduits par un réseau binaire en silice fondue à la longueur d'onde de 632.8 nm.

A partir de ces différentes simulations, on peut constater que l'efficacité de diffraction de l'ordre 0 reste élevée, c'est à dire supérieure à 90%, pour tous les réseaux de période inférieure à 440 nm, quels que soient le rapport cyclique ou la hauteur des structures, en mode TE ou TM. Ces réseaux peuvent ainsi être considérés comme des réseaux d'ordre 0, c'est à dire qu'ils ne modifient pas la direction de l'onde transmise par rapport à celle de l'onde incidente. Ces réseaux pourront donc être assimilés à des couches minces d'indice de réfraction déterminés par le calcul de la différence de phase associée. Dans le chapitre I, un critère est présenté pour déterminer dans quelle mesure un réseau à structures sub-longueur d'onde peut être assimilé à un milieu d'indice effectif (équation (I-18)). Pour les réseaux rencontrés dans cet exemple, quelle que soit leur hauteur, aucun ordre autre que l'ordre 0 ne sera diffracté pour une période inférieure à 433 nm. Cette valeur est très semblable à celle obtenue par le calcul numérique.

Pour des réseaux de période plus grande, l'approximation par un milieu d'indice effectif ne pourra pas toujours être justifiée. En effet, une efficacité de diffraction de l'ordre 0 chutant sous les 80% est considéré par certains auteurs comme insuffisant pour modéliser le comportement du réseau par une couche mince. Ainsi, si l'on considère un réseau de période 500 nm et de hauteur 1.37 μm , on observe la présence de résonances pour certaines valeurs du rapport cyclique. Sur la Figure 28, nous présentons le tracé des efficacités de diffraction de l'ordre 0 en mode TE et en mode TM obtenus par la FDTD ainsi que par la méthode dite Fourier Modal Method (FMM) [HER1997] à titre de comparaison.

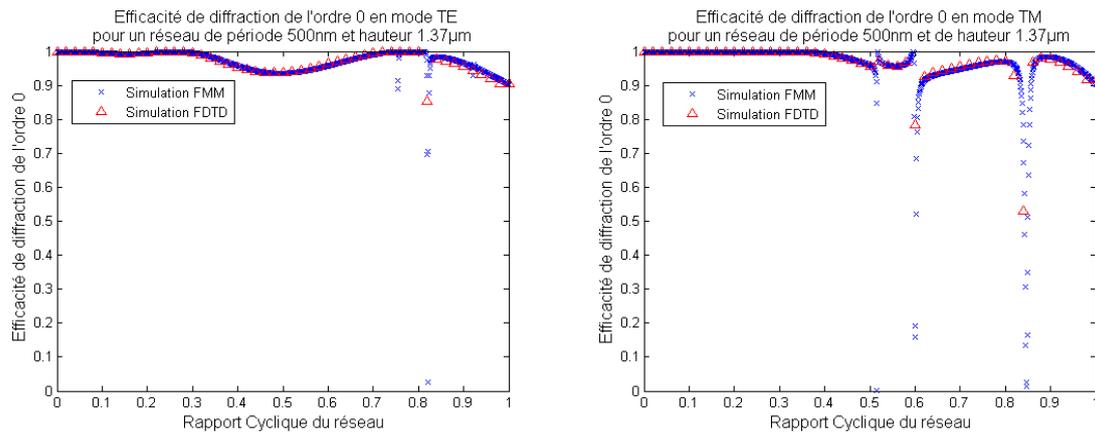


Figure 28. Comparaison des efficacités de diffraction de l'ordre 0 pour des réseaux de période 500 nm et de hauteur 1.375 μm en mode TE (gauche) et en mode TM (droite) obtenue par la FDTD (triangle rouge) et la FMM (croix bleues).

Les courbes calculées à l'aide d'une modélisation par FMM et celles obtenues par la FDTD sont très similaires, ce qui permet de démontrer la fiabilité de la procédure utilisée. La FMM étant une méthode beaucoup plus rapide en termes de temps de calcul, une discrétisation beaucoup plus fine a pu être mise en œuvre (incrémentation du rapport cyclique par pas de 0.001 pour la FMM contre un pas de 0.02 pour la FDTD). Ceci permet donc de visualiser de manière beaucoup plus fine les différentes résonances. A titre d'exemple, on peut remarquer la présence d'une résonance en TE pour un rapport cyclique du réseau de 0.755, alors que celle-ci n'avait pas été relevée par la FDTD.

Pour ces résonances, l'efficacité de diffraction chute fortement, du fait de l'excitation d'autres modes. Une modélisation rapide nous permet de montrer que pour la période considérée, un seul autre ordre est excité, correspondant à l'ordre 0 en réflexion. Par conséquent, pour modéliser la fonction de phase d'un composant à l'aide de réseaux sub-longueur d'onde de 500 nm de période, ces différentes résonances seront à éviter pour un réseau fonctionnant en transmission. En fait, toutes les résonances observées pour des périodes inférieures à 640 nm correspondent à une répartition de l'énergie dans l'ordre 0 réfléchi. La diminution de l'efficacité de diffraction de l'ordre 0 pour les périodes supérieures à 640 nm correspond quant à elle à des excitations des ordres secondaires en transmission. Pour ces réseaux, l'approximation par un milieu effectif n'est donc pas pertinente.

La hauteur des structures n'influence que très peu la possibilité de la modélisation de structures diffractives par un milieu effectif. Dans le chapitre I sont rappelées les conditions données par Lalanne pour réaliser un milieu effectif [LAL2003]. Celui-ci spécifie en effet que la hauteur des structures doit être suffisante pour éviter que des modes évanescents soient transmis par effet tunnel. Or, la hauteur des réseaux simulés ici est suffisante pour que l'on ne soit pas dans ce cas de figure. Ainsi, l'approximation par un milieu effectif dépend principalement de la période du réseau et de son rapport cyclique.

A partir de ces différentes simulations, il est également possible de comparer les différences de phase introduites par un réseau sub-longueur d'onde en fonction de sa période, et les comparer au déphasage obtenu par l'approximation quasi-statique, présentée dans le chapitre I, équations (I-20) et (I-22) grâce à la Figure 29.

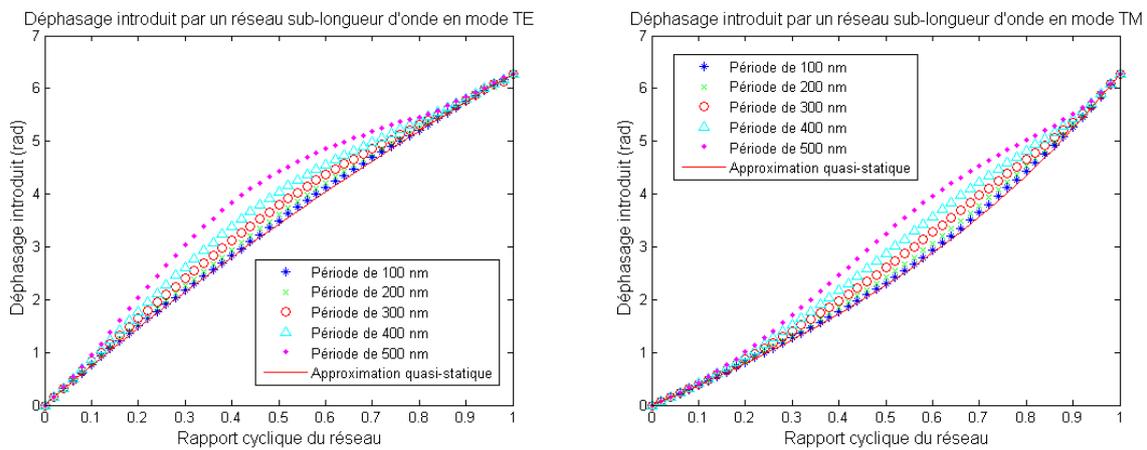


Figure 29. Comparaison des différences de phase introduites par un réseau sub longueur d'onde de période 100, 200, 300, 400, 500nm et comparaison avec l'approximation quasi-statique, en mode TE (gauche) et TM (droite).

L'approximation quasi-statique donne donc de très bons résultats pour une période du réseau très inférieure à la longueur d'onde incidente. En effet, pour une période de 100 nm, les calculs par la FDTD sont en très bon accord avec le modèle (erreur relative moyenne de 0.8% en TE et de 1.15% en TM). En revanche, plus la période augmente, plus on s'éloigne de l'approximation. On voit donc l'intérêt de l'utilisation de la méthode FDTD pour déterminer le déphasage exact introduit par ces structures.

3.1.3. Simulation de structures 2D

A titre d'exemple, le comportement de réseaux périodiques binaires bidimensionnels a également été modélisé à l'aide de la FDTD. Les conditions aux limites de Meep ont une nouvelle fois été mises à profit de manière à ne simuler qu'une seule période de ce réseau. Nous avons considéré un réseau à structures rectangulaires de dimensions Lh_x et Lh_y , périodique de période respectives Λ_x et Λ_y dans les directions x et y , et illuminé par une onde électromagnétique plane en incidence normale, de longueur d'onde 632.8 nm, se propageant dans la direction z et dont le champ électrique oscille dans la direction y , dont la géométrie est présentée en Figure 30.

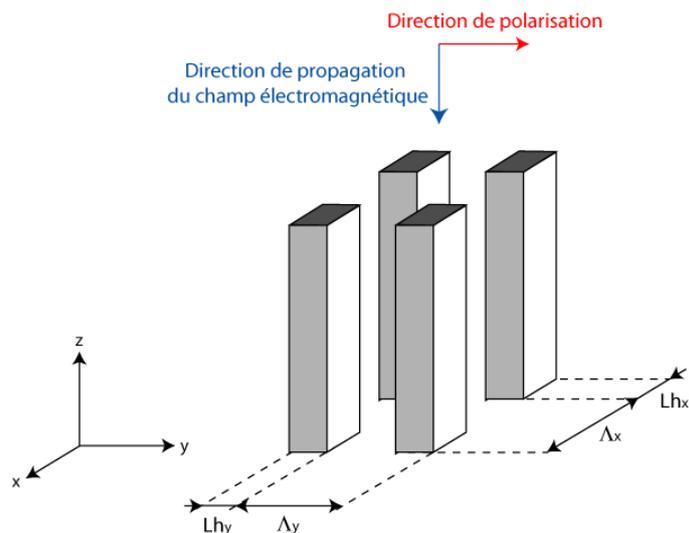


Figure 30. Configuration géométrique et notation

Les simulations ont été réalisées pour un réseau de période $\Lambda_x = \Lambda_y = 100$ nm, en faisant varier la dimension des structures par pas de 5 nm. Le rapport cyclique est défini respectivement dans les directions x et y par $ff_x = Lh_x / \Lambda_x$ et $ff_y = Lh_y / \Lambda_y$. La hauteur des structures du réseau a été calculée de façon à conférer un déphasage maximum de 2π en incidence normale (soit une hauteur de 1.37 μm , comme précédemment). La Figure 31 présente les différences de phase introduites par ce type de réseau ainsi que l'efficacité de diffraction de l'ordre 0 calculées à l'aide de Meep.

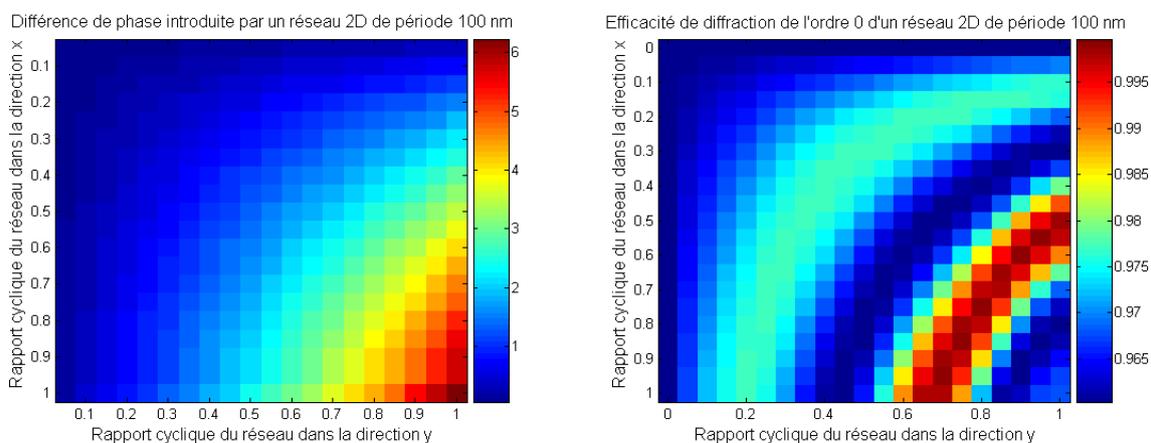


Figure 31. Différence de phase introduite par un réseau 2D de période 100 nm et de rapport cyclique variable en y et en z (gauche) et efficacité de diffraction de l'ordre 0 (droite).

L'efficacité de diffraction reste relativement élevée pour tous les rapports cycliques simulés. En effet, étant toujours supérieure à 95%, ce type de réseau peut être modélisé par une couche mince doté d'un indice effectif sans trop d'approximations. De plus, le déphasage introduit par le réseau présente une courbe strictement croissante lorsque le rapport cyclique augmente, que ce soit dans la direction x ou la direction y . Il est possible de déphaser l'onde incidente de tous les déphasages possibles entre 0 et 2π , et ainsi modéliser une optique diffractive à structures sub-longueur d'onde 2D. De plus, ces structures présentent une anisotropie lorsque le rapport cyclique d'une direction n'est pas le même dans l'autre direction. Cette anisotropie se manifeste par une biréfringence

induite au niveau de la fonction de phase (ou de l'indice effectif) : la matrice présentant le déphasage (image de gauche de la Figure 31) n'est pas identique à sa transposée, qui caractériserait le déphasage introduit par le réseau si le champ électrique était orienté dans la direction x . Ceci induit donc un indice effectif différent suivant la direction de polarisation de l'onde incidente, et par conséquent une biréfringence induite du matériau.

Enfin, à partir de la Figure 32, on peut retrouver les résultats des différences de phase présentées pour les structures 2D. En effet, pour un rapport cyclique de 1 dans la direction x (respectivement y), on se retrouve dans le cas d'une polarisation TE (resp. TM). Les courbes suivantes présentent les résultats obtenus en 2D comparés à leur équivalent 1D.

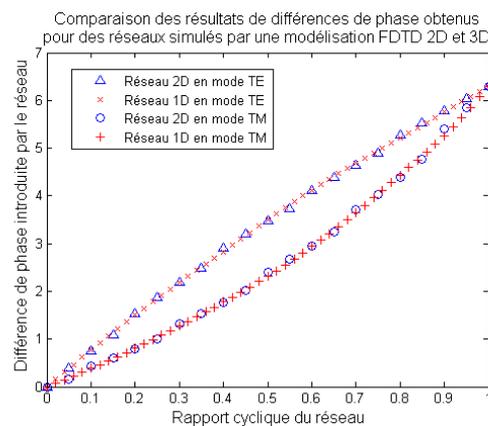


Figure 32. Comparaison des déphasages introduits par des réseaux 1D et 2D, obtenus par une modélisation 2D et 3D.

On peut donc vérifier sur ces courbes que les déphasages mesurés respectivement par chacune des modélisations 2D et 3D sont très similaires. La modélisation en trois dimensions par la FDTD a été présentée dans ce paragraphe à titre d'illustration des possibilités offertes par la méthode de modélisation FDTD. Malheureusement, cette solution étant très coûteuse en temps de calcul et en occupation mémoire, pour la suite, nous nous sommes principalement intéressés à la modélisation de structures unidimensionnelles.

3.2. Simulation de lentilles diffractives à structures sub-longueur d'onde

3.2.1. Simulation de lentilles diffractives éclairées par des ondes planes

a. Conception de lentilles diffractives à structures sub-longueur d'onde

A partir de la conception des lentilles diffractives à plusieurs niveaux de phase, il est possible de déterminer le profil de lentilles équivalent à structures sub-longueur d'onde en polarisation TE. Suivant le nombre de niveaux de phase de la lentille diffractive 'classique' de départ, les différences de phase à obtenir par les structures sub-longueur d'onde varient.

Exemple d'un composant à 8 niveaux de phase

Nous prenons l'exemple d'une lentille diffractive à 8 niveaux de phase, les 8 niveaux présentent des déphasages respectifs de $0, \pi/4, \pi/2, 3\pi/4, \pi, 5\pi/4, 3\pi/2,$ et $7\pi/4$. Le déphasage maximum est donc de $7\pi/4$, ce qui correspond à une hauteur de réseau de $1.2 \mu\text{m}$. En utilisant les courbes donnant la différence de phase introduite par un réseau sub-longueur d'onde en fonction de son rapport cyclique et de sa période (cf. Figure 29), il est possible de déterminer des réseaux qui introduisent les mêmes déphasages que les structures de la lentille diffractive classique. En choisissant judicieusement les couples périodes - rapports cycliques qui présentent des efficacités de diffraction de l'ordre 0 élevées, on peut alors déterminer le profil d'une lentille diffractive à structures sub-longueur d'onde en remplaçant les niveaux de phase par des réseaux sub-longueur d'onde. Bien que l'efficacité de diffraction de l'ordre 0 augmente au fur et à mesure que l'on réduit la période du réseau, il faut garder en mémoire que la difficulté de réalisation des réseaux s'accroîtra avec la réduction de leur période. Il convient donc de déterminer le meilleur compromis efficacité de diffraction élevée – période des réseaux élevée. Pour cela, les rapports cycliques des réseaux correspondant aux déphasages visés ont été déterminés en première approximation par interpolation linéaire des déphasages calculés et présentés en Figure 29. A partir des rapports cycliques obtenus, les réseaux ont été simulés une nouvelle fois afin de vérifier que le déphasage introduit était bien celui visé, et afin de déterminer l'efficacité de diffraction de l'ordre 0. Nous présentons dans le Tableau 5 ci-dessous les rapports cycliques qui ont été calculés ainsi que les efficacités de diffraction correspondantes, pour différentes valeurs de périodes.

Déphasage → Période ↓	0	$\pi/4$	$\pi/2$	$3\pi/4$	π	$5\pi/4$	$3\pi/2$	$7\pi/4$
100 nm	0	0.119	0.245	0.373	0.513	0.673	0.832	1
	0	11.9	24.5	37.3	51.3	67.3	83.2	100
	1	1	0.99	0.969	0.98	0.998	0.931	0.91
200 nm	0	0.116	0.237	0.358	0.497	0.659	0.823	1
	0	23.2	47.7	71.6	99.4	131.8	164.6	200
	1	1	0.99	0.969	0.98	0.998	0.931	0.91
300 nm	0	0.111	0.222	0.336	0.468	0.636	0.816	1
	0	33.3	66.6	100.8	140.4	190.8	244.8	300
	1	1	0.99	0.969	0.977	0.998	0.931	0.91
400 nm	0	0.106	0.204	0.305	0.427	0.595	0.798	1
	0	42.4	81.6	122	170.8	238	319.2	400
	1	1	0.99	0.969	0.971	1	0.934	0.91
500 nm	0	0.096	0.178	0.260	0.362	0.513	0.776	1
	0	48	89	130	181	256.5	388	500
	1	1	0.99	0.976	0.957	0.992	0.93	0.91
600 nm	0	0.092	0.182	0.265	0.363	0.467	0.759	1
	0	55.2	109.2	159	217.8	280.2	455.4	600
	1	0.992	0.899	0.735	0.631	0.802	0.87	0.91

Tableau 5. Présentation des rapports cycliques (trame de fond grise), des largeurs du niveau haut (trame de fond bleue), et des efficacités de diffraction de l'ordre 0 (trame de fond rouge) pour différentes périodes de réseaux sub-longueur d'onde permettant d'obtenir 8 niveaux de phase équi-répartis.

A partir de ces résultats, nous notons que l'efficacité de diffraction de l'ordre 0 reste élevée pour tous les réseaux qui ont une période inférieure à 500 nm. En revanche, pour la période de 600 nm, l'efficacité de diffraction chute fortement pour des différences de phase de $3\pi/4$ ou de π . Le meilleur compromis permettant d'obtenir des efficacités de diffraction de l'ordre 0 élevées avec une période de réseau la plus grande possible semble donc être pour les réseaux de période 500 nm.

Cas de composants diffractifs à 4 niveaux de phase

Pour un composant diffractif à 4 niveaux de phase, les déphasages souhaités sont 0, $\pi/2$, π et $3\pi/2$. De même que précédemment, les réseaux de période 500 nm semblent présenter le meilleur compromis. Le Tableau 6 présente donc les caractéristiques des structures qui permettent d'obtenir les déphasages voulus.

Déphasage	0	$\pi/2$	π	$3\pi/2$
Rapport cyclique du réseau	0	0.233	0.536	0.832
Taille des structures (nm)	0	116.5	268	83.2
Efficacité de diffraction de l'ordre 0	1	0.98	0.97	0.91

Tableau 6. Caractéristiques des structures permettant d'atteindre 4 niveaux de phase équi-répartis pour un réseau de période 500 nm.

Cas de composants diffractifs à fonction de phase continue

Si on souhaite réaliser la conception d'une optique diffractive sub-longueur d'onde à partir d'une optique diffractive 'classique' présentant une fonction de phase continue, le déphasage maximal introduit par les réseaux sub-longueur d'onde doit être de 2π . Ainsi, la hauteur du réseau doit être de 1.37 μm . Pour ce type de composant, toutes les différences de phase doivent être réalisables par des structures sub-longueur d'onde, avec une bonne efficacité. D'après la Figure 28 présentant l'efficacité de diffraction de ce type de réseau, il existe des résonances qui font chuter l'efficacité de diffraction de l'ordre 0 pour certaines valeurs du rapport cyclique pour les périodes supérieures à 440 nm. Ainsi, la plus grande période de réseau qui permet de maintenir une efficacité de diffraction de l'ordre 0 élevée pour toute valeur de rapport cyclique est celle de 440 nm. Une autre stratégie peut par exemple consister à considérer une période de 500 nm, mais en prenant soin de ne pas utiliser les rapports cycliques pour lesquels l'efficacité de diffraction chute pour la réalisation du composant à structures sub-longueur d'onde.

b. Simulation de lentilles diffractives à structures sub-longueur d'onde – Influence de la période des structures sub-longueur d'onde

A partir du profil de la lentille diffractive 'classique' à N niveaux de phase, nous pouvons donc entreprendre la conception d'une lentille diffractive sub-longueur d'onde simulant N niveaux de phase. Ceci est obtenu en remplaçant les différentes hauteurs de la lentille 'classique' par un nombre entier de périodes de réseaux sub-longueur d'onde correspondant. En utilisant une fonction de phase analytique, le nombre de périodes de réseaux sub-longueur d'onde pour définir un niveau ne

sera pas forcément entier. Ainsi, le codage de la fonction de phase globale de la lentille risque d'être imparfait. Pour palier ce problème, le profil de phase de la lentille diffractive a été déterminé en utilisant un algorithme d'optimisation de type IFTA (Iterative Fourier Transform Algorithm) implémenté par le logiciel de conception d'éléments diffractifs LightTrans VirtualLab. Ce logiciel commercial permet de déterminer la fonction de phase d'un élément diffractif à partir d'une source d'illumination quelconque et de la structuration de la lumière souhaitée. Dans le cas d'une lentille de Fresnel diffractive, la fonction à reconstruire était un point situé à une distance correspondant à la distance focale de la lentille à réaliser. On présente dans la Figure 33 le profil d'une lentille de Fresnel à 8 niveaux de phase, de focale 60 mm, de diamètre 1.024 mm et dont le profil a été échantillonné à 0.5 μm (pour être remplacé par des réseaux sub-longueur d'onde de période 500 nm).

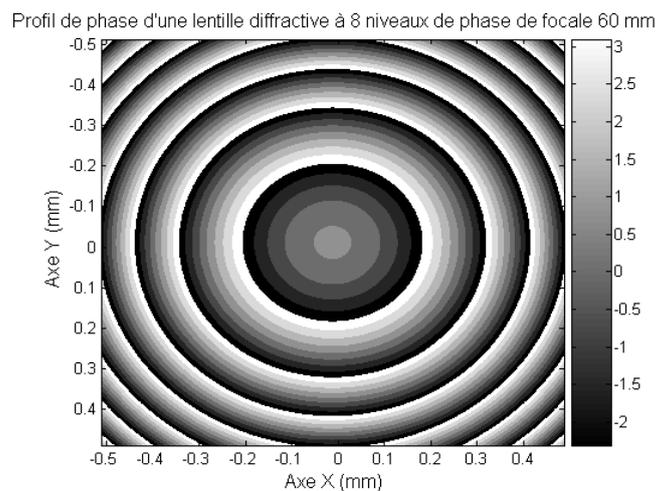


Figure 33. Profil de phase d'une lentille diffractive à 8 niveaux de phase et de focale 60 mm calculée par VirtualLab.

A partir de ce profil, il est possible de réaliser la conception d'une lentille diffractive sub-longueur d'onde utilisant des réseaux de période 500 nm. Cette opération a été réitérée pour l'utilisation de réseaux de périodes 200, 300, 400 et 500 nm. (Les réseaux de période 100 nm n'ont pas été simulés ici, considérant que leur fabrication pratique est quasiment irréalisable). Étant donné que nous sommes principalement limités à l'étude de composants à une dimension, le profil de la ligne centrale de la lentille diffractive 'classique' obtenue par VirtualLab a été codé par des structures sub-longueur d'onde. Le Tableau 7 présente les efficacités de diffraction de lentilles sub-longueur d'onde modélisées à partir de réseaux des périodes précédemment citées.

Période des réseaux sub-longueur d'onde	200 nm	300 nm	400 nm	500 nm
Efficacité de diffraction	0.8498	0.8668	0.8529	0.8604

Tableau 7. Efficacité de diffraction de lentilles diffractives à structures sub-longueur d'onde simulant 8 niveaux de phase en fonction de la période des réseaux sub-longueur d'onde qui la composent.

D'après les résultats obtenus, nous pouvons affirmer que la période des réseaux sub-longueur d'onde utilisés n'influe que très peu sur l'efficacité de diffraction totale de la lentille. En effet, ceux-ci présentant des efficacités de diffraction de l'ordre 0 très similaires, leur influence sur l'onde électromagnétique incidente est très semblable. Pour cette raison, on retiendra la période de 500 nm qui nous permet de conserver des efficacités de diffraction élevées tout en présentant des structures de taille raisonnable, dont la fabrication peut être envisagée.

Le profil de lentilles diffractives présentant les mêmes caractéristiques a été calculé, mais en utilisant 4 niveaux de phase et en considérant des pixels élémentaires de la lentille diffractive classique de 200, 300, 400 et 500 nm. De même que pour l'élément à 8 niveaux de phase, l'influence de la période des réseaux sub-longueur d'onde utilisée pour coder la fonction de phase de la lentille diffractive paraît encore ici peu marquée. Le Tableau 8 présente les efficacités de diffraction obtenues.

Période des réseaux sub-longueur d'onde	200 nm	300 nm	400 nm	500 nm
Efficacité de diffraction	0.781	0.778	0.767	0.771

Tableau 8. Efficacité de diffraction de lentilles diffractives à structures sub-longueur d'onde simulant 4 niveaux de phase en fonction de la période des réseaux sub-longueur d'onde qui la composent.

Une lentille de profil de phase continu a également été calculée à l'aide de VirtualLab, en utilisant des pixels élémentaires de dimension 200, 300, 400 et 500 nm. Pour les réseaux de 500 nm, il existe des résonances pour certaines valeurs de rapports cycliques qui nuisent à l'efficacité de l'ordre 0. Deux conceptions différentes des lentilles à structures sub-longueur d'onde ont été prise en compte. La première ne tient pas compte de l'efficacité de diffraction de l'ordre 0 et fait correspondre à un déphasage le rapport cyclique correspondant (elle est repérée dans le tableau ci dessous par 500 nm (1)). Pour le deuxième type d'élément modélisé, les rapports cycliques des plages [0.6 ; 0.605] ainsi que [0.839 ; 0.853], correspondant aux 2 pics de résonance visibles sur la Figure 28 ont été retirés de la procédure de conception. Ces 2 plages de valeurs de rapports cycliques présentent des efficacités de diffraction inférieurs à 80% et correspondent à des plages de déphasages de [4.857 rad ; 4.875] et de [5.583 rad ; 5.645 rad]. Pour un déphasage d'un pixel de la lentille correspondant à une de ces plages, celui-ci a été remplacé par le réseau présentant le déphasage le plus proche et situé en dehors des zones d'exclusion précédemment citées. Cette conception a été repérée dans le tableau ci dessous par 500 nm (2). Le Tableau 9 présente les efficacités de diffraction obtenues pour les différentes méthodes de conceptions envisagées.

Période des réseaux sub-longueur d'onde	200 nm	300 nm	400 nm	500 nm (1)	500 nm (2)
Efficacité de diffraction	0.9008	0.899	0.901	0.8904	0.8955

Tableau 9. Efficacité de diffraction de lentille à structures sub-longueur d'onde simulant une fonction de phase continue en fonction de la période des réseaux sub-longueur d'onde qui la composent.

A partir des résultats concernant l'efficacité de diffraction, nous pouvons dire que l'influence de la période des réseaux sub-longueur d'onde qui composent la lentille semble être limitée. La Figure 34 reprend les efficacités de diffraction présentées dans la Figure 26 pour les réseaux de périodes utilisés dans les conceptions présentées dans ce paragraphe.

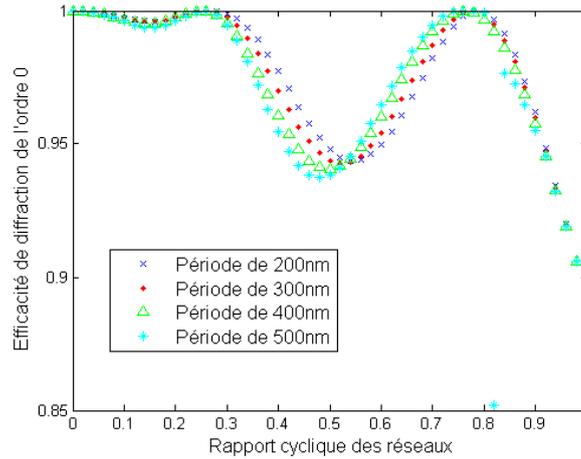


Figure 34. Efficacités de diffraction de l'ordre 0 pour des réseaux de hauteur 1375 nm et de période 200, 300, 400 et 500 nm, en fonction de leur rapport cyclique.

D'après ce graphique, les efficacités de diffraction de l'ordre 0 pour les différentes périodes des réseaux sont assez similaires, en dehors des résonances observées pour la période de 500 nm. Ceci explique donc le comportement assez similaire des lentilles à structures sub-longueur d'onde, chaque structure, de période différente, présentant localement des efficacités de diffraction similaires.

c. Simulation en polarisation TM de lentilles diffractives conçues en polarisation TE [RAU2011]

Etant donné que les structures périodiques sub-longueur d'onde présentent une forte directivité, une biréfringence est induite par leur anisotropie. Les 2 images de la Figure 29, qui présentent les déphasages introduits par le même type de structure pour des polarisations TE et TM, illustrent cette différence du comportement des structures en fonction de la polarisation incidente. Par conséquent, la répartition des structures pour une illumination en polarisation TE sera différente de celle du même composant fonctionnant en polarisation TM. Inversement, la figure de diffraction produite par une illumination en polarisation TE sera différente de celle produite par une polarisation TM.

Nous nous intéressons dans cette partie à l'éclairage d'une lentille ayant été conçue pour fonctionner en polarisation TE mais éclairée par une onde de polarisation TM. Cette étude a fait l'objet d'un article paru dans Optics Letters [RAU2011]. En effet, sous certaines conditions, de telles lentilles peuvent exhiber des caractéristiques assez singulières. La Figure 35 présente l'exemple de la simulation FDTD-RSM d'une lentille diffractive de focale 60 mm, de déphasage maximum 2π , codée par des structures sub-longueur d'onde de période 500 nm et fonctionnant à la longueur d'onde de 632.8 nm.

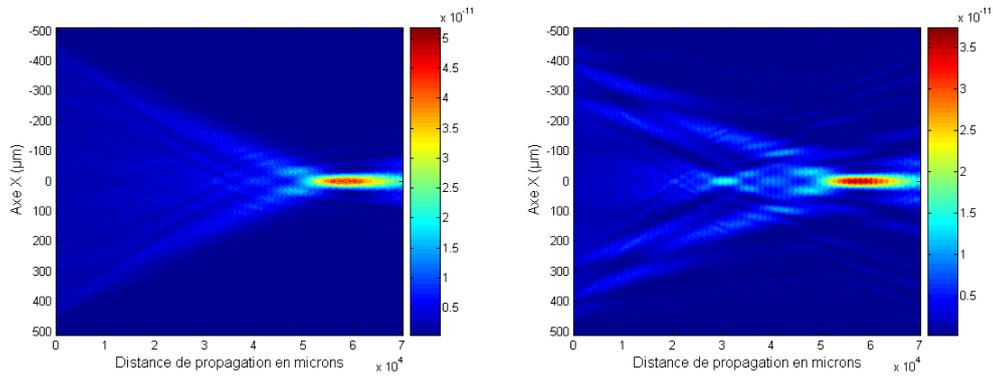


Figure 35. Représentation du carré du champ électrique (en unité relative) pour la propagation dans l'espace libre en polarisation TE (gauche) et TM (droite).

Pour cette lentille, un second point focal apparait lorsqu'elle est illuminée en polarisation TM. Afin d'estimer l'amplitude relative des deux spots observés, le flux du vecteur de Poynting à travers une surface correspondant au diamètre de la tache d'Airy par rapport au flux incident de ce même vecteur a été estimé en fonction de la distance de propagation. La figure suivante présente ce flux relatif pour les polarisations TE et TM :

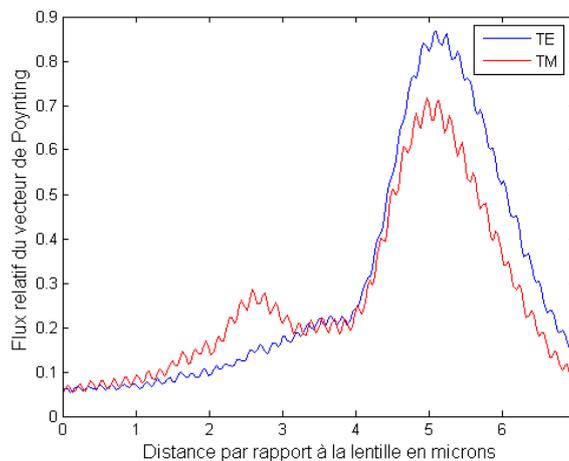


Figure 36. Flux relatif du vecteur de Poynting sur l'axe de propagation en fonction de la distance de propagation pour les polarisations TE et TM.

D'après la Figure 36, l'efficacité de diffraction du second point focal est de l'ordre de 30%, soit environ la moitié de l'efficacité de diffraction au point focal principal. Cette lentille est donc bifocale pour la polarisation TM alors qu'elle ne présente qu'un point unique de focalisation en polarisation TE avec une forte efficacité (86.7%). Ce type de composant peut présenter un intérêt pour l'optoélectronique ou encore la métrologie optique où ces effets de polarisation peuvent être intéressants pour discriminer différents signaux.

d. Influence de l'angle d'incidence [RAU2010]

Dans cette partie, nous étudions la réponse d'une lentille diffractive à structures sub-longueur d'onde lorsque l'angle d'incidence varie. Pour modifier l'angle d'incidence de l'onde plane lors de la simulation par FDTD, il suffit de conférer au plan de génération de l'onde une fonction de phase correspondant à une onde inclinée. En effet, l'amplitude complexe d'une onde plane de vecteur d'onde \vec{k}_0 peut s'écrire $\exp(-j\vec{k}_0 \cdot \vec{r} + \phi_0)$ où \vec{r} caractérise le vecteur correspondant au plan de génération de l'onde et ϕ_0 est la phase à l'origine de l'onde. Ainsi, en faisant varier le vecteur \vec{k}_0 , il est possible de modifier l'angle d'incidence de l'onde plane en conservant un plan d'excitation toujours identique. Cette modification de l'angle d'incidence a permis d'étudier la réponse de la lentille en fonction de l'angle d'incidence. A l'aide de la modélisation par FDTD-RSM que nous proposons, l'efficacité de diffraction de la lentille a été calculée par rapport à l'orientation de l'onde plane. Cette étude a fait l'objet d'une publication dans Optics Express [RAU2010]. L'étude a été ici réalisée sur 2 types de lentilles, de focale 6 mm, et de diamètre 1 mm, utilisant des structures sub-longueur d'onde de période 500 nm. La première lentille utilise 4 réseaux élémentaires différents, de manière à réaliser 4 niveaux de phase, alors que la deuxième permet d'obtenir 8 niveaux de phase. La méthode de conception de ces lentilles a été présentée dans un paragraphe précédent en utilisant les déphasages adaptés aux réseaux utilisés (cf. paragraphe 3.2.1. de ce chapitre).

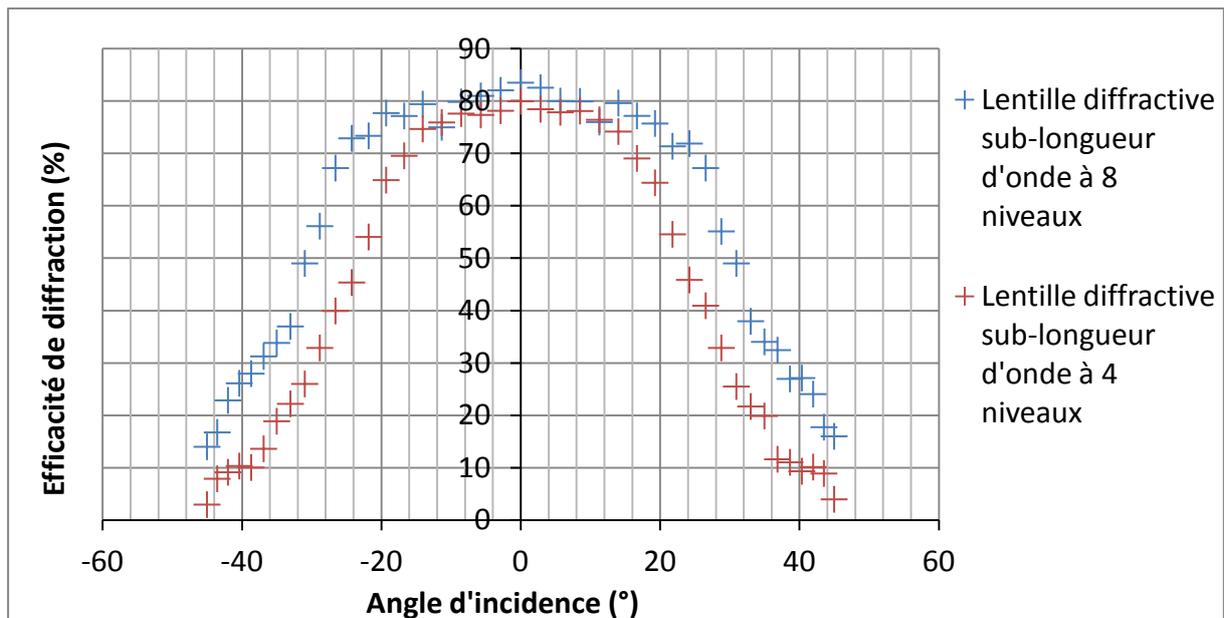


Figure 37. Efficacité de diffraction de lentilles à structures sub-longueur d'onde en fonction de l'angle d'incidence.

D'après la Figure 37, on peut voir que l'efficacité de diffraction de la lentille baisse avec l'angle d'incidence. En effet, en modulant l'angle d'incidence, l'efficacité de diffraction de chacune des structures élémentaires, prises localement, varie, ainsi que la différence de phase introduite par celles-ci. Afin de connaître l'influence de l'angle d'incidence sur la réponse des structures sub-longueur d'onde, nous avons cherché à simuler leur comportement en faisant varier l'angle d'incidence par la méthode FDTD. Pour ce faire, l'utilisation des conditions aux limites périodiques n'est plus aisée. En effet, pour pouvoir utiliser ce type de conditions aux limites, il est nécessaire que toute la géométrie à simuler présente une même périodicité. Or, en utilisant une onde d'incidence

oblique, la périodicité de la phase de l'onde incidente n'est pas forcément la même que celle du réseau. Ainsi, pour une période de réseau Λ , les angles d'incidence α_N qui assurent une périodicité identique de la phase de l'onde incidente représentent une fonction discrète :

$$\alpha_N = \text{atan} \left(\sqrt{\frac{\Lambda}{N\lambda} - 1} \right) \quad (\text{II-29})$$

Où N est un entier, et λ la longueur d'onde de la lumière incidente. Pour une période donnée de la structure, l'angle d'incidence le plus faible qu'il est possible de simuler est donc donné par la relation : $\alpha_1 = \text{atan} \left(\sqrt{\frac{\Lambda}{\lambda} - 1} \right)$. Pour pouvoir simuler une onde formant un angle d'incidence quelconque, plusieurs méthodes ont été développées. Par exemple, en simulant P périodes de la structure, on peut dans un premier temps diminuer l'angle d'incidence minimum (Λ est remplacé par $P\Lambda$ dans la relation (II-29)). Pour pouvoir simuler de manière continue l'angle d'incidence, nous avons opté pour une géométrie de réseau présentant 30 périodes, simulées avec des conditions aux limites de type PML. Le calcul est alors beaucoup plus long que pour les réseaux simulés en incidence normale avec des conditions aux limites périodiques, mais permet de définir n'importe quel angle d'incidence pour l'illumination. La Figure 38 présente l'efficacité de diffraction de l'ordre 0 des réseaux périodiques sub-longueur d'onde en fonction de leur rapports cycliques, ainsi que de l'angle d'incidence, pour des réseaux de périodes 500 nm et de hauteur respectivement 1.03 μm , et 1.2 μm . Ces deux hauteurs de réseaux correspondent aux deux types de lentilles diffractives qui ont été simulées, soit respectivement la lentille à 4 et celle à 8 niveaux de phase.

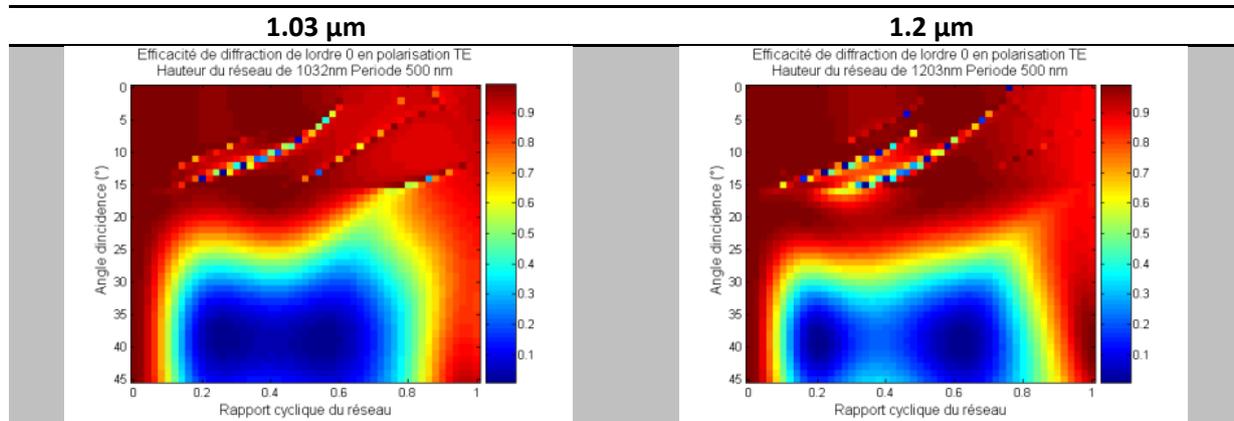


Figure 38. Efficacité de diffraction de l'ordre 0 de réseaux de période 500 nm et de hauteur 1.03 et 1.2 μm en fonction de l'angle d'incidence et de leur rapport cyclique.

D'après les résultats de ces simulations, le caractère milieu effectif des réseaux sub-longueur d'onde est dépendant de l'angle d'incidence. L'efficacité de diffraction de l'ordre 0 chute fortement pour des angles supérieurs à environ 20° pour la hauteur de 1.03 μm , et à environ 25° pour la hauteur de 1.2 μm . A partir de ces angles, les réseaux ne jouent alors plus leur rôle de milieu effectif et c'est probablement ce qui explique que l'efficacité de diffraction des lentilles diffractives chute pour des angles d'illumination supérieurs. Les résonances visibles sur les figures pour un angle plus faible n'influent que très peu sur l'efficacité de la lentille étant donné que les rapports cycliques utilisés sont au nombre de 4 ou 8 pour les 2 lentilles et que ces résonances ne correspondent pas aux réseaux réalisés. En revanche, on peut prévoir qu'une incrémentation plus fine de l'angle d'incidence

aurait permis de visualiser une chute de l'efficacité pour lesquels les résonances auraient correspondu aux rapports cycliques utilisés.

Après avoir estimé l'influence de l'angle d'incidence sur l'efficacité d'une optique diffractive à structures sub-longueur d'onde, nous allons nous intéresser dans le prochain paragraphe au dimensionnement d'un élément diffractif à structures sub-longueur d'onde en tenant compte de l'angle d'incidence.

e. Conception de lentilles diffractives tenant compte de l'angle d'incidence

Pour tenir compte de l'angle d'incidence dans la conception de l'élément diffractif, il faut dans un premier temps déterminer la période des structures qu'il est possible d'utiliser pour constituer les réseaux d'ordre 0. Selon la différence de phase maximale recherchée et l'angle d'incidence, la hauteur totale des réseaux sub-longueur d'onde sera à adapter. Celle-ci peut être déterminée par la relation :

$$h = \frac{\phi_{max}}{2\pi} \frac{\lambda}{\frac{n_s}{\cos\left[\arcsin\left(\frac{n_i \sin(\alpha)}{n_s}\right)\right]} - \frac{n_i}{\cos(\alpha)}} \quad (II-30)$$

où α est l'angle d'incidence par rapport à la normale, n_s est l'indice de réfraction du milieu constituant les réseaux sub-longueur d'onde et n_i celui du milieu de propagation. Ainsi, si l'on souhaite concevoir un élément sub-longueur d'onde en silice fondue ($n_s = 1.46$) illuminé par une onde plane de longueur d'onde $\lambda = 632.8$ nm d'incidence $\alpha = 5^\circ$ se propageant dans l'air, pour une différence de phase maximale de 2π , alors la hauteur totale des structures doit être de 1.379 μm . Ceci correspond à une augmentation de hauteur relative de 0.2% par rapport à une incidence normale.

Le déphasage introduit par les structures en incidence oblique est différent de celui introduit par les mêmes structures en incidence normale. Pour déterminer le déphasage introduit, la procédure de simulation présentée dans la partie 3.2.1. a été réitérée. De plus, d'après les conditions exprimées par P. Lalanne pour considérer qu'un réseau peut être assimilable à une couche mince d'indice effectif, il faut que $\Lambda \leq \frac{\lambda}{n_s + n_i \sin \alpha}$, où Λ est la période du réseau [LAL2003]. Si l'on considère les mêmes conditions que précédemment, la période maximale des réseaux d'ordre 0 est alors de 410 nm, contre 434 nm en incidence normale. Lorsque l'angle d'incidence augmente, les conditions d'obtention d'un réseau d'ordre 0 sont alors plus sévères. En effet, la nécessité d'obtenir des réseaux de périodes plus faibles et de hauteurs plus grandes, par rapport à l'incidence normale, conduit à réaliser des réseaux présentant un rapport d'aspect (rapport largeur du niveau haut du réseau sur sa hauteur) plus grand, qui sont donc plus difficiles à réaliser en pratique.

Afin de déterminer la période de réseau minimale qui permet d'obtenir un milieu à indice effectif, les efficacités de diffraction de l'ordre 0 de réseaux de périodes et rapports cycliques variables ont été calculées. Ces efficacités de diffraction ont été déterminées à l'aide du logiciel Grating Solver, qui implémente la méthode RCWA (pour Rigorous Coupled Wave Analysis, soit Analyse Rigoureuse par Ondes Couplées) pour déterminer les efficacités de diffraction de réseaux périodiques. Il s'agit d'une méthode modale opérant dans le domaine fréquentiel et qui résout les équations de Maxwell en

développant en séries de Fourier les champs électromagnétiques. Celle-ci a été originalement proposée par Moharam et Gaylord [MOH1981]. Cette méthode est particulièrement rapide et est principalement utilisée pour des réseaux périodiques. La Figure 39 présente l'efficacité de diffraction de l'ordre 0, en polarisation TE, pour un angle d'incidence de 5°, en fonction du rapport cyclique du réseau (incrément de 0.02) et de sa période (incrément de 10 nm) :

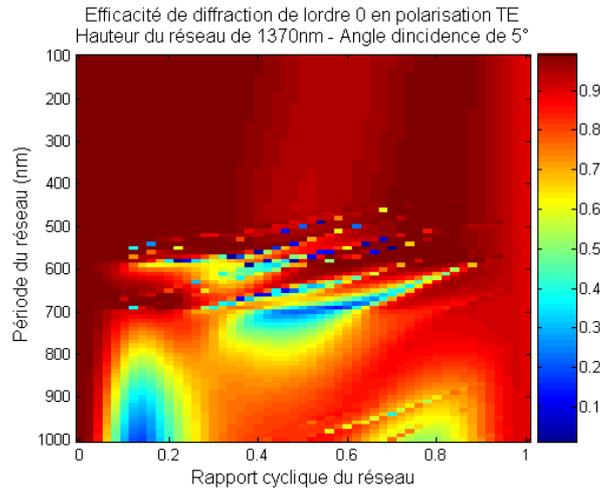


Figure 39. Efficacité de diffraction de l'ordre 0 pour un angle d'incidence de 5°.

D'après les résultats présentés sur la figure précédente, l'efficacité de diffraction de l'ordre 0 est toujours supérieure à 90% pour tous les rapports cycliques de réseaux de périodes inférieures à 450 nm. A partir de cette observation, des réseaux de période 350, 400 et 450 nm et de rapports cycliques variables ont été simulés par la méthode FDTD de manière à déterminer le déphasage qu'ils introduisent par rapport à une structure sans relief, pour un angle d'incidence de 5°. De la même façon que précédemment (paragraphe 3.2.1.4. portant sur l'illumination avec un angle d'incidence), le calcul a été réalisé en considérant 30 périodes de réseau et des conditions aux limites de type PML. La figure suivante présente les déphasages qui ont été calculés.

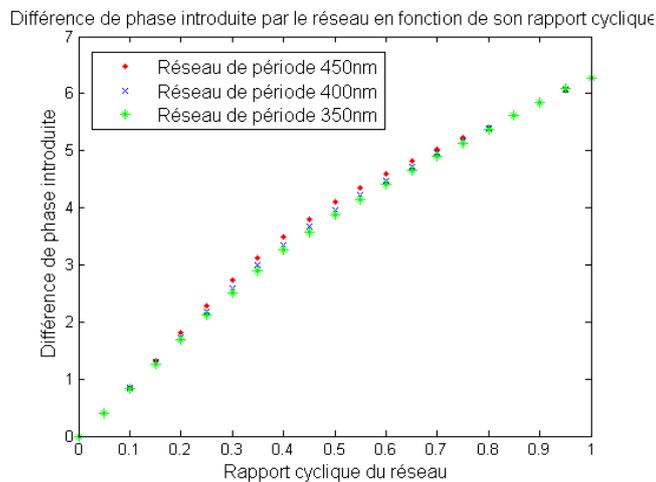


Figure 40. Différence de phase introduite par des réseaux de période 350, 400 et 450 nm en incidence oblique de 5°.

A partir de la courbe de déphasage de la Figure 40, il devient possible de déterminer le profil d'une lentille diffractive de distance focale 6 mm à structures sub-longueur d'onde fonctionnelle pour une incidence de 5° . Pour cela, la fonction de phase d'une lentille diffractive focalisant sur son axe une onde plane d'angle d'incidence de 5° a été déterminée à l'aide de VirtualLab, en réalisant l'optimisation de la phase de l'élément sur 2560 points de côté $0.4 \mu\text{m}$, définissant ainsi une optique de diamètre 1 mm. La résolution choisie permet ainsi de remplacer chacun des pixels élémentaires de la phase globale de l'élément par une période de réseaux sub-longueur d'onde de période 400 nm. Pour cette optimisation, une fonction de phase continue a été considérée de manière à obtenir une efficacité de diffraction la plus haute possible. En remplaçant les niveaux de phase de la fonction précédemment trouvée, on peut déterminer le profil d'une lentille diffractive à structures sub-longueur d'onde ayant la même fonction de phase. En utilisant l'algorithme FDTD-RSM développé pour simuler des éléments diffractifs à structures sub-longueur d'onde, on peut modéliser la propagation d'une onde électromagnétique avec un angle d'incidence de 5° . A partir du profil de l'élément optimisé défini, il a été possible d'estimer l'efficacité de diffraction de l'élément en fonction de l'angle d'incidence de l'onde. La Figure 41 présente les résultats obtenus lors de ces simulations.

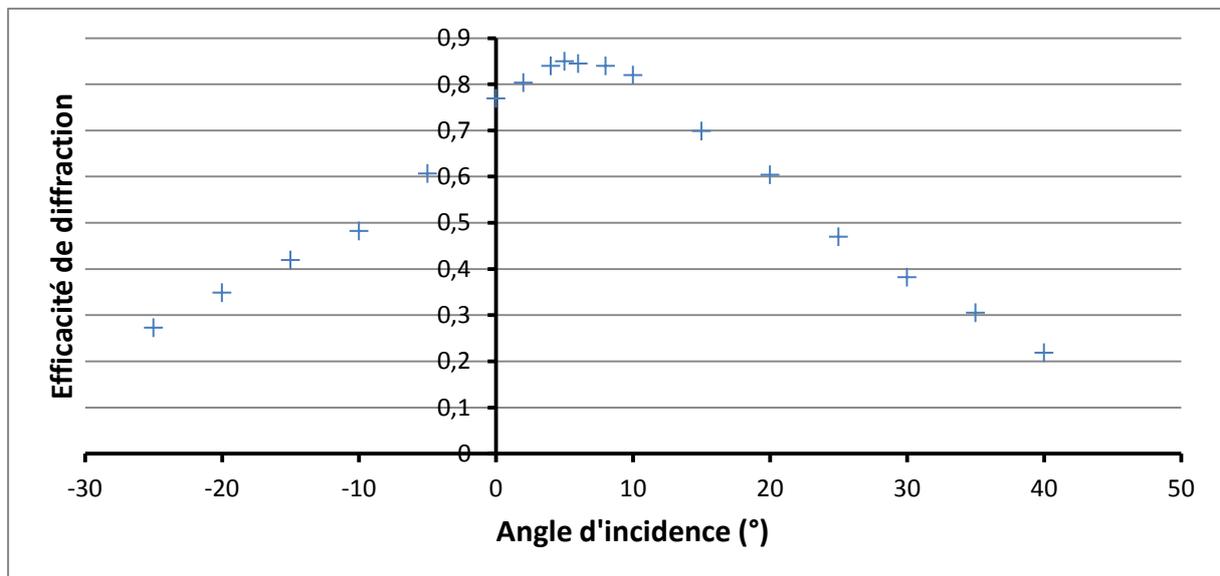


Figure 41. Efficacité de diffraction en fonction de l'angle d'incidence d'une lentille à structures sub-longueur d'onde optimisée pour un angle d'incidence de 5° .

D'après le graphique de la Figure 41, la lentille présente une efficacité de diffraction élevée sur une plage d'angles d'incidence moins élevée que pour les lentilles optimisées pour une incidence normale. En revanche, il est possible d'optimiser l'efficacité de diffraction obtenue pour un angle d'incidence bien particulier et d'obtenir une efficacité de diffraction très élevée pour cet angle donné. Ici, on atteint presque 85% d'efficacité de diffraction pour un angle de 5° .

3.2.2. Simulation de lentilles diffractives éclairées par un point source

a. Présentation du problème

Dans cette partie du chapitre, nous caractérisons la réponse d'une lentille diffractive sub-longueur d'onde illuminée par un point source. Pour cela, il est possible de générer un point source directement dans la cellule de calcul FDTD mais l'inconvénient est qu'on se retrouve très limité par sa distance par rapport au composant simulé. En effet, si l'on souhaite générer une onde ponctuelle se situant à une distance D de la lentille, la cellule de calcul doit avoir une dimension d'au moins D dans la direction de propagation de l'onde, ce qui peut engendrer des temps de calcul et une occupation mémoire très importants. Pour palier ce problème, il est possible, comme dans le cas d'une onde plane oblique, de générer sur un plan une fonction représentant la phase de l'onde sphérique. En effet, l'amplitude complexe d'une onde sphérique de vecteur d'onde \vec{k}_0 peut s'écrire $\exp(-jk_0r + \phi_0)$ où r caractérise la distance entre la source de l'onde plane et le plan de génération de l'onde, ϕ_0 est la phase à l'origine de l'onde sphérique. De cette manière, il est possible de simuler l'illumination d'une source située à n'importe quelle distance, sans incidence sur la taille de la cellule de calcul FDTD à générer et en conservant un plan d'illumination toujours perpendiculaire à l'axe de la lentille. Dans cette partie, nous nous sommes donc attachés à optimiser les fonctions d'une optique diffractive à structures sub-longueur d'onde illuminée par une source ponctuelle.

b. Prise en compte du caractère ponctuel de l'illumination dans la conception de composants diffractifs à structures sub-longueur d'onde

Dans la première partie de la présentation des simulations, nous avons montré que les caractéristiques de milieu effectif de structures sub-longueur d'onde (efficacité de diffraction et différence de phase introduite) sont fonction de la géométrie des structures et de la direction du vecteur d'onde. Avec une source ponctuelle, le vecteur d'onde présente une direction qui dépend des coordonnées de la structure. Dans cette partie, nous présentons l'optimisation de la conception d'un élément diffractif à structures sub-longueur d'onde en tenant compte de l'angle d'incidence local du vecteur d'onde. On considère pour cela une lentille diffractive, de diamètre 1 mm, présentant une différence de phase maximale de 2π (fonction de phase continue) permettant, à partir d'un point source situé à une distance de 3 mm, de l'imager en un autre point à la distance de 7 mm, sur l'axe optique. L'orientation locale du vecteur d'onde sur la surface définissant la lentille diffractive varie donc de 0° (incidence normale, au centre de la lentille) à un angle de 9.6° (pour les rayons proches de l'ouverture). Le point objet a été choisi relativement proche de la lentille de manière à pouvoir obtenir des angles d'incidence relativement importants, compte tenu de la limitation du diamètre de l'élément simulé.

Nous avons vu précédemment que pour obtenir une différence de phase de 2π avec une illumination pour un angle d'incidence α , la hauteur des structures h_α doit être plus importante que pour une illumination normale. De plus, si l'on utilise des structures de hauteur h_α avec un éclairage en incidence normale, la différence de phase maximale dépassera 2π . Toutes les différences de phase entre 0 et 2π pourront donc être couvertes par une variation du rapport cyclique des réseaux sub-longueur d'onde.

Dans cette partie, nous concevons une lentille à structures sub-longueur d'onde dont le rapport cyclique optimal est déterminé en tenant compte de l'angle d'incidence. Dans un premier temps, la différence de phase introduite par des réseaux de hauteur h_α en fonction de l'angle d'incidence, et de leur rapport cyclique, a été estimée à l'aide de la méthode FDTD. La Figure 42 présente les résultats de simulations par FDTD de structures sub-longueur d'onde de hauteur 1383 nm, en fonction du rapport cyclique des réseaux, incrémenté par pas de 0.05, et de l'angle d'incidence de l'onde plane, incrémenté par pas de 1° .

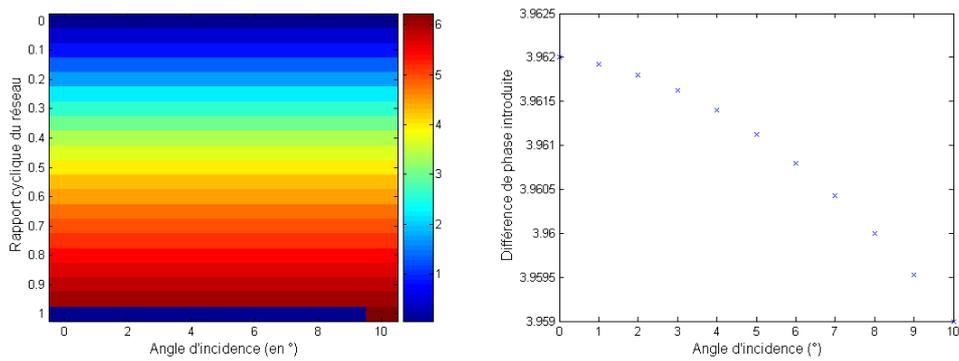


Figure 42. Différence de phase introduite (en rad) par un réseau sub-longueur d'onde de période 400 nm permettant d'obtenir un déphasage maximal de 2π pour un angle d'incidence de 10° (gauche) et différence de phase introduite par un réseau de mêmes caractéristiques de rapport cyclique 0.5 pour différents angles d'incidence.

Pour un rapport cyclique donné, les différences entre les déphasages introduits pour différents angles d'incidence sont peu perceptibles sur la figure de gauche, étant donné l'échelle de couleur utilisée, mais ces différences sont plus visibles en traçant les différences de phase introduites pour un réseau de rapport cyclique 0.5 (Figure 42 de droite). De plus, pour un rapport cyclique égal à 1, la différence de phase introduite par les structures dépasse 2π pour une incidence inférieure à 9.6° . En utilisant la table calculée, il est donc possible de couvrir toutes les différences de phase envisageables pour n'importe quel angle d'incidence par interpolation linéaire pour les angles d'incidence n'ayant pas été simulés. La Figure 43 présente le principe de la conception d'un élément à structures sub-longueur d'onde tenant compte de l'orientation du vecteur d'onde local :

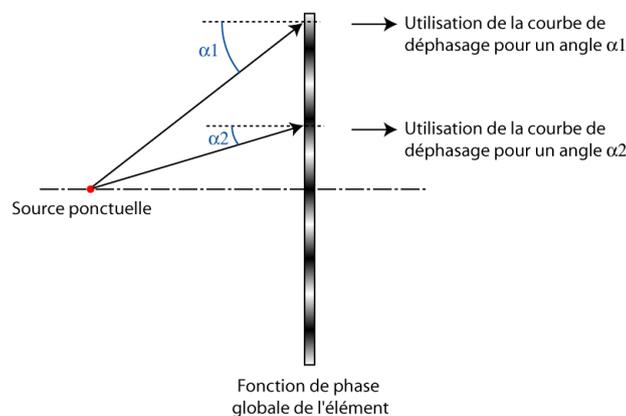


Figure 43. Principe de la conception d'un élément diffractif sub-longueur d'onde tenant compte de l'angle d'incidence.

En procédant ainsi, le profil de la lentille diffractive à structures sub-longueur d'onde est légèrement différent de celui d'une lentille ayant été conçue sans tenir compte de l'angle d'incidence. Il apparaît un autre avantage favorable à l'utilisation de structures sub-longueur d'onde. Il est possible de concevoir un composant diffractif qui tient compte de l'angle d'incidence local de l'onde émise par un point source, sans modifier la hauteur totale des structures. Pour cela, il est nécessaire de dimensionner des structures permettant d'introduire, pour tout angle d'incidence, un déphasage maximal de 2π . Ceci est possible en considérant dans notre cas (diélectrique en transmission) une hauteur de réseau permettant de déphaser de 2π l'onde présentant un angle d'incidence maximum. Pour un élément diffractif scalaire, si l'on souhaite mettre en œuvre le même principe, il est nécessaire de réaliser des structures de hauteur variable de manière continue, peu compatibles avec une fabrication par micro-lithographie à plusieurs niveaux de masquage.

L'inconvénient de cette conception est que si on souhaite introduire un déphasage de 2π pour une onde dont l'angle d'incidence local est inférieur à l'angle limite, il est nécessaire de réaliser des réseaux sub-longueur d'onde de fort rapport cyclique (proche de 1), plus difficiles à réaliser dans la pratique qu'une structure plane, ce qui était le cas pour un dimensionnement non optimisé. Ce principe est mis en œuvre dans le paragraphe suivant, et l'efficacité de diffraction obtenue est comparée à celle d'un dimensionnement en incidence normale.

c. Principe de conception sous CodeV de lentilles diffractives avec fonction de phase

Nous présentons dans cette partie la conception d'une lentille sub-longueur d'onde permettant de former une image à partir d'une source ponctuelle. Pour cela, nous avons considéré la même géométrie que celle présentée au paragraphe précédent, à savoir un point source situé à une distance de 3 mm et une image devant être formée à une distance de 7 mm.

La fonction de phase de l'élément diffractif assurant une telle fonction a cette fois-ci été déterminée en utilisant le logiciel de conception optique CodeV. Ce logiciel, développé par la société Optical Research Associates permet de concevoir, de modéliser, et d'optimiser des éléments optiques, parmi lesquels les éléments diffractifs de phase. Ainsi, nous avons modélisé la géométrie souhaitée, en considérant un élément diffractif kinoform assurant le rôle de l'optique imageante. En considérant une fonction de phase de type polynômiale pour l'élément diffractif, CodeV offre la possibilité d'optimiser chacun des termes de manière à minimiser une fonction de coût, choisie par l'utilisateur. Nous optimisons la fonction de transfert de modulation de l'élément, pour 3 positions de points objets : Le premier situé sur l'axe optique, à une distance de 3 mm, les deux autres de part et d'autre de l'axe optique, à la même distance de la lentille, mais décalés de ± 0.5 mm perpendiculairement à l'axe optique. La fonction de phase polynomiale, décrivant l'élément diffractif, est définie par la relation suivante, exprimée en nombre de longueurs d'onde :

$$\phi(x, y) = \sum_{n=0}^N a_n Y^n \quad (\text{II-31})$$

Nous nous sommes limités à $N=10$. Le Tableau 10 présente les coefficients déterminés par CodeV, après optimisation en choisissant d'optimiser la fonction de transfert de modulation.

N	1	2	3	4	5
a_n	-1.7578E-10	1.3240E-01	-8.8997E-07	3.8486E-13	1.2931E-04
N	6	7	8	9	10
a_n	-8.6765E-03	-3.0807E-04	1.3443E-02	1.6823E-04	-5.9210E-03

Tableau 10. Coefficients de la fonction de phase polynomiale optimisée à l'aide du logiciel CodeV.

A partir de ces coefficients, il est possible de déterminer la fonction de phase de l'élément diffractif échantillonné avec une période de 400 nm, pour remplacer les niveaux de phase par des réseaux sub-longueur d'onde de même période.

d. Exemple de comparaison des performances de lentilles par simulation par FDTD-RSM

Dans cette partie, nous présentons la comparaison des performances de lentilles ayant été conçues en utilisant la fonction de phase déterminée de manière analytique, et celle obtenue à l'aide de CodeV. Pour chacune des fonctions de phase utilisée, nous avons considéré plusieurs manières de coder celle-ci à l'aide de structures diffractives :

- Utilisation de structures 'scalaires' de largeur 1.6 μm
- Utilisation de structures sub-longueur d'onde dimensionnées pour une incidence normale (4 périodes identiques de réseaux de période 400 nm)
- Utilisation de structures sub-longueur d'onde dimensionnées en tenant compte de l'angle d'incidence

Le Tableau 11 présente les caractéristiques générales des lentilles simulées, la distance focale des lentilles, ayant été calculée simplement à l'aide de la relation de conjugaison des lentilles minces.

Position point objet	-3 mm
Position Image	7 mm
Distance focale	2.1 mm
Diamètre de la lentille	1 mm

Tableau 11. Caractéristiques géométriques générales des lentilles diffractives simulées dans ce paragraphe.

Les critères de performances qui ont été considérés sont l'efficacité de diffraction, la capacité de la lentille diffractive à séparer plusieurs points sources, et la fonction de transfert de modulation.

Efficacité de diffraction en fonction de la position du point source

Nous présentons dans le Tableau 12 les efficacités de diffraction calculées par simulation FDTD-RSM pour chacune des lentilles diffractives considérées dans le paragraphe précédent.

Fonction de phase analytique	Structures scalaires	70.2%
	Structures sub-longueur d'onde	68.4
	Structures sub-longueur d'onde optimisées	69.1%
Fonction de phase optimisée par CodeV	Structures scalaires	68.8%
	Structures sub-longueur d'onde	66.4%
	Structures sub-longueur d'onde optimisées	67.2%

Tableau 12. Efficacité de diffraction des différentes lentilles diffractives

Pour les éléments qui ont été conçus à partir de la même fonction de phase, l'élément diffractif scalaire est celui qui présente la meilleure efficacité de diffraction, devant respectivement celui dont les structures sub-longueur d'onde ont été optimisées en tenant compte de l'angle d'incidence, et l'élément dont les structures sub-longueur d'onde ont été dimensionnées pour une incidence normale. De plus, l'efficacité de diffraction des éléments conçus sous CodeV est légèrement moins bonne que celle des éléments dont la fonction de phase n'a pas été optimisée. Ceux-ci présentent en revanche une efficacité de diffraction plus importante lorsque l'objet se déplace perpendiculairement à l'axe optique. L'efficacité de diffraction la plus importante est obtenue pour une position transverse du point source de 250 μm par rapport à l'axe optique. En effet, la Figure 44 présente l'efficacité de diffraction d'éléments à structures sub-longueur d'onde dont la fonction de phase a été déterminée de manière analytique et à l'aide de CodeV. Les structures sub-longueur d'onde qui ont été utilisées sont celles dimensionnées pour une illumination en incidence normale. En utilisant les structures dimensionnées en fonction de l'angle d'incidence, bien que l'efficacité de diffraction soit meilleure pour le point source situé sur l'axe optique, celle-ci chute légèrement plus lorsque le point source s'éloigne de l'axe optique. Cet élément n'a pas été représenté sur la figure, dans un souci de clarté de représentation des courbes. De plus, les efficacités de diffraction ont toutes été estimées au niveau du plan situé à une distance de 7 mm de l'élément, étant donné qu'il s'agit du plan image. Ces points ne correspondent pas toujours au maximum du module du vecteur de Poynting, en particulier pour la lentille à fonction de phase analytique, mais ce sont les points qui représentent le plus grand intérêt pour une utilisation des éléments diffractif pour former des images. Par conséquent, nous en concluons qu'il est possible d'optimiser l'efficacité de diffraction d'un élément diffractif à structures sub-longueur d'onde en optimisant sa fonction de phase à l'aide d'un outil de modélisation adapté.

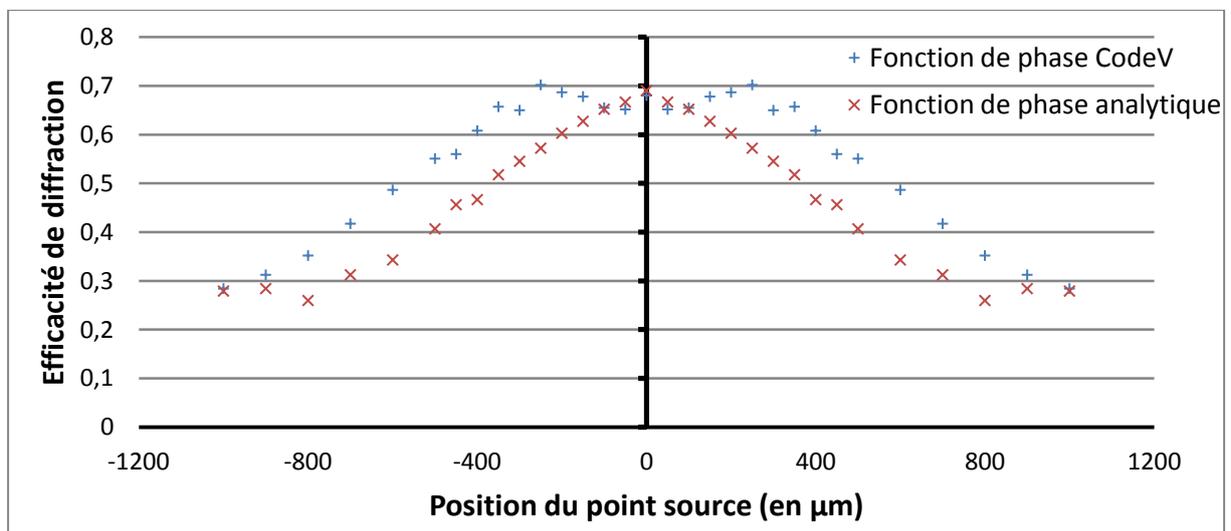


Figure 44. Efficacité de diffraction des lentilles diffractives à structures sub-longueur d'onde dont la fonction de phase a été déterminée de manière analytique d'une part, et à l'aide de CodeV d'autre part, en fonction de la position de l'objet.

Réponse d'un élément diffractif à structures sub-longueur d'onde à une matrice de points sources

Dans cette partie, nous nous intéressons à la réponse de composants diffractifs à une illumination par plusieurs points sources. Pour générer ce type d'illumination, il suffit d'ajouter les amplitudes complexes des contributions des différents points sources au niveau du plan de génération de l'onde incidente dans la cellule de calcul FDTD. Nous cherchons à déterminer à partir de quelle distance entre les points sources il est possible de séparer leurs images. Pour cela, 13 points sources ont été générés, éloignés d'une même distance variable, incrémentée par pas de $0.5 \mu\text{m}$, le plan objet étant situé à une distance de 3 mm de la lentille diffractive. La Figure 45 présente l'exemple d'une simulation de la lentille à structures sub-longueur d'onde pour laquelle les sources peuvent être séparées dans le plan image.

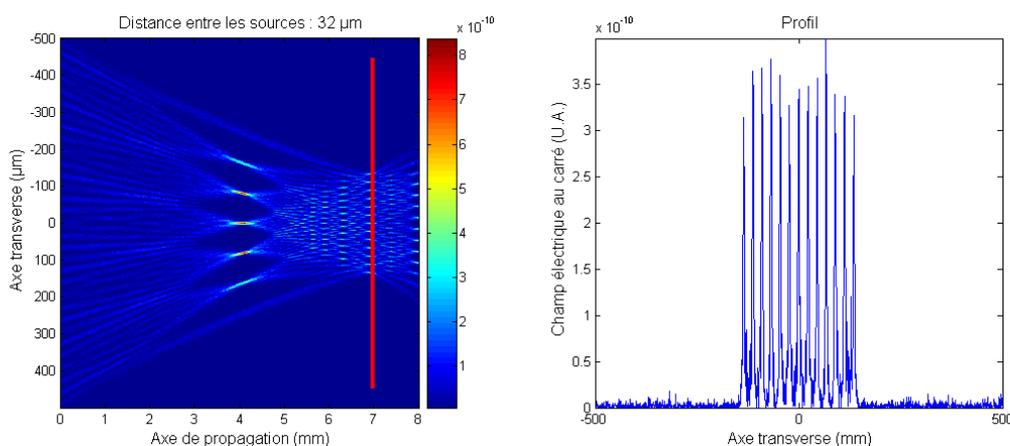


Figure 45. Exemple de simulation de lentilles avec plusieurs points sources. A gauche, représentation du carré du champ électrique, en unité relative. A droite, coupe du plan représenté en rouge sur la figure de gauche.

Le Tableau 13 présente les distances à partir desquelles les 13 sources sont séparables dans le plan image. Les 13 sources ont été considérées comme formant des images séparées lorsqu'entre deux maximums consécutifs, l'intensité relative minimale est inférieure à moins de la moitié des maximums locaux.

Fonction de phase analytique	Structures scalaires	13.5 µm
	Structures sub-longueur d'onde	14 µm
	Structures sub-longueur d'onde optimisées	14 µm
Fonction de phase optimisée par CodeV	Structures scalaire	12 µm
	Structures sub-longueur d'onde	12.5 µm
	Structures sub-longueur d'onde optimisées	12 µm

Tableau 13. Distance entre les points sources pour que leurs images soient séparables par les différentes lentilles.

L'élément utilisant la fonction de phase déterminée sous CodeV présente des performances de séparabilité des points sources meilleures que celle dont la fonction de phase est déterminée de manière analytique. Dans le cas d'une lentille diffractive utilisée comme composant imageur, ce critère est particulièrement intéressant dans la mesure où il est un indicateur du pouvoir de résolution du dispositif.

Fonction de Transfert de Modulation

La Fonction de Transfert de Modulation (FTM) permet de déterminer la qualité de formation des images. Elle correspond au rapport entre les contrastes respectifs de l'image formée par le dispositif optique et celui de l'objet en fonction de la fréquence spatiale de l'objet. Il est possible de l'étudier expérimentalement par formation d'une image à partir d'un objet de fréquence spatiale variable (nous y reviendrons dans le chapitre IV), mais peut également être déterminée à partir de la LSF (Line Spread Function) du système optique. En effet, la LSF traduit dans le domaine spatial les performances du dispositif optique que la FTM exprime dans le domaine fréquentiel. Les deux fonctions sont simplement reliées par une transformée de Fourier.

Pour calculer la FTM du composant diffractif à structures sub-longueur d'onde conçu à l'aide de la fonction de phase de CodeV, la réponse du système à une source linéaire, perpendiculaire au plan de propagation, a dans un premier temps été déterminée, et sa transformée de Fourier a été ensuite calculée pour en déterminer la FTM. La Figure 46 compare respectivement les FTM en incidence normale pour :

- les lentilles conçues à partir de la fonction de phase optimisée par CodeV en utilisant des structures scalaires,
- des structures sub-longueur d'onde dimensionnées en incidence normale,
- et celles dimensionnées en tenant compte de l'orientation locale du vecteur d'onde incident

Nous avons également rajouté la FTM d'une lentille diffractive à structures sub-longueur d'onde déterminée à partir d'une fonction de phase analytique, et celle déterminée par le logiciel CodeV.

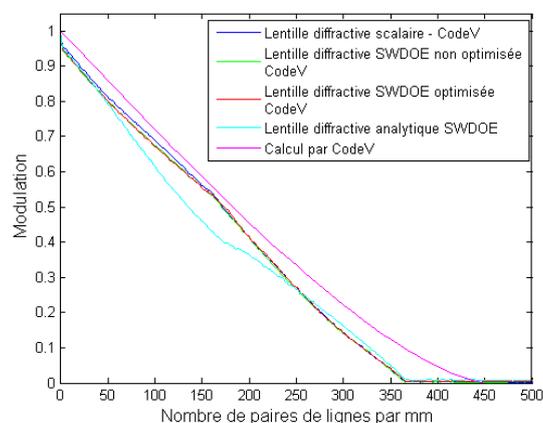


Figure 46. Fonctions de transfert de modulation déterminées pour différentes lentilles diffractives.

On peut remarquer qu'il n'existe pas beaucoup de différence entre les FTM calculées par FDTD-RSM pour toutes les lentilles diffractives utilisant la fonction de phase optimisée par CodeV. La lentille diffractive utilisant une fonction de phase analytique présente une réponse en fréquence moins bonne pour les fréquences autour de 150 paires de traits par millimètre, mais la fréquence de coupure est identique aux lentilles décrites précédemment. Les résultats obtenus par modélisation sous CodeV sont légèrement différents de ceux obtenus par FDTD. Les approximations réalisées par CodeV pour la modélisation (tracé de rayons avec information de phase) peuvent effectivement engendrer ces différences.

Enfin, la Figure 47 présente les résultats de calcul de FTM pour différentes positions transverses du point source, celui-ci étant toujours situé dans un plan à une distance de 3 mm de la lentille. En fonction de la position de la source, la fonction de transfert de modulation est modifiée. La fonction de phase déterminée sous CodeV offre logiquement des performances nettement meilleures que celles déterminées par fonction analytique, étant donné qu'il s'agit du principal critère d'optimisation.

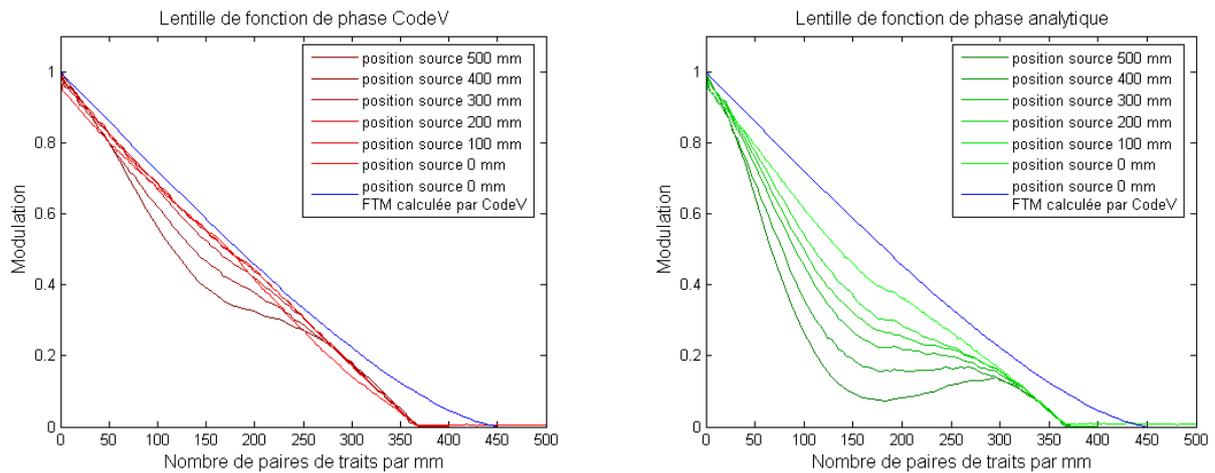


Figure 47. Fonction de transfert de modulation pour des lentilles diffractives à structures sub-longueur d'onde utilisant une fonction de phase optimisée sous CodeV (image de gauche) et une fonction de phase analytique (image de droite) en fonction de la position de la source.

Conclusion du chapitre II

Il est possible d'optimiser les performances d'une lentille diffractive en fonction des contraintes imposées par la fonction optique visée. En effet, comme nous l'avons montré par un exemple d'application simple, la fonction de transfert de modulation peut par exemple être optimisée pour différentes positions du point source, ce qui permet d'optimiser les performances imageantes de la lentille diffractive. Afin de réaliser cette optimisation, nous avons mis en place une procédure systématique permettant de profiter avantageusement des capacités du logiciel de conception optique CodeV. Cette procédure aurait pu être appliquée sur n'importe quelle géométrie, la principale limitation de la méthode de simulation que nous proposons est son coût en terme d'occupation mémoire et de temps de calcul. Les simulations présentées ici ont été réalisées sur un ordinateur de bureau standard (PC Dual Core Pentium D à 3,40 GHz 2 Go de RAM). Cette limitation peut être largement diminuée en utilisant une station de calcul plus performante. En effet, avec l'ordinateur utilisé, il est possible de simuler des lentilles diffractives de diamètre allant jusqu'à environ 2 mm, avec une résolution de 10 nm. En utilisant un ordinateur présentant 8 Go de RAM, il serait possible de simuler des lentilles de diamètre 8 mm. De plus, la FDTD présente l'avantage d'être une méthode de simulation facilement parallélisable. En utilisant des processeurs multi-cœur, le temps de calcul peut être diminué, tant que le débit mémoire maximal n'a pas été atteint. L'évolution de l'informatique permettra donc de diminuer les principales limitations informatiques d'exploitation de la méthode de simulation utilisée. De plus, même si les modélisations présentées ici concernent toutes des géométries en deux dimensions, une modélisation en 3D est également envisageable : la seule limitation étant encore le temps de calcul. Pour le moment, avec l'ordinateur que nous avons utilisé, nous avons pu élaborer des composants carrés d'une cinquantaine de micromètres. Pour pouvoir simuler un composant carré de côté 1 mm, il faudrait mettre en parallèle environ 400 ordinateurs du même type. En revanche, en utilisant des ordinateurs présentant 20 Go de RAM, il ne « suffirait » plus que de disposer de 40 PC en parallèle. La tendance actuelle des ordinateurs à présenter des performances de calcul de plus en plus importantes permettra probablement de rendre réaliste de tels calculs d'ici quelques années.

Liste des références bibliographiques du chapitre II

- [BER1994] J-P. Bérenger, "A perfectly matched layer for the absorption of electromagnetic waves", *J. Computational Physics* **114**, 185-200 (1994)
- [CAN1993] A. C. Cangellaris, "Numerical stability and numerical dispersion of a compact 2D/FDTD method used for the dispersion analysis of waveguide", *IEEE Microwave and guided wave letters* **3**, 2416–2421 (1993)
- [GER1997] P. Gérard, P. Benech, D. Khalil, R. Rimet, S. Tedjini, "Towards a full vectorial and modal technique for the analysis of integrated optics structures: The Radiation Spectrum Method", *Optics Comm.* **140**, 128-145 (1997)
- [HER1997] H. P. Herzig, *Micro-optics: elements, systems and applications*, Taylor & Francis (1997)
- [HOL1977] R. Holland, "A free-field EMP coupling and scattering code", *IEEE Transactions on Nuclear Science* **24**, 2416–2421 (1977)
- [JUN2000] J. S. Juntunen, T. D. Tsiboukis, "Reduction of numerical dispersion in FDTD method through artificial anisotropy", *IEEE Transactions on microwave theory and techniques* **48**, 582-588 (2000)
- [KHA1993] D.A.M. Khalil, *Les modes rayonnés en optique intégrée : analyse et application*, Thèse de doctorat, Institut National Polytechnique de Grenoble (1993)
- [MEEP] <http://ab-initio.mit.edu/wiki/index.php/Meep>
- [MOH1981] M.G. Moharam, T.K. Gaylord, "Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction", *J. Opt. Soc. Am.* **71**, 811-818 (1981)
- [PER1998] J. A. Pereda, O. Garcia, A. Vegas, A. Prieto, "Numerical dispersion and numerical stability of the FDTD technique in lossy dielectrics", *IEEE Microwave and guided wave letters* **8**, 245–248 (1998)
- [RAU2010] V. Raulot, P. Gérard, B. Serio, M. Flury, B. Kress, P. Meyrueis, "Modeling of the angular tolerancing of an effective medium diffractive lens by using combined Finite Difference Time Domain and Radiation Spectrum Method", *Optics Express* **18**, 17974-17982 (2010)
- [RAU2011] V. Raulot, P. Gérard, B. Serio, M. Flury, P. Meyrueis, "Comparison of the behavior of a subwavelength diffractive lens in TE and TM polarization allowing some nonstandard functions", *Optics Letters* **36**, 1194-1197 (2011)
- [TAF1975-1] A. Taflove and M. E. Brodwin, "Numerical solution of steady-state electromagnetic scattering problems using the time-dependent Maxwell's equations", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **23**, 623–630 (1975)
- [TAF1975-2] A. Taflove and M. E. Brodwin (1975), "Computation of the electromagnetic fields and induced temperatures within a model of the microwave-irradiated human eye", *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques* **23**, 888–896 (1975)

[TAF1999] Allen Taflove, Susan C. Hagness, *Computational electrodynamics: the finite-difference time-domain method, second edition*, Artch House, Boston (2000)

[YEE1966] K. S. Yee, "Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media", *IEEE Trans. Antennas Propagat.* **14**, 302-307 (1966)

[ZHE2001] F. Zheng, Z. Chen, "Numerical dispersion analysis of the unconditionally stable ADI-FDTD method", *IEEE Transactions on microwave theory and techniques* **49**, 1006-1009 (2001)

CHAPITRE III :

Etude comparative des méthodes de nano-fabrication et choix d'un procédé adapté au prototypage des composants diffractifs à structures sub-longueur d'onde

Dans ce chapitre, nous proposons une analyse comparative des nanotechnologies utilisables pour fabriquer des composants diffractifs à structures sub-longueur d'onde fonctionnant dans le visible, c'est-à-dire dont les motifs ont une taille critique de quelques dizaines de nanomètre. Les technologies standard de fabrication micro-électronique, largement disponibles et bien maîtrisées, présentées au chapitre I (paragraphe 1.4.), ne permettent pas de réaliser ce type de structures, leurs résolutions étant bien trop faibles (quelques micromètres). Pour identifier les nanotechnologies disponibles, nous commençons par nous référer aux technologies de fabrication des MEMS et des NEMS (Micro- ou Nano-Electro-Mechanical Systems). Les nanostructures des NEMS peuvent être produites par nano-usinage avec une approche ascendante (bottom-up) ou descendante (top-down) [PIE2007]. Ces deux approches complémentaires dépendent largement de la nature des processus physico-chimiques utilisés. L'approche descendante correspond à la miniaturisation en progression continue depuis les années 1960 initiée notamment par les travaux de Feynman [FEY1959] qui portait un intérêt particulier à cette miniaturisation. Il a notamment été l'un des premiers à considérer dès 1959 la possibilité de manipuler des atomes individuellement, qui s'est traduite par la suite par le développement de la micro-technologie [FEY1959]. L'approche descendante consiste à « sculpter » la surface de la matière en dessinant des motifs toujours plus petits. C'est une démarche classique en micro-électronique. L'approche ascendante consiste quant à elle à envisager la construction de systèmes à l'échelle du nanomètre, éléments par éléments, en utilisant les possibilités d'auto-organisation de la matière à petite échelle, en allant du niveau moléculaire au niveau macroscopique. Cette approche émergente apparaît avec les progrès rencontrés dans le domaine des nanosciences, avec par exemple les techniques d'auto-assemblages physique et chimique de nanoparticules colloïdales [PLA2001] et la synthèse de nanoparticules [LAU2008]. Bien que ces techniques permettent de réaliser des structures de taille nanométrique, elles ne permettent pas de façonner la matière de manière complètement déterminée. C'est la raison pour laquelle lorsqu'il s'agit d'élaborer des systèmes dont les caractéristiques sont déterminées par un procédé de calcul, tel que celui proposé dans ce travail, ces dernières ne sont pas exploitables pour le moment. Par conséquent, nous avons privilégié l'approche top-down.

1. Introduction

L'émergence de la nanotechnologie et des nanosciences font naître un large spectre de nouveaux concepts concernant de nouvelles applications dans les domaines de la nanoélectronique, de la nano-photonique et des nanomatériaux. Ainsi, de nouvelles générations de capteurs (biologiques, physiques, médicaux,...) sont apparues. Ces opportunités nouvelles impliquent pour être mises en œuvre de dépasser des barrières technologiques pour les exploiter. La plupart des enjeux concernent des procédés efficaces et économiques de nouveaux micro- et nano-usinages innovants. Parmi ces défis à relever, celui du contrôle à l'échelle nanométrique de la forme et de la taille minimale de la nanostructure élémentaire ainsi que le développement de procédés de fabrication à capacité parallèle sont les plus limitants. En effet, il existe une variété de procédés de nano-fabrication dite locale, utilisant par exemple un faisceau d'ions ou un faisceau laser et dont le pilotage permet d'élaborer en série (point par point) le composant diffractif. Cependant, ces techniques ne permettront pas une large diffusion des dispositifs réalisés, mais elles interviennent dans tous les procédés de répliquions compatibles avec une structuration de composants à l'échelle nanométrique offrant ainsi une possibilité de production économique.

Dans ce chapitre, nous commençons par présenter une analyse comparative des procédés de nano-fabrication séries (traitement individuel) et parallèles (traitement collectif), qui pourraient être utilisés pour la fabrication de composants diffractifs à structuration sub-longueur d'onde. En production, les techniques séries sont principalement utilisées pour fabriquer des masques optiques à grande résolution ou des éléments maîtres destinés à être répliqués. En recherche et développement, elles sont utilisées pour constituer des prototypes dont le but est de faire une preuve de concept. Il est à noter leur manque de rapidité relatif. Par exemple, une technique à traitement série telle que la lithographie à écriture directe par faisceau d'électrons a une vitesse de traitement d'environ 10^{-3} cm^2 par seconde contre une vitesse de traitement d'environ 1 cm^2 par seconde pour une technique par lithographie à projection dite UV extrême. Ces deux techniques seront décrites dans le paragraphe suivant. La Figure 48 compare les différentes technologies utilisables pour réaliser des optiques diffractives à structures sub-longueur d'onde présentées dans ce chapitre, en fonction de leur vitesse de traitement et de leur résolution. Ces méthodes de fabrication sont comparées aux techniques standards de lithographie optique utilisées pour la fabrication d'éléments diffractifs classiques en fonction de la source utilisée (g- ou i-line, ArF, KrF ou F2).

Pour réaliser des composants diffractifs présentant une structuration sub-longueur d'onde, nous avons besoin de disposer d'une technique de prototypage adaptée pour valider expérimentalement nos concepts. Quelques grandes centrales de technologies nationales proposent des accès privilégiés à des procédés de micro- et nano-fabrication dans le cadre de projets dits « exogènes » [Mimento]. Parmi les technologies possibles pour répondre à nos besoins, la nano-lithographie disponible en centrale MIMENTO de FETMO-ST répondait à nos besoins. Nous présenterons, en deuxième partie, le procédé de nano-lithographie électronique disponible dans le cadre de la centrale MIMENTO que nous avons utilisé pour élaborer des premiers composants diffractifs à structuration sub-longueur d'onde validant nos modèles.

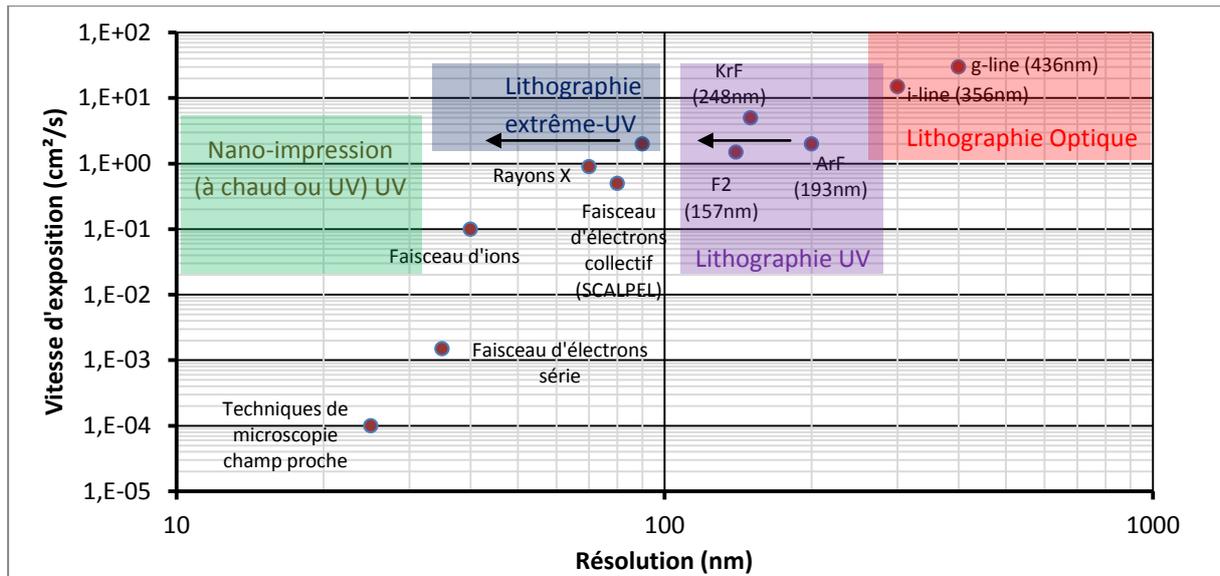


Figure 48. Graphique présentant les principales technologies de fabrication des composants diffractifs à structures sub-longueur d'onde en fonction de leur limite de résolution et de leur vitesse d'exposition, d'après [OKA1991] et [BHU2007].

2. Analyse des technologies disponibles pour la fabrication de composants diffractifs à structures nanométriques

2.1. Présentation des technologies à traitement individuel

Les techniques d'élaboration de nanostructures, fonctionnant en série, sont basées sur des faisceaux focalisés balayant la surface à traiter (ions ou électrons principalement). Suivant le type de procédé, le traitement consiste à exposer une résine photo ou électro-sensible dans le cas de la lithographie, à structurer directement la matière par érosion dans le cas de l'usinage ionique ou encore à déposer sous assistance chimique un matériau. Ces techniques permettent de réaliser des masques optiques dotés d'une haute résolution, ou des éléments diffractifs maîtres destinés à être répliqués ou parfois un moule spécifique pour la duplication. Les techniques de lithographie électronique ou ionique focalisant un faisceau ayant quelques nanomètres de diamètre ont permis de descendre au dessous de la limite de résolution actuelle (~120 nm), régulièrement repoussée, de la lithographie optique utilisée en micro-électronique. D'autres techniques utilisent l'architecture des microscopes à champ proche à sonde local SPM (Scanning Probe Microscopy) modifiés pour permettre à la sonde de réaliser des structures nanométriques. Dans ce cas, il existe plusieurs procédés de sonde active comme par exemple celles exploitant l'exposition locale d'une résine électro-sensible [SOH2001], la gravure directe de la surface [SOH1995] ou encore l'écriture directe avec une encre [MIR2001]. L'analyse de cette deuxième catégorie de méthodes nous permet de conclure que ces différentes techniques sont réservées au développement de prototypes de laboratoire. Cependant, puisqu'elles présentent un potentiel intéressant pour établir un procédé de fabrication pour élaborer des éléments diffractifs à structuration sub-longueur d'onde, nous les décrivons sommairement dans le paragraphe suivant.

2.1.1. Fabrication de nanostructures à partir de faisceaux

a. La lithographie à écriture directe

La lithographie consiste à insoler un film de résine convenablement choisi pour produire un dessin de motifs après développement de la résine. La lithographie classique issue de la technologie micro-électronique permet de transférer directement un masque optique sur la résine, qui sera de ce fait structuré en masque de résine. Ainsi, il est possible de réaliser des étapes de gravure, de dépôt de couches minces ou de dopage par exemple. En lithographie à écriture directe, le dessin du masque optique est transféré point par point dans le film de résine par balayage d'un faisceau ayant un diamètre le plus petit possible. En général, cette technique utilise un faisceau d'électrons, ou d'ions, pour insoler la résine. Elle permet de fabriquer des masques optiques très résolus utilisés souvent pour un prototypage rapide. Elle permet également de mettre en œuvre une méthode de micro-fabrication collective, qui sera discutée dans le paragraphe 2.2.

b. La nano-lithographie électronique (EBL pour E-Beam Lithography)

La lithographie électronique permet la focalisation d'un faisceau d'électrons ayant un diamètre compris entre 5 et 20 nm suivant l'appareil. C'est cette technique que nous avons utilisée en collaboration avec la centrale de technologie de Besançon MIMENTO. Nous avons ainsi fabriqué dans un premier temps des échantillons élaborés pour évaluer les limites théoriques de fabrication, puis nous avons mis en fabrication de premiers composants diffractifs dans un second temps. Les résines électro-sensibles les plus utilisées sont à base de polymères organiques comme le poly-méthyl-métacrylate (PMMA) dissous dans du tri-chlorobenzène, dans sa version positive, ou du polychlorométhylstyrene dans sa version négative [MIN2001]. L'insolation électronique locale produit la rupture des chaînes polymériques de la résine, ce qui la rend soluble sous l'action d'un révélateur chimique au moment du développement. Le balayage du faisceau sur la surface de la résine en fonction du dessin des motifs à produire constitue l'étape d'insolation. Pour assurer une focalisation optimale du faisceau d'électrons par des lentilles électrostatiques ou magnétiques suivant l'appareil, les électrons émis par le canon à électrons doivent avoir une énergie de plusieurs dizaines de keV. L'énergie cinétique des électrons augmente la diffusion des électrons dans la résine ce qui limite en pratique la résolution des nanostructures autour de la dizaine de nanomètres [HU2004]. On peut dépasser cette limitation en utilisant des résines inorganiques (à base d'alumine), qui ont l'inconvénient d'être nettement moins sensibles que les résines à base de PMMA [PIE2007]. Le canon à électron constitue généralement une partie d'un microscope électronique à balayage. Le contrôle du faisceau et la génération des motifs sont obtenus à partir d'une interface informatique. Le programme de réalisation utilise un fichier de données dans un format vectoriel. Ainsi le concepteur de composants diffractifs qui dispose généralement de ces données dans un format scalaire doit également disposer de convertisseurs pour produire des fichiers exploitables. Cet aspect sera discuté au paragraphe 3.3.

Cette technique permet la nano-fabrication de composants diffractifs sur une surface de l'ordre du millimètre carré. Bien que modeste, cette surface est suffisante pour développer des prototypes à structuration sub-longueur d'onde. Cette technique peut être mise à profit selon deux approches. La première approche consiste à utiliser la résine développée pour produire directement l'élément diffractif. Dans ce cas, les nanostructures, d'épaisseur contrôlée, introduisent des différences de

phase optique par le biais de réseaux en résine dont la modulation du rapport cyclique et de la période sont calculées pour obtenir la fonction visée. Cette mise en œuvre nécessite de connaître l'indice optique des résines exploitables pour faire un choix. En effet, l'épaisseur du film de résine à déposer dépend de l'indice. Cette valeur calculée théoriquement doit être maîtrisée au moment de la mise en œuvre du processus de fabrication. Cet aspect sera discuté au Chapitre IV. La deuxième approche consiste à utiliser la lithographie électronique en conjonction avec les procédés de dépôts de type « lift-off » ou d'autres technologies de gravures pour produire en positif ou en négatif l'ensemble des motifs. Dans ce cas, un élément diffractif fonctionnant en transmission ou en réflexion peut être produit. Dans le cadre de ce travail, nous avons mis en œuvre la première approche pour réaliser de premiers éléments diffractifs, notamment en raison du temps nécessaire pour caractériser les procédés à mettre en œuvre pour suivre la deuxième approche.

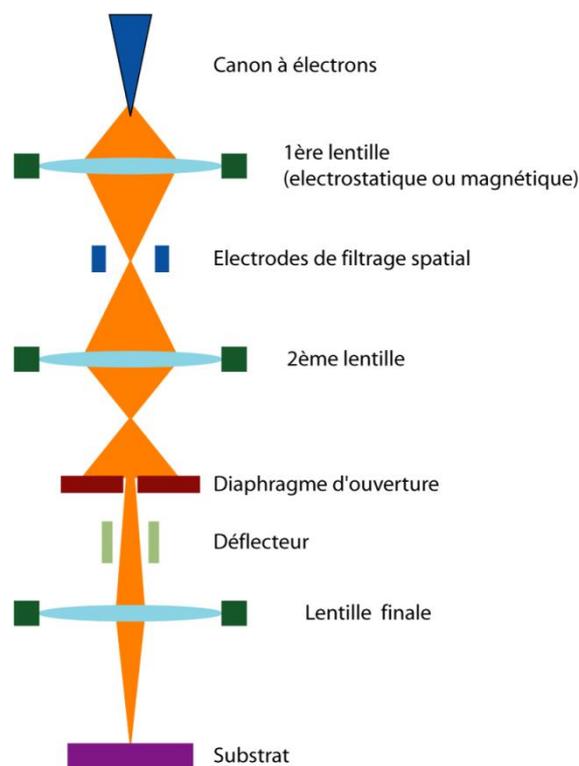


Figure 49. Schéma de principe d'un dispositif de lithographie à faisceau d'électrons.

c. Fabrication de nanostructures par faisceau d'ions focalisé

Un faisceau d'ions focalisé est utilisé pour traiter un substrat placé sous vide. Pour le nano-usinage, les ions sont préférés aux électrons car ils sont plus lourds et volumineux, ce qui permet de diminuer la profondeur de pénétration dans l'échantillon à traiter. On obtient ainsi une meilleure résolution spatiale. Les canons à ions sont généralement constitués de sources à ions de galium (Ga^+) dont le principe est décrit dans la référence [BHU2007]. Du galium métallique liquéfié par chauffage s'écoule sur une aiguille de tungstène « polarisée ». L'extrémité de la pointe de l'aiguille mouillée constitue un cône liquide dont le rayon est extrêmement faible (2 nm). Dans ces conditions, un champ électrique important est produit par effet de pointe ($> 10^8$ V/cm). Ce champ s'oppose aux forces de

tension de surface du film liquide de galium et provoque l'ionisation du galium liquide [BHU2007]. Les ions de galium arrachés sont accélérés et focalisés sur l'échantillon à traiter sur un rayon de quelques nanomètres, par des lentilles électrostatiques, avec une énergie de quelques dizaines de keV. Des structures de taille de l'ordre de quelques nanomètres sont ainsi réalisées en utilisant des FIB (Focused Ion Beam) commerciaux qui disposent de faisceaux de diamètre compris entre 5 à 10 nm. Les procédés de fabrication en 2 dimensions sont au point, même s'il peut exister une importante erreur de positionnement du faisceau.

Dans une première configuration, les techniques de FIB ont été proposées pour élaborer des micro- et nano-composants photoniques par gravure directe d'un matériau (silice, quartz). L'effet des ions focalisés permet d'éroder localement un matériau et créer ainsi des structures de dimensions de l'ordre de la cinquantaine de nanomètres [AZIZ2001] [HER2009]. Wargner *et al.* ont montré la possibilité de réaliser des piliers et des marches, présentant de forts rapports d'aspect, qui pourraient être exploités pour réaliser des composants sub-longueur d'onde à condition de bien maîtriser le positionnement de ces structures [WAR1990]. Avec une configuration modifiée, cette technique permet également de déposer localement, sous assistance chimique, des matériaux en couches structurées pour réaliser des structures tridimensionnelles. Dans ce cas le système nécessite l'utilisation d'un gaz précurseur sous très basse pression (5×10^{-10} Pa) qui réagit avec le matériau de l'échantillon et les ions incidents, pour produire un dépôt. Un logiciel spécifique permet de programmer le balayage du faisceau pour construire l'objet 3D [HOS2003]. On parle dans ce cas de fabrication de structures tridimensionnelles par Déposition de Vapeur Chimique par FIB (ou FIB-CVD pour Chemical Vapor Deposition). Une autre variante consiste à utiliser un faisceau d'ions pour insoler une résine, de la même manière que pour la lithographie à écriture directe utilisant un faisceau d'électrons. On pourra ainsi réaliser une nano-lithographie permettant d'atteindre une résolution de 30 à 50 nm pour la fabrication de structures périodiques [WATT2005].

Cependant, notre expérience nous a montré que l'utilisation d'un FIB permet de réaliser des nanostructures très bien résolue spatialement, mais qu'il est difficile de positionner le faisceau incident très précisément. Par conséquent, nous n'avons pas privilégié l'utilisation d'un FIB pour réaliser des démonstrateurs d'éléments diffractifs sub-longueur d'onde.

2.1.2. Fabrication de nanostructures par microscopies champ proche actives

L'invention du microscope à effet tunnel (STM : Scanning Tunneling Microscope) par Binnig *et al.* en 1982 [BIN1982] a révolutionné l'imagerie à l'échelle atomique et a ouvert la voie à la découverte de nombreux principes de microscopies à balayage de sonde (SPM : scanning probe microscope), concernant notamment différentes techniques telles que celle des microscopes à force atomique (AFM : Atomic Force Microscope). Ces microscopes nécessitent le contrôle du mouvement d'une pointe fine proche ou en contact avec une surface, avec une précision inférieure au nanomètre. Cette précision est rendue possible grâce à l'utilisation d'actuateurs piézoélectriques. Etant donné ce bon niveau de performance, des variantes de la lithographie utilisant ces techniques ont été envisagées dès l'émergence des dispositifs à champ proche. Ces développements ont considérablement gagné en maturité ces dernières années. En effet, avec ces techniques locales, l'architecture du dispositif d'écriture peut rester la même que celle du dispositif de métrologie, en modifiant le comportement de la sonde passive qui devient une sonde active. Différentes techniques

ont été développées afin de parvenir à réaliser de cette façon la structuration locale d'une surface (dépôt de résine, exposition électronique, gravure directe). Nous allons présenter succinctement celles qui pourraient être envisageables pour produire au laboratoire des prototypes de composants diffractifs sub-longueur d'onde. Néanmoins, l'accès à ces techniques nécessitant un investissement important (plusieurs centaines de k€), elles n'ont donc pas été utilisées dans le cadre de ce travail mais pourraient faire l'objet de projets futurs.

Notre recherche bibliographique a mis en évidence trois techniques de microscopies actives intéressantes pour du prototypage dans notre domaine d'intérêt. La première est une méthode de lithographie locale SPREL pour Scanning Probe Resist Exposure and Lithography (Exposition de Résine par Balayage de Sonde et Lithographie [SOH2001]). Celle-ci consiste à réaliser une électro-insolation d'une résine à l'aide d'une pointe modifiée pour qu'elle émette des électrons de la même façon qu'en lithographie électronique. Des structures de moins de 50 nm de taille latérale ont été réalisées avec cette méthode [SOH2001]. La deuxième méthode DPN (Dip-pen Nanolithography ou Nanolithographie par la technique du porte-plume) consiste à tremper la pointe AFM dans un agent chimique puis de la placer en contact avec la surface à traiter. Les molécules de l'agent chimique coulent sur la surface comme l'encre le ferait dans un stylo. Des lignes réfléchissantes de 12 nm de largeur, avec 5 nm de résolution spatiale, ont été réalisées par ce procédé [MIR2001]. Enfin, d'autres techniques ont également été proposées dans ce domaine, la plupart étant restées au stade exploratoire. Par exemple, on peut citer une méthode consistant à creuser mécaniquement à l'aide d'une pointe un nano-sillon dans une résine avant une gravure [SOH1995], ou encore celle consistant à chauffer la pointe de telle manière à marquer localement du polycarbonate [MAM1995]. Il est également à noter que ces techniques sont parmi les plus lentes pour la réalisation de structures sub-longueur d'onde (seulement $1 \times 10^{-4} \text{ cm}^2/\text{s}$). Mais ce sont aussi celles qui permettent de structurer une surface avec la plus grande résolution (cf. Figure 48).

2.1.3. Synthèse des procédés de micro- et nano-fabrication séries utilisables en optique diffractive sub-longueur d'onde

Dans le vaste domaine des nanotechnologies, il existe de très nombreuses techniques de nano-fabrication. Pratiquement tous les procédés développés permettent de nano-structurer un matériau par un traitement en série. Le Tableau 14 et le Tableau 15, présentés ci-dessous, répertorient les différentes nanotechnologies de ce type en indiquant leur degré de pertinence pour une application en optique diffractive sub-longueur d'onde. Ces techniques sont très coûteuses en termes financiers et présentent une très faible productivité. Ceci constitue une barrière à leur diffusion ainsi qu'aux composants qui seraient ainsi réalisés. En effet, le fait d'utiliser une pointe seule par exemple pour réaliser en série la structuration désirée conduit à un procédé extrêmement lent, incompatible avec une production de masse. Bien que certains auteurs aient proposé de multiplier les sondes actives en réalisant des matrices de pointes, ces techniques restent encore aujourd'hui au stade du développement [HAQ2010] [MIN1998] [LUT1998]. Néanmoins, la technique de nano-lithographie électronique présente certaines caractéristiques compatibles avec le développement de prototypes d'éléments diffractifs sub-longueur d'onde, conçus avec les codes que nous proposons dans cette étude. En effet, le traitement en série commun à toutes ces méthodes limite leur emploi pour la seule réalisation d'objets d'étude. Pour contourner cette limitation, les technologies de nano-

impression offrent l'avantage d'augmenter la productivité. Ces méthodes sont donc pertinentes pour la diffusion future des composants tels que nous souhaitons les réaliser. Par conséquent, nous avons étudié les différents principes afin d'identifier les méthodes qui seraient effectivement adaptées à la production d'éléments diffractifs sub-longueur d'onde, en laboratoire ou dans l'industrie, afin d'identifier les moyens d'abaisser les coûts de production. Cette étude sera présentée au paragraphe suivant.

Type de méthode		Résolution Ultime	
		pratique	théorique
Lithographie à écriture directe	EBL	40-50 nm	7-20 nm
	Ion	30-50 nm	20-30 nm
FIB	Classique	30-50 nm	10-20 nm
	Assisté CVD	15-20 nm	5-10 nm
Microscopies actives	SPREL	50 nm	0.5 nm
	DPN	12 nm	0.5 nm

Tableau 14. Tableau de synthèse des résolutions maximales pour chacune des technologies série que nous avons analysées.

Type de méthode		Avantages	Inconvénients
Lithographie à écriture directe	EBL	<ul style="list-style-type: none"> - Adapté au prototypage rapide - Très bonne profondeur de champ - Disponibilité sources 	<ul style="list-style-type: none"> - Vitesse de traitement - Résolution diminuée à cause de la diffusion
	Ion	<ul style="list-style-type: none"> - Peu d'effets de proximité - Résolution - Profondeur de pénétration des ions supérieure à l'EBL 	<ul style="list-style-type: none"> - Répétabilité - Disponibilité des sources
FIB	Classique	<ul style="list-style-type: none"> - Meilleures résolution et vitesse que pour l'EBL 	<ul style="list-style-type: none"> - Manque de sources fiables - Focalisation plus difficile à réaliser que pour l'EBL
	Assisté CVD	<ul style="list-style-type: none"> - Création de structures 3D très résolues 	<ul style="list-style-type: none"> - Procédé expérimental lourd
Microscopies actives	SPREL	<ul style="list-style-type: none"> - Similaire à l'exposition par faisceau d'électrons mais avec des tensions plus faibles - Moins d'effet de proximité que l'EBL 	<ul style="list-style-type: none"> - Résolution plus faible que l'EBL - Temps d'exposition plus long
	DPN	<ul style="list-style-type: none"> - Très bonne résolution 	<ul style="list-style-type: none"> - Pas de contrôle précis de l'épaisseur des structures

Tableau 15. Tableau de synthèse présentant les principaux avantages ainsi que les principaux inconvénients pour la fabrication de structures sub-longueur d'onde par traitement série selon les technologies exploitées.

2.2. Présentation des technologies à traitement collectif

Dans le cadre de la tentative de miniaturisation, la lithographie à écriture directe est généralement considérée comme la méthode initiale de micro-fabrication collective. La lithographie à projection classique permet de reproduire l'ensemble des motifs d'un circuit en une seule exposition avec, actuellement, une résolution de l'ordre de 50 nm dans l'ultra-violet (voir paragraphe 1.4. au chapitre I). Néanmoins, la résolution maximale des aligneurs de masques classiques fonctionnant dans l'UV est insuffisante pour réaliser des nanostructures. La lithographie électronique à écriture directe permet de dépasser très nettement cette limite. Lorsqu'elle est associée à d'autres procédés, il devient possible de l'utiliser pour développer des masques optiques mieux résolus destinés à la lithographie par projection en utilisant des sources à très courte longueur d'onde, ou encore pour fabriquer les moules nécessaires aux procédés de nano-impression. Ces deux procédés permettant d'atteindre des résolutions de l'ordre de quelques dizaines de nanomètre sont intéressants car ils conservent la rapidité de fabrication de la lithographie optique classique. Nous les présentons dans les paragraphes suivants.

2.2.1. La lithographie à courte longueur d'onde à faisceau large

Lithographie à faisceau optique de courte longueur d'onde

Pour réaliser une lithographie optique classique, trois types d'exposition sont possibles : par contact, par effet de proximité et par projection. La technique de projection utilise un système optique spécifique pour projeter une image réduite du masque optique sur le film de résine déposé sur l'échantillon à traiter. Elle évite ainsi d'abimer le masque par contact et le système imageur réduit les dimensions des structures à réaliser en réalisant une image réduite du masque optique sur le film de résine. Pour dépasser les limites de résolution de la lithographie UV classique, certains laboratoires développent des techniques de projection exploitant une source d'insolation de plus courte longueur d'onde, appelée extrême UV (EUV). Une variante utilisant des rayons X a été développée par IBM [SIL1993], mais des contraintes technologiques ont empêché sa diffusion jusqu'à ce jour. Il existe également une technique de lithographie faisant appel à des résines électro-sensibles exposées par un faisceau d'électrons (ou d'ions). La lithographie à faisceau d'électrons et celle utilisant une source EUV étant exploitées dans quelques centres de recherche, nous les présentons ci-dessous.

Lithographie Electronique / Ionique

La technique dite SCALPEL (SCattering with Angular Limitation Projection Electron-beam Lithography) a été développée par les Bell Labs et la division R&D de Lucent à la fin des années 1990 [HAR1999]. Une membrane réalisée à l'aide d'un matériau dont les atomes ont un faible numéro atomique (silicium par exemple) est recouverte d'une couche présentant des atomes de numéro atomique plus élevé (tungstène par exemple), dans lequel le masque est réalisé. Alors que le masque est pratiquement transparent à cause des énergies utilisées (100 keV), le contraste après la projection est obtenu en utilisant la différence dans la caractéristique de la diffusion des électrons. Les électrons passant uniquement par la membrane sont très peu diffusés par rapport à ceux passant également par le masque. Une ouverture dans le plan focal de l'optique de projection bloque les électrons fortement diffusés, ce qui permet d'obtenir une image très contrastée dans le plan de

l'échantillon. Ce type de dispositif permet de procéder à des réductions de 4x et permet ainsi de réaliser des structures de dimension caractéristique de l'ordre de 35 nm. Il existe de nombreuses difficultés pour réaliser le masque. Cette technique a été très souvent citée, même si elle semble aujourd'hui ne plus faire l'objet de développements nouveaux.

Une technique de lithographie similaire utilisant une source ionique a été étudiée et développée par Siemens [MEL1998]. Celle-ci est très proche de la technique SCALPEL, mais utilise une source d'ions. Elle présente l'avantage de l'utilisation d'une source ionique, présentée dans le paragraphe précédent, mais comporte le même type de défauts.

Lithographies EUV

Actuellement, la technique de lithographie extrême UV proposée en 1998 [BJO1998] permet de réduire sensiblement l'influence de la diffraction. Dans ce cas, une source laser plasma produisant une longueur d'onde comprise entre 10 à 14 nm (majoritairement à 13.5 nm) est utilisée dans un système d'insolation par projection d'une image réduite des ouvertures d'un masque optique réalisé par nano-lithographie. Cette méthode permet théoriquement d'atteindre une résolution de l'ordre de 30 nm. Elle nécessite cependant des conditions d'utilisation strictes, comme par exemple le fait de devoir travailler sous vide ou encore l'obligation d'utiliser uniquement des composants optiques en réflexion, la plupart des matériaux étant opaques à ces longueurs d'onde. Ce moyen de fabrication est principalement limité par le coût des sources. Pour ces différentes raisons, nous n'avons pas retenu ce moyen de fabrication pour notre projet pour lequel nous ne souhaitons que valider expérimentalement le concept. Cette technique présente cependant un intérêt fort pour une éventuelle production collective future de composants diffractifs sub-longueur d'onde.

2.2.2. Réplication par nano-impession

Une autre technologie à fort potentiel pour la production en masse d'optiques diffractives à structures sub-longueur d'onde est directement inspirée des techniques de pressage, la nano-impession. Cette technologie utilise un moule (généralement en silicium) fabriqué par lithographie électronique à écriture directe. On presse ensuite ce moule sur l'échantillon recouvert d'une résine thermo-formable chauffée ou d'une résine photo-polymérisable exposée aux UV. Suivant le cas, on retire le moule laissant son empreinte dans la résine, après refroidissement ou après insolation. Une étape de gravure est toujours nécessaire pour transférer les motifs dans le substrat. L'avantage d'utiliser le procédé de thermoformage réside dans le fait de pouvoir ajuster par la température la viscosité de la résine aux dimensions des structures souhaitées, l'obtention de nanostructures nécessitant une viscosité faible. En revanche, la technique de photo-polymérisation ne permet pas d'ajuster la viscosité. Néanmoins, il est possible d'utiliser cette technique UV à la température ambiante, mais il est nécessaire de disposer d'un moule transparent aux UV, ce qui réduit les procédés possibles de fabrication. La Figure 50 présente le principe des deux procédés. Dans le cadre des projets du laboratoire des systèmes photoniques, nous avons déjà mis en œuvre ces techniques pour répliquer des optiques diffractives scalaires. Dans le futur, si nous sommes en mesure d'élaborer des moules nano-structurés, nous pourrions envisager de mettre en œuvre ce type de technique pour étudier la possibilité de répliquer des optiques sub-longueur d'onde.

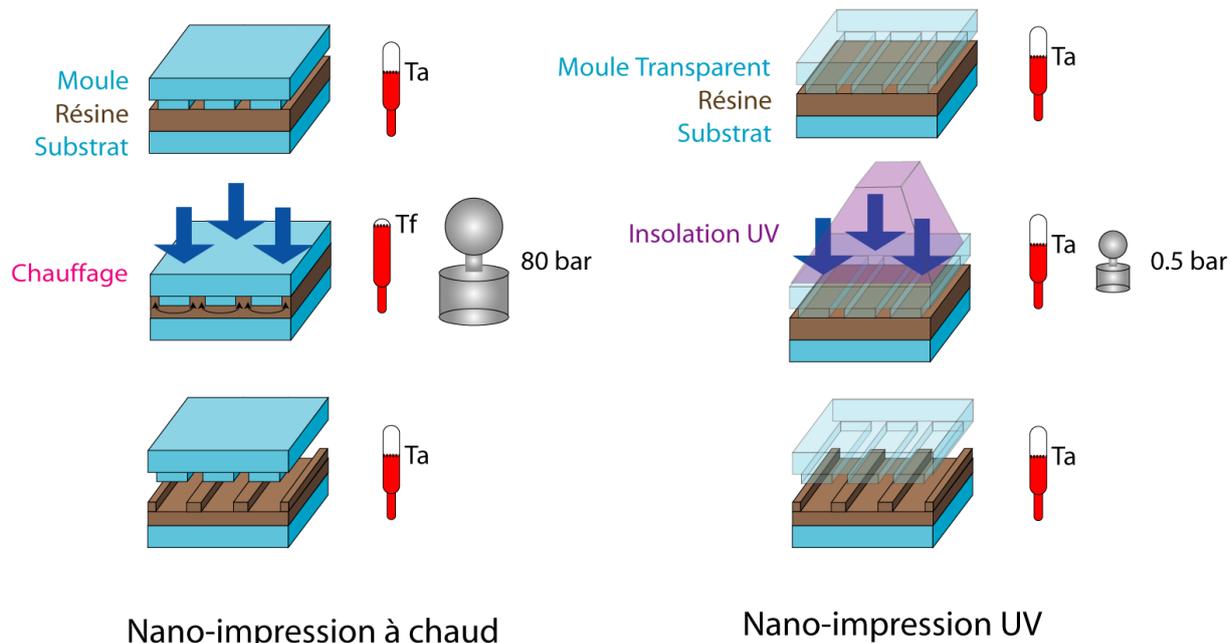


Figure 50. Schéma de principe du procédé de la nano-lithographie par embossage à chaud (gauche) et par insolation UV (droite). T_a correspond à la température ambiante et T_f est une température supérieure à la température de fusion de la résine utilisée.

2.2.3. Synthèse des procédés de fabrication parallèles pour l'optique diffractive sub-longueur d'onde

Les caractéristiques des techniques de production collectives que nous avons analysées sont présentées dans le Tableau 16 et le Tableau 17. La technique UV extrême semble adaptée pour une production de composants diffractifs sub-longueur d'onde. Cependant, ces techniques sont onéreuses et peu accessibles. La technologie de nano-impression semble quant à elle très prometteuse dans la mesure où elle pourrait permettre de répliquer à moindre coût des composants diffractifs à structures sub-longueur d'onde. Dans le but d'une réalisation à grande échelle de composants diffractifs à structuration nanométrique, il faudrait alors considérer la réalisation d'un moule de manière plus complète et étudier les problèmes restant à résoudre pour une réplique de nanostructures à fort rapport d'aspect.

Type de méthode		Résolution Ultime	
		pratique	théorique
Lithographie	EUV	90 nm	30 nm
	SCALPEL	90 nm	35 nm
	Ion	30-50 nm	10-20 nm
	X-Ray	70 nm	10 nm
Nano- impression	UV	20-40 nm	10 nm
	A chaud	20-40 nm	10 nm

Tableau 16. Tableau de synthèse des résolutions typiques de chacune des technologies parallèle étudiées.

Type de méthode		Avantages	Inconvénients
Lithographie	EUV	<ul style="list-style-type: none"> - Vitesse d'exposition (~ 2 cm²/s) 	<ul style="list-style-type: none"> - Disponibilité sources - Optique en réflexions
	SCALPEL	<ul style="list-style-type: none"> - Vitesse d'exposition (~ 0.5 cm²/s) 	<ul style="list-style-type: none"> - Fabrication du masque - Disponibilité dispositif
	Ions	<ul style="list-style-type: none"> - Profondeur de pénétration des ions supérieure à l'EBL - Peu d'effets de proximité - Profondeur de pénétration des ions supérieures à l'EBL 	<ul style="list-style-type: none"> - Fabrication du masque - Répétabilité - Disponibilité des sources
	X-Ray	<ul style="list-style-type: none"> - Résolution théorique - Vitesse d'exposition (~ 1 cm²/s) 	<ul style="list-style-type: none"> - Disponibilité sources - Fabrication du masque - Optiques pour rayons X - Prix - Pas de facteur de réduction possible dans la projection
Nano- impression	UV	<ul style="list-style-type: none"> - Utilisation à température ambiante - Pression de 0 à 5 bar - Temps d'embossage < 1 min - Peu onéreuse 	<ul style="list-style-type: none"> - Moule transparent aux UV - Résine sensible aux UV
	A chaud	<ul style="list-style-type: none"> - Contrôle de la viscosité de la résine par la température - Moule opaque ou non - Peu onéreuse 	<ul style="list-style-type: none"> - Pression de 20 à 100 bar - Température du moule à 200°C - Temps d'embossage qui peut être de plusieurs minutes

Tableau 17. Tableau de synthèse présentant les principaux avantages ainsi que les principaux inconvénients pour la fabrication de structures sub-longueur d'onde par traitement parallèle selon la technologie utilisée.

3. Processus expérimental de fabrication des réseaux sub-longueur d'onde en résine SU8[®] par nano-lithographie électronique

3.1. Conformation de la nano-structuration à réaliser

Dans ce paragraphe, nous présentons la démarche que nous avons suivie pour réaliser expérimentalement un élément diffractif à structuration sub-longueur d'onde par nano-lithographie électronique. Cette technique permet de réaliser des structures élémentaires répondant à nos besoins de fabrication. Notre collaboration avec l'institut FEMTO-ST, qui a été menée dans le cadre d'un projet exogène, nous permet l'accès à ce type d'installation en centrale MIMENTO. La réalisation pratique a pour but de vérifier la validité de la méthode de simulation que nous proposons au chapitre II, ainsi que de démontrer la pertinence du concept en réalisant un composant puis en l'analysant par microscopie interférométrique. Dans ce chapitre, nous montrons que pour produire le type de composant que nous souhaitons, il faut disposer d'un modèle de réseau aux caractéristiques optique et géométrique déterminées par calcul (indice de réfraction, période, profondeur du sillon et rapport cyclique). Nous avons donc dans un premier temps déterminé quelles étaient les caractéristiques géométriques individuelles des réseaux élémentaires qu'il était possible de fabriquer en respectant les critères à prendre en compte, avant d'envisager la conception d'un composant.

Nous avons exploité l'appareil de photolithographie Raith e-line, fabriqué par la société allemande Raith spécialisée dans la conception et la fabrication d'appareillage de nano-fabrication [Raith]. Celui-ci utilise généralement une résine électro-sensible en polymère de type PMMA. Le processus de lithographie a été caractérisé préalablement à notre démarche par l'équipe de la centrale en utilisant une résine négative de type SU8 commercialisée par la société MicroChemicals [MicroChemicals]. Nous avons alors entrepris d'étudier la possibilité d'utiliser celle-ci pour nos expériences. Dans la discussion suivante, nous évaluons donc quelles sont les conditions nécessaires pour fabriquer un composant diffractif à réseaux sub-longueur d'onde en nano-structurant directement le film de résine. Cette possibilité économique réduit au minimum le temps de recherche et développement nécessaire pour caractériser le processus de prototypage. Dans le futur, il sera possible de transférer les motifs élémentaires dans un substrat en quartz ou en verre, en utilisant par exemple un procédé de gravure issu de la technologie micro-électronique. Pour une production en masse, cette étape nécessitera des caractérisations supplémentaires, notamment pour contrôler la profondeur de gravure, fonction de l'indice de réfraction du substrat utilisé.

La condition pour parvenir à structurer de façon optimale un élément diffractif sub-longueur d'onde élaborée directement en résine de type SU8 est de pouvoir évaluer les caractéristiques géométriques des réseaux réalisables. En effet, c'est la géométrie du réseau individuel sub-longueur d'onde qui détermine la différence de phase introduite (paragraphe 3.1 du chapitre II). Avant d'évaluer les géométries des motifs réalisables, l'analyse des propriétés optiques de la résine et la caractérisation du procédé de dépôt en film mince sont nécessaires. La résine que nous avons utilisée porte la référence SU8-2001. Elle appartient à la famille des résines SU8-2000. La nomenclature des résines de cette famille est de la forme SU8-20XX où XX représente le numéro de série. Cette nomenclature est établie pour classer les résines en fonction de leur viscosité. Par exemple, la SU8-2000.5 présente une viscosité de 2.49 centistokes (cSt), contre 1250 cSt pour la SU8-2015. Toutes ces résines sont à

base de photopolymère époxy à fort contraste utilisé principalement pour des applications nécessitant des microstructures à forte épaisseur. La viscosité est le paramètre qui détermine l'épaisseur des films minces pour des conditions d'enduction par centrifugation données. Ces résines sont stables chimiquement et thermiquement. Elles sont adaptées pour réaliser des dépôts d'épaisseur comprise entre 0.5 à 200 μm . Avec cette résine, il est possible de réaliser des structures présentant un fort rapport d'aspect (rapport entre la largeur et la hauteur des structures réalisées). Ce type de résine est photo sensible aux ultraviolets, et elle est aussi électro-sensible lorsque irradiée par un faisceau d'électrons. L'indice de réfraction est spécifié dans la documentation sous forme d'une relation de Cauchy pour exprimer sa dépendance avec la longueur d'onde :

$$n(\lambda) = 1.566 + \frac{0.00796}{\lambda^2} + \frac{0.00014}{\lambda^4}$$

Où λ désigne la longueur d'onde exprimée en micromètre. Ainsi, pour une longueur d'onde de 632.8 nm, l'indice de la résine vaut environ 1.59. En utilisant la relation (II-29) donné au chapitre II, nous avons calculé l'épaisseur du film de résine à traiter. Les résultats calculés en fonction du déphasage maximum espéré sont présentés dans le Tableau 18 suivant.

Déphasage maximum	2π	$2\pi*7/8$	$2\pi*3/4$
Epaisseur de résine	1.08 μm	944 nm	809 nm

Tableau 18. Epaisseur du film de résine à déposer en fonction du déphasage maximum souhaité.

Dans la suite, nous entreprendrons la réalisation de structures dont la hauteur est de l'ordre du micromètre. A partir de l'indice de réfraction de la résine utilisée, il est possible de déterminer une table de référence (Look Up Table, LUT) qui relie la différence de phase introduite par un réseau binaire sub-longueur d'onde à ses caractéristiques géométriques (rapport cyclique et période). La Figure 51 présente le déphasage produit par des réseaux de hauteur de gravure de 1.08 μm et de 809 nm, calculé en utilisant une simulation FDTD programmée sous Meep (logiciel présenté au chapitre II). Les efficacités de diffraction restent supérieures à 90% pour des périodes inférieures à 450 nm, quel que soit le rapport cyclique. Elles présentent un nombre limité de résonance pour des périodes de réseau inférieures à 600 nm. Par conséquent, nous chercherons la réalisation de réseaux de périodes inférieures à 600 nm, en privilégiant ceux qui auront une période inférieure à 450 nm.

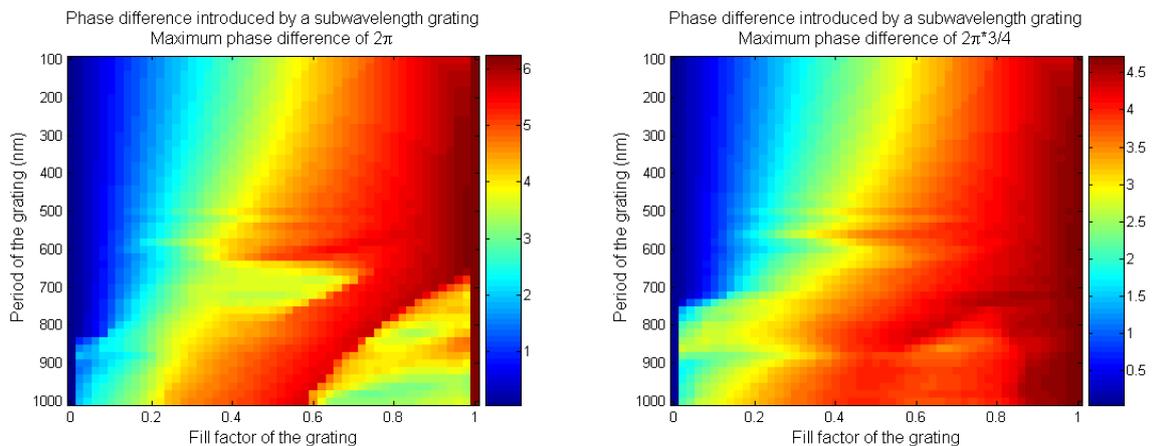


Figure 51. Différence de phase introduite par des réseaux sub-longueur d'onde en SU8 présentant une hauteur totale de 1.08 μm (gauche) et 809 nm (droite).

3.2. Présentation du processus de fabrication par nano-lithographie électronique

Le processus de fabrication, pour être optimal, nécessite d'abord de définir les paramètres des trois principales étapes de nano-fabrication : enduction de la résine, insolation électronique et développement chimique. La Figure 52 donne une représentation des différentes étapes suivies pour la réalisation de structures en résine SU8.

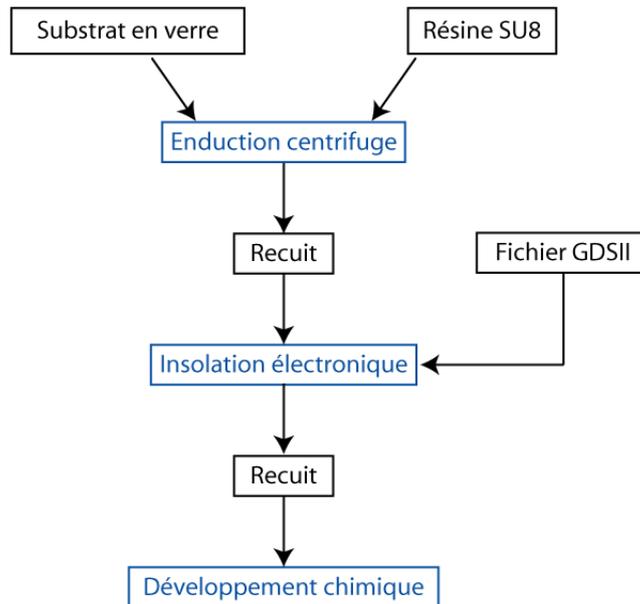


Figure 52. Schéma de principe de la lithographie électronique.

a. Enduction

L'étape d'enduction précède l'insolation. Elle consiste à déposer un film de résine dont on doit être capable de contrôler parfaitement l'épaisseur par centrifugation (spin-coating). Avec cette technique, un ménisque de résine liquide est déposé sur un substrat, optiquement lisse, et préalablement nettoyé des matières organique et inorganique. Préalablement à l'enduction, on enduit la surface du substrat à traiter avec un promoteur d'adhérence (Hexa-Méthyl-DiSilazane, HMDS). Le substrat plan est mis en rotation étalant le ménisque sous forme d'un film. Les quatre principaux paramètres qui déterminent l'épaisseur du film de résine sont la viscosité propre, l'accélération, la vitesse maximum et la durée totale de rotation. Le flux d'air auquel est soumis le film pendant la rotation (capot ouvert ou fermé) influence également l'épaisseur dans une moindre mesure. Pour contrôler l'épaisseur de la résine, une étape de caractérisation est nécessaire. La Figure 53 présente les courbes de calibration de l'épaisseur du film en fonction des paramètres d'influence pour différents types de résine. Les courbes montrent que pour déposer un film d'un micromètre, il faut choisir une résine offrant une viscosité comprise entre 2.49 cSt et 7.5 cSt correspondant à toutes les résines dont la référence est comprise entre SU8-2000.5 et SU8-2002. Nous avons choisi d'utiliser la résine SU8-2001, qui permet, après caractérisation, d'atteindre une hauteur totale de déposition de l'ordre du micromètre. Les conditions produisant cette épaisseur sont une vitesse de rotation de la « tournette » (spinner) de 1600 tours par minute (tpm) pendant 30 secondes, avec une accélération de 1000 tpm/s. Après avoir réalisé la déposition de la résine par enduction centrifuge, il

est nécessaire de réaliser un premier chauffage de la résine pour éliminer le solvant résiduel, améliorer l'adhésion de la résine sur le substrat, et enfin éliminer les contraintes de cisaillement dues à la déposition par force centrifuge. Etant donné l'épaisseur de résine déposée, un recuit léger de 40 secondes du dispositif enduit posé sur une plaque chauffante régulée à 95°C permet d'évaporer le solvant (soft bake).

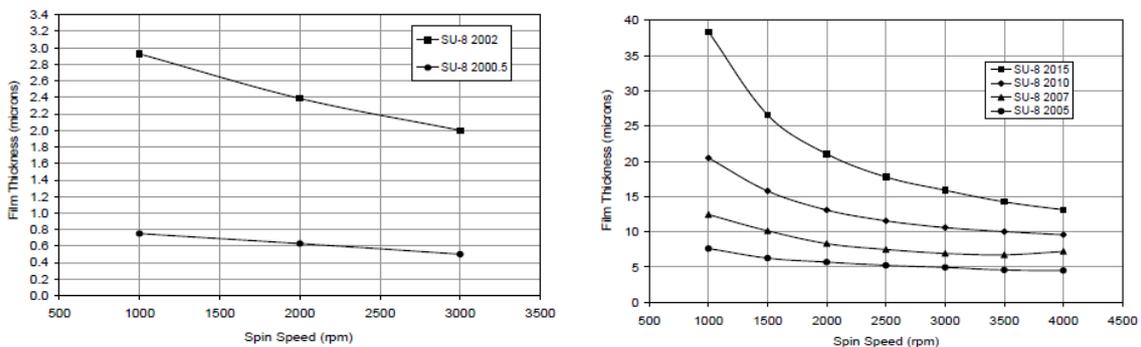


Figure 53. Epaisseur de résine déposée en fonction de la vitesse de rotation du spinner (ou tournette).

b. Insolation électronique

Le film de résine est ensuite exposé à un faisceau focalisé d'électrons dont le balayage est contrôlé par logiciel. Le fichier informatique contenant les données de la disposition des motifs à réaliser que doit respecter le balayage du faisceau est dans un format vectoriel standard en micro-électronique Graphic Database System, GDSII). Le logiciel permet de paramétrer la dose d'insolation exprimée en $\mu\text{C}/\text{cm}^2$. Une dose de $1 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ représente une exposition électronique très faible de 0.06 électrons/ nm^2 . L'exposition au faisceau d'électron modifie localement les propriétés chimiques de la résine. Les spécifications techniques de l'appareil commercial Raith e-line utilisé sont compatibles avec nos objectifs de réalisation étant donné que ce dispositif permet d'atteindre un diamètre de faisceau de 1.6 nm. Les structures isolées après développement peuvent être d'une taille minimum de l'ordre de la vingtaine de nanomètres. Pour des structures périodiques, les performances se dégradent. Dans ce cas, le constructeur indique que l'appareil permet au mieux de réaliser des structures en PMMA de taille de 38 nm, pour une période de 80 nm. Il est également à noter que la résolution de l'appareil dépend de la surface à réaliser. Pour un champ de $100 \mu\text{m}^2$, la résolution est de 1.6 nm, alors qu'elle augmente d'un facteur par 20 pour un champ maximum de 2mm^2 . Après l'exposition de la résine, un recuit de durcissement sur plaque chauffante régulée à 95°C pendant 1 min 30 s finalise le procédé d'exposition. Ce recuit permet de rendre plus résistant les zones exposées aux agents chimiques du développement.

c. Développement

Cette étape est comparable au développement photographique. Les motifs insolés avec l'appareil de nano-lithographie électronique sont révélés dans un agent chimique de type PGMEA (2-methoxy-1-methylethylacetate) pendant 10 minutes. Cette étape permet d'éliminer les zones de la résine qui n'ont pas été exposées au faisceau d'électrons puisque la résine est négative. Pour stopper le développement, l'échantillon est plongé dans de l'eau dé-ionisée.

3.3. Programmation du pilotage du dispositif de nano-lithographie

Pour dimensionner un composant diffractif à structures sub-longueur d'onde, la disposition des structures est d'abord déterminée en utilisant la fonction de phase globale de la fonction optique à réaliser initialement déterminée en utilisant par exemple un logiciel de CAO tel que CodeV. La table de référence que nous avons établie pour transcrire la différence de phase en modulation sub-longueur d'onde du relief est ensuite utilisée pour déterminer la période et le rapport cyclique à choisir pour obtenir un déphasage donné pour chaque pixel. Cette procédure, décrite au paragraphe 3.1 du chapitre II, permet de calculer les données concernant la disposition des motifs à réaliser. L'appareil de nano-lithographie électronique Raith e-line traite uniquement des données au format vectoriel GDSII pour piloter le déplacement du faisceau d'électrons. Ce format est le format standard utilisé par les générateurs de masques rencontrés en technologie micro-électronique. Une des difficultés que nous avons rencontrée était de pouvoir produire des fichiers GDSII à partir des données issues de nos codes. En effet, un fichier vectoriel en format GDSII contient des données représentées par des objets géométriques individuels (segments de droite, polygones, arc de cercles) définis chacun par divers attributs de forme ou de position notamment. Cependant, la complexité du format nous a empêchés de programmer directement le fichier de données au format GDSII. Par conséquent, le problème que nous avons dû résoudre était de disposer d'une méthode informatique permettant de produire le fichier vectoriel à partir de nos données calculées. Pour parvenir à ce résultat, nous avons mis au point une procédure basée sur les possibilités graphiques vectorielles offertes par le logiciel Mathematica. L'algorithme de la procédure proposée consiste à initialiser le programme avec, à la fois, la matrice (ou la fonction de phase) du composant à réaliser et la table de correspondance de phase en fonction des caractéristiques du réseau (période et rapport cyclique). Pour chaque pixel du masque à produire, les caractéristiques du réseau du pixel considéré sont déterminées en fonction des paramètres d'initialisation puis le réseau élémentaire correspondant est dessiné à la position du pixel dans un graphique. Ce graphique est finalement enregistré en format vectoriel SVG dans une échelle dépendant de la résolution souhaitée exprimée en dpi (dot per inch). Ce format est compatible avec certains logiciels de conception assistée par ordinateur en micro-électronique tel que Layout Editor [Layout]. Enfin, nous utilisons ce logiciel pour convertir en format GDSII et mettre à l'échelle le graphique précédent permettant ainsi l'utilisation de la machine de nano-lithographie. La Figure 54 donne une représentation graphique de la procédure qui a été suivie, en indiquant pour chacune des étapes le logiciel utilisé, ainsi que les formats de fichiers qui ont été, ou qui aurait pu être, utilisés.

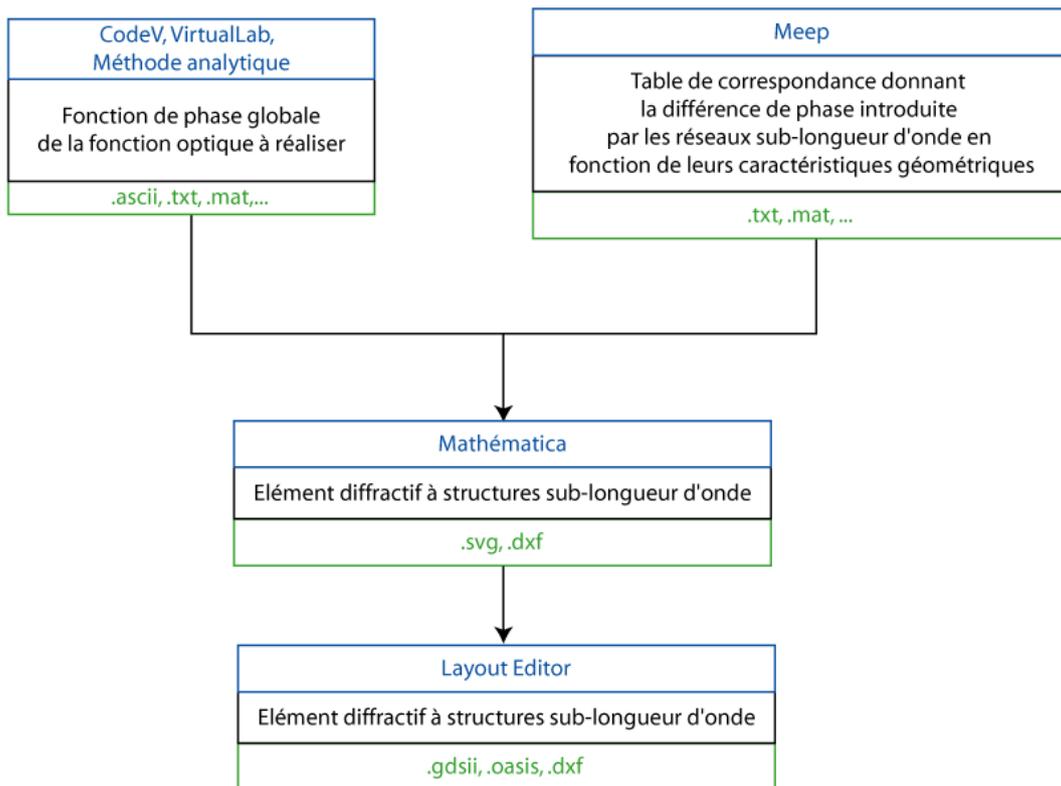


Figure 54. Schéma de la procédure suivie pour la génération de fichiers GDSII. Les logiciels utilisés sont représentés en bleu, et les formats de fichiers en vert.

Conclusion du chapitre III

Dans ce chapitre, nous avons examiné différentes techniques utilisables pour élaborer des nanostructures telles que celles nécessaires pour produire des optiques diffractives à structures sub-longueur d'onde. Notre objectif étant de valider les modèles de calcul de conception et de modélisation de ce type de composant que nous avons proposé, nous avons choisi d'utiliser une méthode de fabrication par nano-lithographie électronique. Cette méthode est bien adaptée au prototypage et il s'agit d'une technologie mise à la disposition de chercheurs par la centrale de technologie MIMENTO. Notre analyse a montré qu'il était possible de conformer des réseaux compatibles avec les contraintes géométriques présentées dans le chapitre II. En revanche, elle ne permet pas de réaliser des éléments diffractifs de grandes dimensions et elle est plutôt lente (environ 10^{-3} cm²/s). L'analyse des méthodes de fabrication collective a montré qu'il existe des procédés industrialisés de nano-fabrication capables de produire en grande série des éléments diffractifs à structures sub-longueur d'onde. Par exemple, la nano-impression permettrait de produire avec une vitesse moyenne pouvant atteindre 5 cm²/s des optiques à très bas coût. Cette perspective fera l'objet de développement au laboratoire dans le futur.

Liste des références bibliographiques du chapitre III

- [AZIZ2001] M. Aziz, J. Golovchenko, D. Branton, C. McMullan, D. Stein, J. Li, "Ion-beam Sculpting at Nanometre Length Scales", *Nature* **412** 166-169 (2001)
- [BHU2007] Bharat Bhushan (Ed.), *Handbook of Nanotechnology*, Springer (2007)
- [BIN1982] G. Binnig, H. Rohrer, C. Gerber, E. Weibel, "Surface studies by scanning tunneling microscopy", *Phys. Rev. Lett.* **49**, 57-61 (1982)
- [BJO1998] J.E. Bjorkholm, "EUV lithography: the successor to optical lithography", *Intel Techno. J.* **2**, 1-8 (1998)
- [FEY1959] R. Feynman, *There is plenty of room in the bottom*, American Physical Society (annual meeting), Pasadena, (29 december 1959)
- [HAQ2010] E. Haq, Z. Liu, Y.Zhang, S.A. Alang Ahmad, L.-S. Wong, S.P. Armes, J.K. Hobbs, G.J. Leggett, J. Micklefield, C.J. Roberts, J.M.R. Weaver, "Parallel Scanning Near-Field Photolithography: The Snomipede", *Nano Lett.* **10** 4375–4380 (2010)
- [HAR1999] L.R. Harriott, "SCALPEL: Projection Electron Beam Lithography", *Proc. of the 1999 Particle Accelerator Conference*, New York (1999)
- [HER2009] E.K. Her, H-S. Chung, M.W. Moon, K.H. Oh, "An angled nano-tunnel fabricated on poly(methyl methacrylate) by a focused ion beam", *Nanotechnology* **20** 285301
- [HOS2003] T. Hoshino, K. Watanabe, R. Kometani, T. Morit, K. Kanda, Y. Harayama, T. Kaito, J. Fujita, M. Ishid, Y. Ochiai, S. Matsui, "Development of three-dimensional pattern-generating system for focused-ion-beam chemical-vapor deposition", *J. Vacuum Sci. Technol. B* **21**, 2732-2737 (2003)
- [HU2004] W. Hu, K. Sarveswaran, M. Lieberman, G.H. Bernstein, "Sub-10 nm electron beam lithography using cold development of poly-methyl-methacrylate", *J. Vac. Sci. Technol. B* **22**, 1711-1716 (2004)
- [LAU2008] S. Laurent, D. Forge, M. Port, A. Roch, C. Robic, L. Vander Elst, Robert N. Muller, "Magnetic Iron Oxide Nanoparticles: Synthesis, Stabilization, Vectorization, Physicochemical Characterizations, and Biological Applications", *Chem. Rev.* **108** 2064–2110 (2008)
- [Layout] <http://www.layouteditor.net/>
- [LUT1998] M. Lutwyche, C. Andreoli, G. Binnig, J. Brugger, U. Drechsler, W. Haeberle, H. Rohrer, H. Rothuizen, P. Vettiger, "Microfabrication and parallel operation of 5*5 2D AFM cantilever arrays for data storage and imaging", *Proc. MEMS*, 8-11 (1998)
- [MAM1995] H.J. Mamin, B.D. Terris, L.S. Fan, S. Hoen, R.C. Barret, D. Rugar, " High-density data storage using proximal probe techniques", *IBM J. Res. Dev.* **39**, 681-699 (1995)
- [MEL1998] J. Melngailis, A.A. Mondelli, I.L. Berry, R. Mohondro, "A review of ion projection lithography", *J. Vac. Sci. Technol. B* **16**, 927-958 (1998)
- [Mimento] <http://www.femto-st.fr/fr/Centrale-de-technologie-MIMENTO/>

[MicroChemicals] <http://www.microchemicals.com/photoresist/photoresists.html>

[MIN1998] S.C. Minne, S.R. Manalis, A. Atalar, C.F. Quate, "Independent parallel lithography using the atomic force microscope", *J. Vacuum Sci. Technol. B* **14**, 2456-2461 (1996)

[MIN2001] L. Ming, C. Bao-qin, Y. Tian-Chun, Q. He, X. Qiuxia, "The sub-micron fabrication technology", *Proc. 6th Int. Conf. on Solid-State and Integrated-Circuit Technology*, San Francisco, 452–455 (2001)

[MIR2001] C.A. Mirkin, "Dip-pen nanolithography: automated fabrication of custom multicomponent, sub-100-nanometer surface architecture", *MRS Bull.* **26**, 535-538 (2001)

[OKA1991] S. Okazaki, "Resolution limits of optical lithography", *J. Vac. Sci. Technol. B* **9** 2829–2833 (1991)

[PIE2007] G. Pietryk, *Panorama de la physique*, Belin (2007)

[PLA2001] R. Plass, J.A. Last, N.C. Bertelt, G.L. Kellogg, "Self-assembled domain patterns", *Nature* **412**, 875 (2001)

[Raith] <http://www.raith.com/>

[SIL1993] J.P. Silvermann, R.P. Rippstein, J.M. Obershmidt, "X-Ray lithography beamlines in the IBM Advanced Lithography Facility", *IBM Journ. of Res. and Dev.* **37** 395 [1993]

[SNO1997] E.S. Snow, P.M. Campbell, F.K. Perkins, "Nanofabrication with proximal probes", *Proc. IEEE* **85**, 601-611 (1997)

[SOH1995] L.L. Sohn, R.L. Willett, "Fabrication of nanostructures using atomic force microscope-based lithography", *Appl. Phys. Lett.* **67**, 1552-1554 (1995)

[SOH2001] H.T. Soh, K.W. Guarini, C.F. Quate, *Scanning Probe Lithography*, Kluwer, Boston (2001)

[WAR1990] A. Wargner, J.P. Levin, J.L. Mauer, P.G. Blauner, S.J. Kirch, P. Longo, "X-ray mask repair with focused ion beams", *J. Vacuum Technol. B* **8**, 1557-1565 (1990)

[WATT2005] F. Watt, A. A. Bettioli, J. A. Van Kan, E. J. Teo, M.B.H. Breese, "Ion Beam Lithography And NanoFabrication: A Review", *International Journal of Nanoscience* **4** 269–286 (2005)

CHAPITRE IV :

Méthodes et résultats de caractérisations

Le développement d'un élément sub-longueur d'onde passe par différentes phases exigeant chacune la caractérisation précise des nanostructures. Dans ce chapitre, nous présenterons les méthodes de caractérisation développées pour valider des performances des optiques diffractives réalisées. L'objectif de ce chapitre est double : dans un premier temps, nous avons validé les codes de calcul présentés au chapitre II et dans un second temps, l'analyse des résultats de caractérisation nous a permis de concevoir des optiques diffractives à structures sub-longueur d'onde tenant compte des contraintes de fabrication. Pour atteindre ces objectifs, deux procédures étaient nécessaires. Il s'agissait de définir la géométrie des structures réalisables par nano-lithographie électronique disponible en centrale de technologie MIMENTO et présentée au chapitre III. A cette fin, il était nécessaire de caractériser à chaque étape de la chaîne de fabrication les échantillons tests afin de déterminer les paramètres de fabrication des réseaux réalisables avec le dispositif de nano-lithographie électronique Raith e-line. Ces étapes s'avéraient incontournables étant donné que FEMTO-ST venait d'acquérir cet équipement à faisceau électronique de haute énergie. En faisant varier la période, le rapport cyclique et la hauteur de réseaux binaires sub-longueur d'onde, la différence de phase introduite est modifiée. Il était donc capital de pouvoir connaître les caractéristiques des structures réalisables. Dans la première partie du chapitre, nous présenterons donc les étapes de caractérisation qui ont été réalisées sur les structures sub-longueur d'onde. Celles-ci étant de dimension nanométrique, différentes méthodes ont été utilisées, notamment une mesure de la topographie de surface à l'aide d'un microscope à force atomique, capable d'atteindre des résolutions nanométriques, ainsi qu'une technique de caractérisation par microscopie interférentielle, afin de déterminer expérimentalement la différence de phase introduite par les structures réalisées. Compte tenu des résultats, il était possible de définir les paramètres d'un composant à structures sub-longueur d'onde sur une surface plus grande, de l'ordre du millimètre carré. Cette étape permet de présenter les développements nécessaires à la réalisation d'un composant de petite dimension.

Enfin, nous avons proposé et validé une méthode de caractérisation de la Fonction de Transfert de Modulation (FTM) d'une optique diffractive imageante qui pourra être mise en œuvre pour qualifier une optique à structuration sub-longueur d'onde dans le futur. Pour valider cette technique, la mesure de la FTM a été réalisée sur une optique diffractive à deux niveaux de phase, et qui pourra être appliquée plus tard à un SWDOE. Par souci de clarté, nous avons préféré placé en annexe cette étude.

1. Etude de la faisabilité de réseaux sub-longueur d'onde SU8 par nano-lithographie électronique

1.1. Présentation des dispositifs de caractérisation utilisés

Avant de présenter les différentes caractérisations qui ont été réalisées sur les échantillons, nous présentons d'abord les différents dispositifs qui ont été utilisés ou développés pour déterminer les propriétés des réseaux réalisés. Trois dispositifs commerciaux ont été utilisés pour cela :

- un Microscope Electronique à Balayage (MEB),
- un Microscope Interférentiel en Lumière Blanche (ou profilomètre optique),
- un Microscope à Force Atomique (AFM).

Le MEB de la centrale MIMENTO a été utilisé par les ingénieurs (Roland Salut) pour vérifier la topographie générale des structures fabriquées immédiatement après la fabrication. Le profilomètre optique a principalement été utile pour déterminer la hauteur du film de résine révélé, et le microscope AFM a permis une détermination précise de la structuration réalisées sur la résine SU8. Les trois appareils utilisés sont présentés en Annexe.

Enfin, pour pouvoir estimer de manière contrôlée la différence de phase introduite par un réseau sub-longueur d'onde, nous avons modifié un microscope optique Zeiss pour réaliser un microscope interférentiel fonctionnant en éclairage polarisé. Avec l'instrument ainsi réalisé, il a été possible de contrôler la polarisation incidente ainsi que la longueur d'onde. Comme nous l'avons montré à partir de l'étude bibliographique du chapitre I (paragraphe 2.2.2.1.), les structures réalisées (structures 1D) présentant une seule direction de modulation ont une biréfringence induite, et le déphasage introduit dépend fortement de la polarisation incidente. Par conséquent, nous devons réaliser une technique fonctionnant en lumière polarisée. Nous avons ainsi modifié le microscope optique en lui adjoignant un objectif interférentiel de type Mirau, un filtre polariseur dont nous pouvons contrôler l'orientation, ainsi qu'un filtre interférentiel nous permettant de sélectionner correctement la longueur d'onde incidente. L'échantillon à analyser est placé sous l'objectif de Mirau. La lumière interfère dans le plan de la caméra avec un faisceau de référence. L'enregistrement puis l'analyse locale des décalages de franges traduisent le déphasage introduit par la présence des réseaux de nanostructures (voir Figure 68 et Figure 69). Le dispositif final est représenté schématiquement par la Figure 55. Il permet de mettre en œuvre le procédé de caractérisation interférométrique. Nous reportons le lecteur aux références suivantes pour avoir un aperçu des techniques de mesure de champ proche de celle que nous proposons [LAL1999-2] et [LEE2003]. Un degré de polarisation moyen de 50 pour 1 a été mesuré avec l'instrument que nous avons modifié.

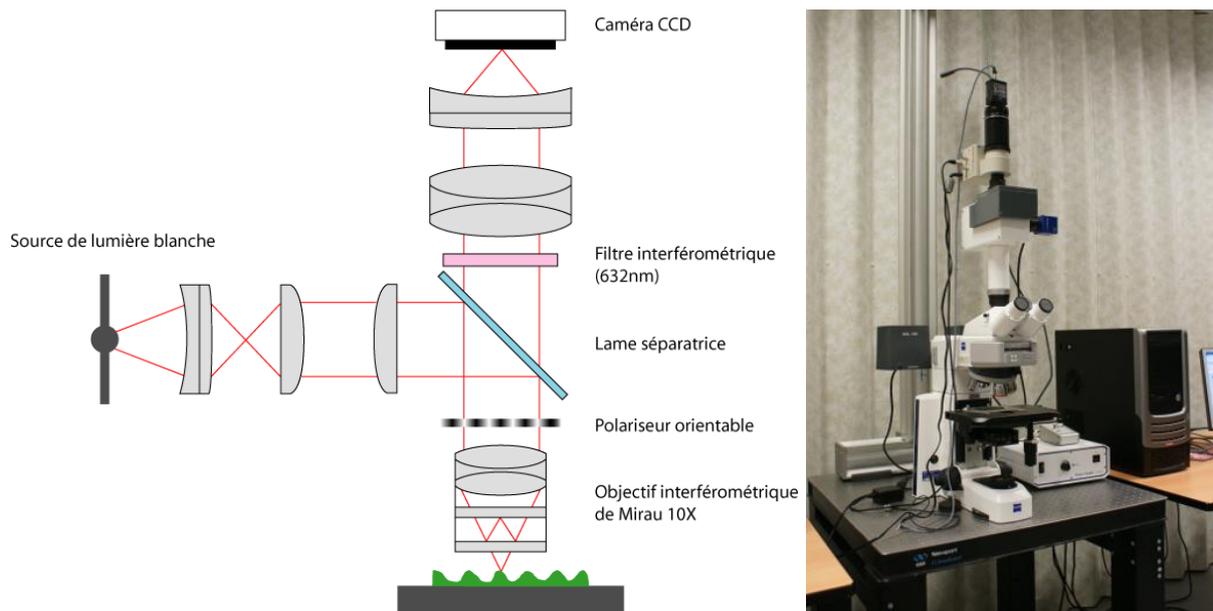


Figure 55. Schéma de principe du microscope interférométrique à contrôle de polarisation, à gauche et photographie du microscope optique Zeiss à partir duquel il a été réalisé, à droite.

1.2. Caractérisation du procédé de fabrication

1.2.1. Pouvoir de développement de la résine en fonction de la dose

Nous avons cherché à réaliser des structures diffractantes simples de faible dimension de manière à définir les caractéristiques des structures réalisables avec le système de nano-lithographie électronique Raith e-line. Pour cela, nous avons utilisé un masque générique élémentaire en format GDSII, dont une représentation est donnée en Figure 56. Sur ce masque élémentaire ont été ajoutés des réseaux de période 600 nm et de largeur de ligne de 235 et 115 nm, permettant d'introduire des déphasages de respectivement π et $\pi/2$ pour un élément diffractif à structures sub-longueur d'onde simulant 4 niveaux de phase à la longueur d'onde de 632 nm. Un élément de même période et de largeur de ligne de 95 nm a également été considéré. Sur cette mire, une marche est également réalisée afin de déterminer la hauteur maximale que les structures peuvent présenter. Il s'agit d'un paramètre géométrique important étant donné qu'il détermine le déphasage maximum introduit par les structures.

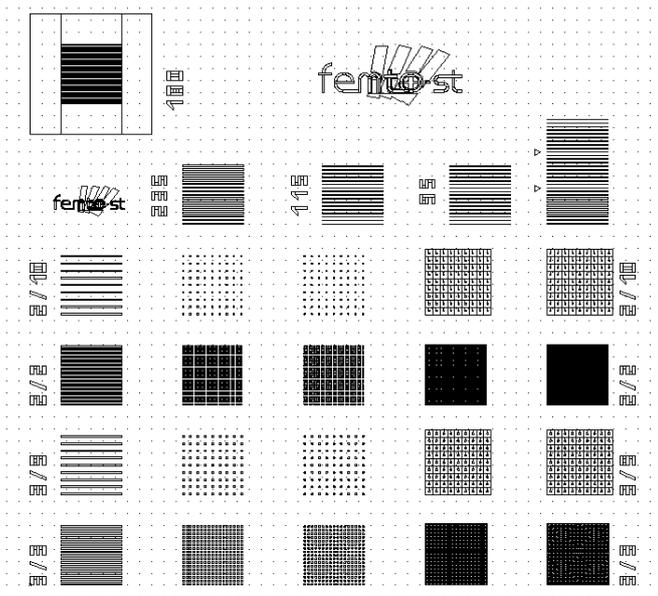


Figure 56. Mire élémentaire de test.

Après avoir mis en œuvre la procédure de fabrication décrite au chapitre III, les structures inscrites dans la résine SU8 ont pu être caractérisées. Le profilomètre optique a permis de déterminer la hauteur de la marche, et le microscope AFM ayant des résolutions de l'ordre du nanomètre dans les trois directions, a été utilisé afin de caractériser les nanostructures réalisées.

Différentes doses pour le faisceau d'électrons incident ont été testées afin d'en connaître l'influence sur la géométrie des structures réalisées. Les doses testées ont varié par pas de $0.2 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ en partant d'une dose minimale de $0.4 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ jusqu'à atteindre $4.2 \mu\text{C}/\text{cm}^2$. La Figure 57 présente une vue d'ensemble de l'échantillon. Elle a été réalisée avec un microscope optique utilisant un objectif de grossissement 5X (image de gauche), la dose la plus faible étant située en bas à gauche, la plus élevée en haut à droite. L'image de droite donne une vue détaillée d'un motif élémentaire, ainsi qu'une vue détaillée de la mire.

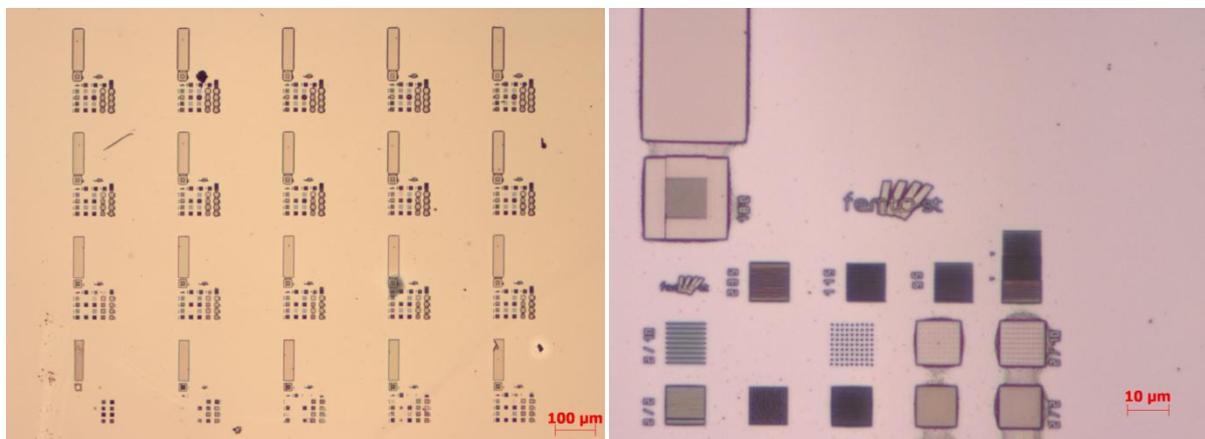


Figure 57. Micrographie d'ensemble de l'échantillon à gauche (objectif 5X) et micrographie détaillée d'un motif à l'aide d'un objectif 20X à droite.

A l'aide du profilomètre optique et du MEB, il a été possible de déterminer la hauteur des marches réalisées. La Figure 58 présente des exemples de mesures faites avec ces deux appareils. La Figure 59 donne la hauteur de la marche en fonction de la dose utilisée. Les mesures sont réalisées par profilométrie et par microscopie électronique à balayage.

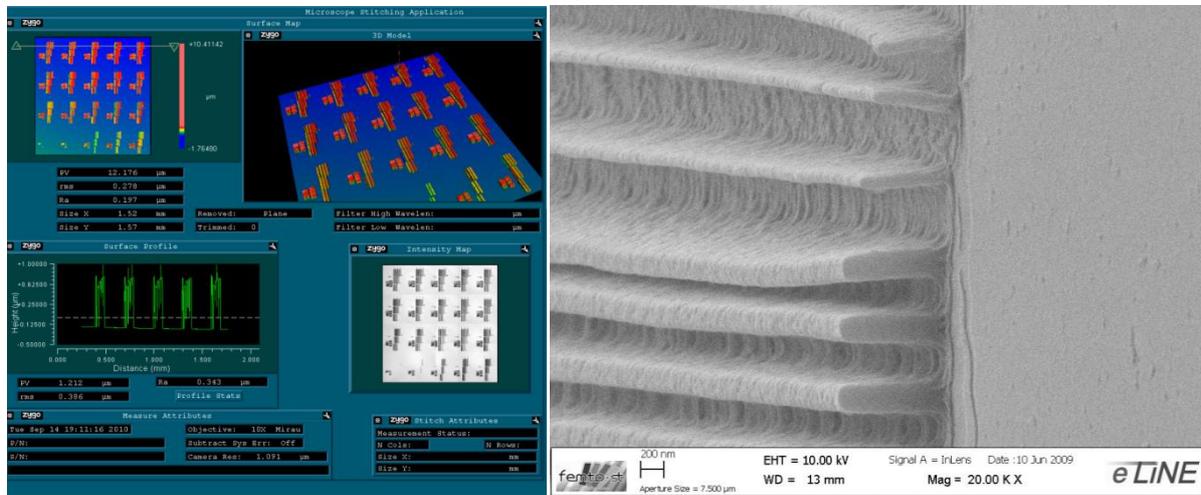


Figure 58. Exemple de mesures réalisées par le profilomètre optique (gauche) et par le MEB (droite).

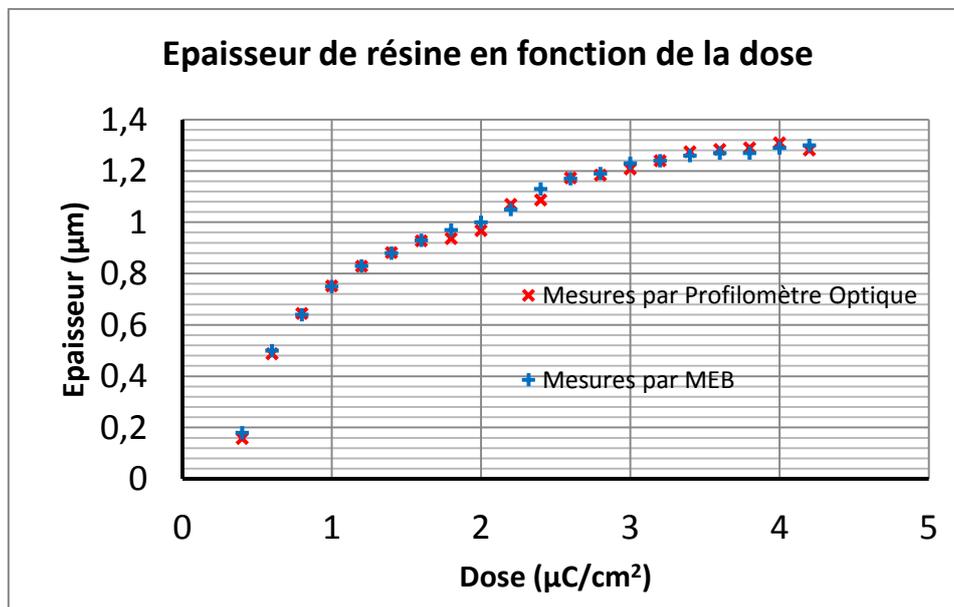


Figure 59. Influence de la dose du faisceau d'électron sur la hauteur d'une marche mesurée par profilométrie optique et par MEB (incertitudes de quelques nanomètres).

A partir de cette courbe, nous avons pu déterminer les paramètres d'exposition pour conférer à la résine la hauteur de marche voulue, en respectant le même processus de dépôt de la résine que celui réalisé pour cette étude. D'après la courbe, des doses d'exposition comprises entre 1.6 et 2 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ permettent d'obtenir des hauteurs de marche compris entre 930 et 1000 nm. Par conséquent, nous

privilégierons dans la suite ces doses d'exposition pour la réalisation de composants diffractifs permettant de définir une différence de phase continue.

1.2.2. Caractérisation du pouvoir de développement du rapport cyclique et de la période

De nombreuses caractérisations par microscopie à force atomique sur les réseaux binaires sub-longueur d'onde ont ensuite été réalisées. Pour ce faire, le mode sans contact de l'AFM a été utilisé, et la topographie des différents réseaux a été enregistrée. La Figure 60 présente un exemple de réseau présentant une largeur de ligne de 135 nm obtenu avec une dose de $1.6 \mu\text{C}/\text{cm}^2$. Les principaux résultats de caractérisation sont décrits dans le paragraphe suivant.

Concernant les réseaux binaires présentant une largeur de ligne de 95 nm, aucune structure n'est visible après l'étape de développement pour des doses inférieures à $1.6 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, les doses utilisées n'étant pas assez importante pour permettre une polymérisation suffisante de la résine pouvant résister à l'étape de développement chimique. Pour des largeurs de lignes de 115 nm et 235 nm, les doses minimales permettant d'obtenir des structures sont plus faibles, respectivement à $1.4 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ et à $0.8 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, étant donné que la surface insolée est plus importante. De plus, toutes les structures binaires sont parfaitement développées pour toute dose inférieure à $2.2 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, comme le montre l'exemple de droite en Figure 58. En revanche, pour des doses plus élevées, le développement de la résine entre deux structures binaires n'est plus satisfaisant. Il subsiste des traces de résine entre celles-ci, probablement en raison des effets de proximité de l'exposition et du développement non parfait de la résine. La Figure 61 présente un exemple de réseau dont les structures ne sont pas correctement révélées. Cet effet est d'autant plus marqué que la dose d'exposition est élevée. Dans la suite du chapitre, on définit la profondeur effective d'un réseau réalisé en SU8 comme étant la profondeur maximale atteinte entre deux lignes du réseau. Cette valeur est différente de la profondeur totale pour les réseaux qui ne sont pas bien développés, la profondeur totale étant la hauteur maximale des structures par rapport au substrat.

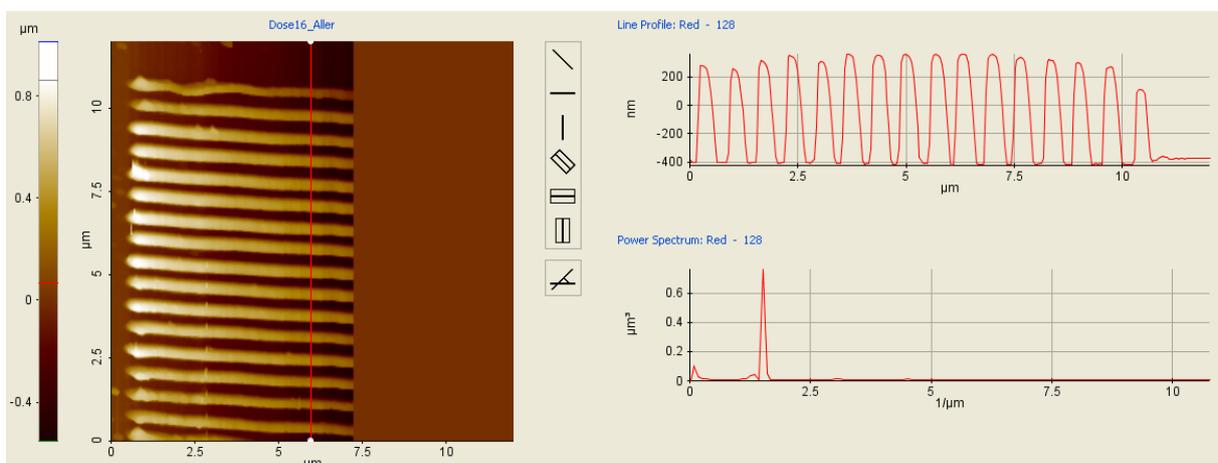


Figure 60. Exemple de caractérisation de la topographie d'un réseau binaire de période 600 nm et de largeur de ligne 135 nm pour une dose d'exposition de $1.6 \mu\text{C}/\text{cm}^2$

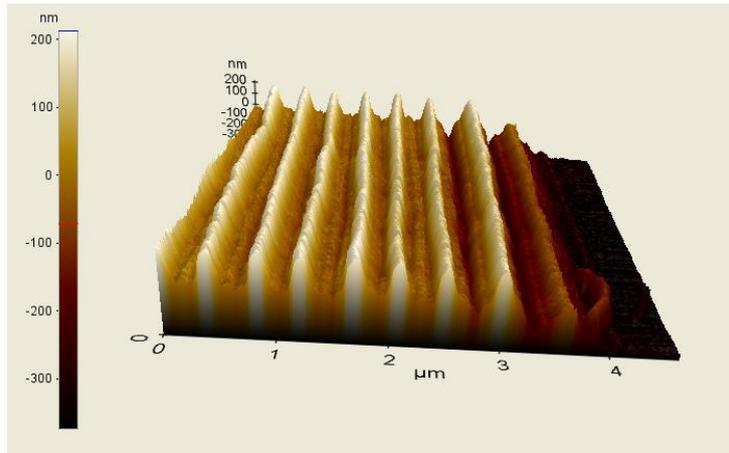


Figure 61. Relevé topographique 3D mesuré par microscopie AFM d'un réseau de largeur de ligne 135 nm et exposé avec une dose électronique de $2.8 \mu\text{C}/\text{cm}^2$.

A partir des relevés topographiques mesurés par microscopie AFM, il nous a été possible de déterminer la profondeur effective des structures en fonction de la dose utilisée pour les réseaux présentant des largeurs de lignes de 235 nm et 115 nm. Ces résultats sont présentés en Figure 62. Il est à noter que même si la hauteur totale des structures augmente avec la dose utilisée, la profondeur de gravure effective atteint un maximum de 700 nm pour une dose de $1 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour les largeurs de lignes de 235 nm, et de 800 nm pour une dose de $2 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ pour les largeurs de ligne de 135 nm.

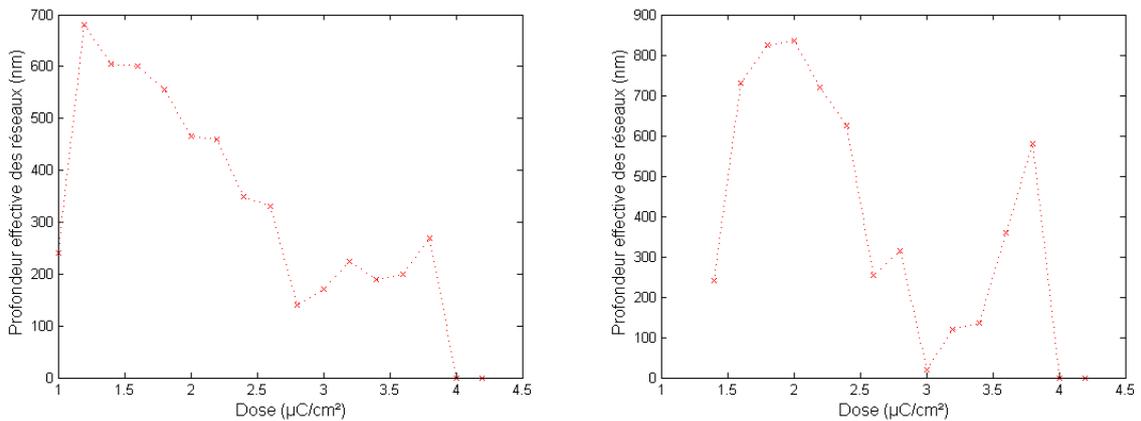


Figure 62. Profondeur effective des structures réalisées en fonction de la dose d'exposition, pour des réseaux de largeur de lignes de 235 nm (gauche) et 115 nm (droite).

1.2.3. Réalisation de mires élémentaires de structures sub-longueur d'onde

Compte tenu des résultats de caractérisation des réalisations présentées au paragraphe précédent, nous avons entrepris de réaliser des réseaux élémentaires de longueur $100\ \mu\text{m}$. Des réseaux de période 400, 500 et 600 nm ont été réalisés, présentant toutes les largeurs de lignes possibles qui sont des multiples de la centaine de nanomètres. La Figure 63 présente un exemple de ces réalisations. Les réseaux élémentaires forment un tableau, dans lequel les trois colonnes de gauche à droite correspondent respectivement aux périodes de 400 nm, 500 nm et 600 nm. Sur chaque ligne du tableau a été inscrite un trait de même largeur, en commençant par celle de 100 nm en haut, pour arriver à une largeur de 500 nm pour la ligne du bas du tableau. La procédure de dépôt de la résine, ainsi que les étapes de développement sont les mêmes que celles présentées dans la partie précédente. L'exposition de la résine a été faite en faisant varier la dose de 0.4 à $4.2\ \mu\text{C}/\text{cm}^2$.

Comme précédemment, nous avons caractérisé ces structures en utilisant un microscope AFM en mode sans contact. Pour chaque réseau, une coupe transverse des structures a été réalisée en considérant 4096 points de mesures (résolution maximale de l'AFM utilisé) sur une distance de 15 micromètres, permettant de couvrir les 30 périodes des structures réalisées. L'opération a été répétée 20 fois en traçant des profils distants de $2\ \mu\text{m}$ et le profil moyen des structures a ainsi pu être tracé. Nous avons particulièrement relevé la hauteur totale des structures par rapport au substrat, et la profondeur effective des structures réalisées. Les Figure 64, Figure 65 et Figure 66 présentent les résultats obtenus.

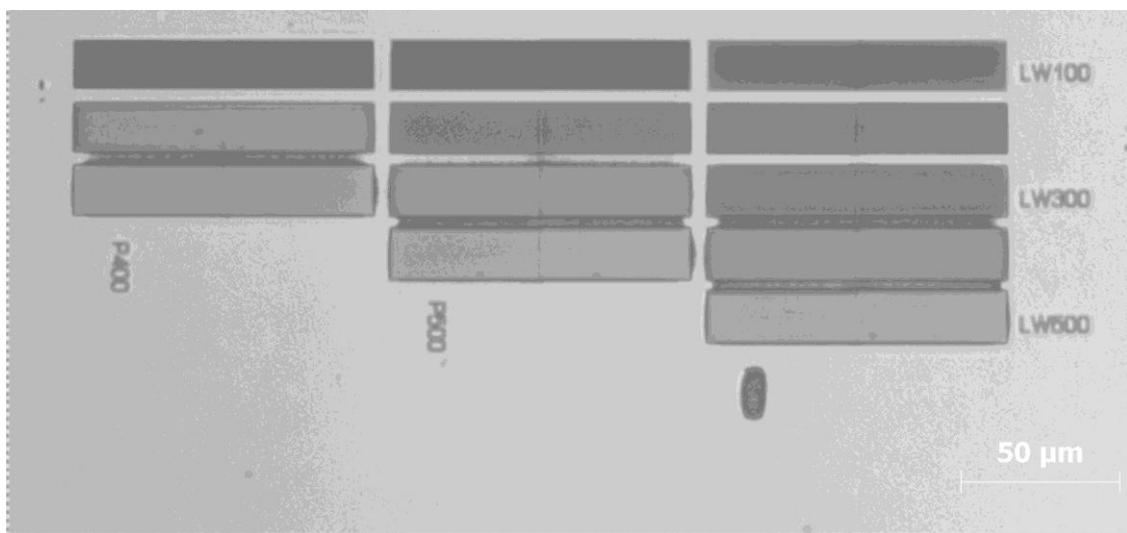


Figure 63. Image par microscope optique de la disposition des réseaux élémentaires réalisées.

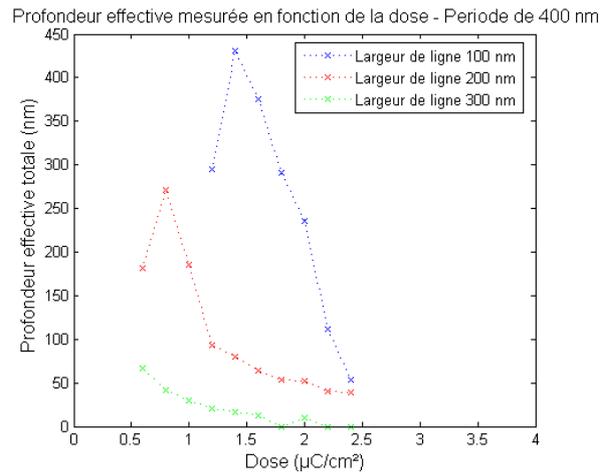
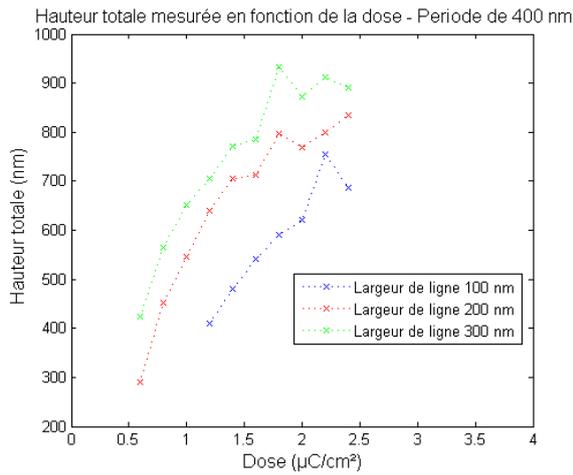


Figure 64. Hauteurs totales des structures réalisées (à gauche) et profondeurs effectives mesurées (à droite) pour des réseaux de période 400 nm.

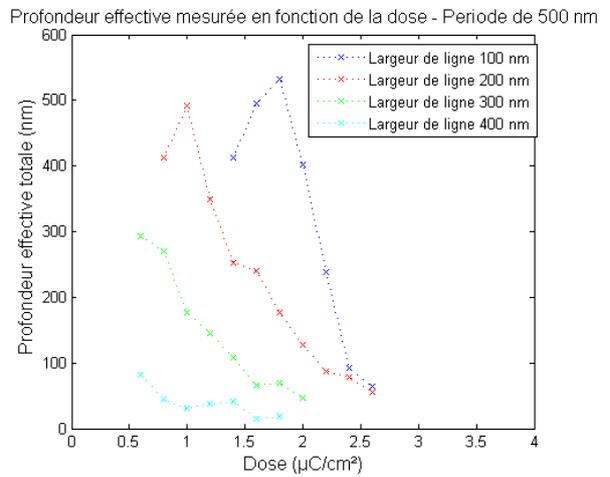
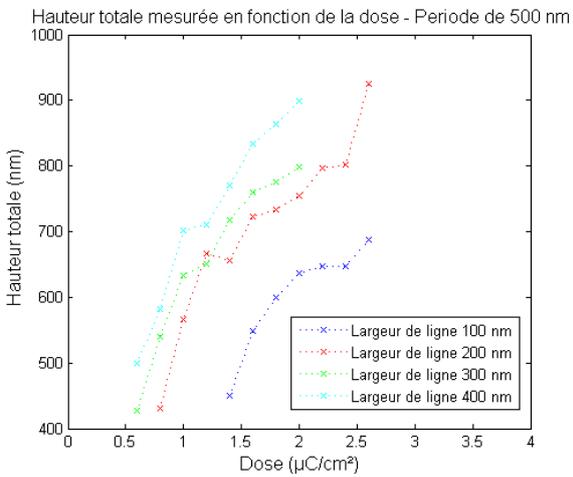


Figure 65. Hauteurs totales des structures réalisées (à gauche) et profondeurs effectives mesurées (à droite) pour des réseaux de période 500 nm.

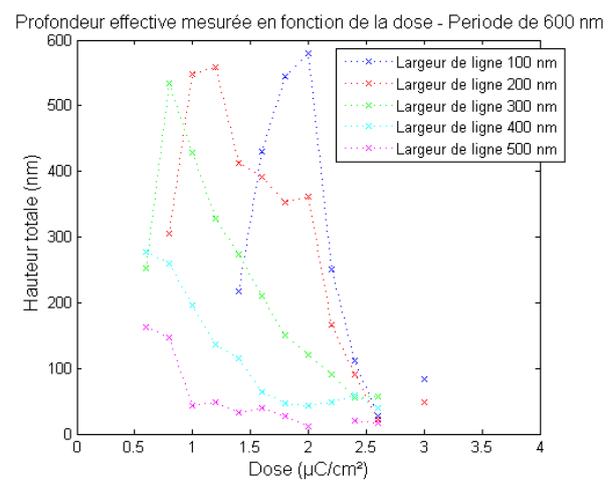
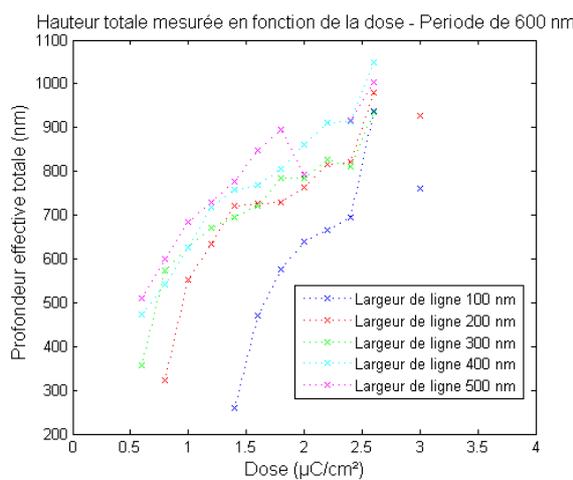


Figure 66. Hauteurs totales des structures réalisées (à gauche) et profondeurs effectives mesurées (à droite) pour des réseaux de période 600 nm.

Nous constatons en analysant les résultats de caractérisation (Figure 64 à Figure 66) que la hauteur totale des structures augmente avec la dose incidente. En revanche, pour chaque type de réseau, il existe une dose incidente optimale qui permet de conférer une profondeur effective maximale (développement réussi). Par exemple, pour un réseau de période de 500 nm et de largeur de ligne de 100 nm, la profondeur effective est maximale pour une dose incidente de $2.2 \mu\text{C}/\text{cm}^2$ où elle atteint presque 600 nm. Même si la hauteur totale des structures continue d'augmenter en utilisant des doses d'exposition plus élevée, les effets de proximité sont également plus marqués. Cela a pour conséquence de nuire à la qualité de la forme des réseaux structurés dans la résine SU8 et ne permet pas d'éliminer complètement toute la résine présente entre deux lignes du réseau. Afin de palier ce problème, nous avons développé une méthode de conception permettant de tenir compte de ces effets non désirables en simulant les différents profils mesurés par microscopie AFM pour déterminer le déphasage introduit par chacune des structures réalisées, nous permettant d'en tenir compte dans nos conceptions. De plus, nous avons contrôlé ensuite la différence de phase introduite en utilisant un microscope interférentiel à contrôle de polarisation (présenté au paragraphe 1.1.). Ces deux approches complémentaires nous ont permis de concevoir un démonstrateur tenant compte des contraintes de conception.

1.3. Identification des rapports cycliques compatibles pour réaliser un composant optique diffractif sub-longueur d'onde

1.3.1. Simulation de la caractérisation structurelle réalisée par microscopie AFM

A partir des mesures AFM de la topographie moyenne de chacun des réseaux réalisés, une simulation comportementale des structures a été entreprise en utilisant les codes de calcul présentés au chapitre II. Le logiciel Meep a ainsi permis de déterminer les différences de phase introduites pour une onde traversant chacun des réseaux, par rapport à une onde ne traversant que le substrat, en fonction des conditions de développement du réseau. Le substrat étant supposé homogène, il n'a pas été pris en compte dans le calcul de ces déphasages. Pour définir la géométrie de la structure simulée, le profil discrétisé a été interpolé à l'aide de trapèzes passant par deux points de mesures consécutifs. L'utilisation des formes primitives élémentaires de Meep offre la possibilité de définir la géométrie à simuler (principalement des rectangles). Le déphasage introduit par ces réseaux a ainsi pu être calculé en simulant le comportement électromagnétique de 30 périodes de chaque réseau. L'efficacité de diffraction de l'ordre 0 a également été estimée pour chaque réseau en utilisant la projection sur les ondes planes de la méthode RSM, méthode présentée au paragraphe 3.1.2.2. du chapitre II. La Figure 67 présente les résultats des calculs de la différence de phase introduite par chacun des réseaux.

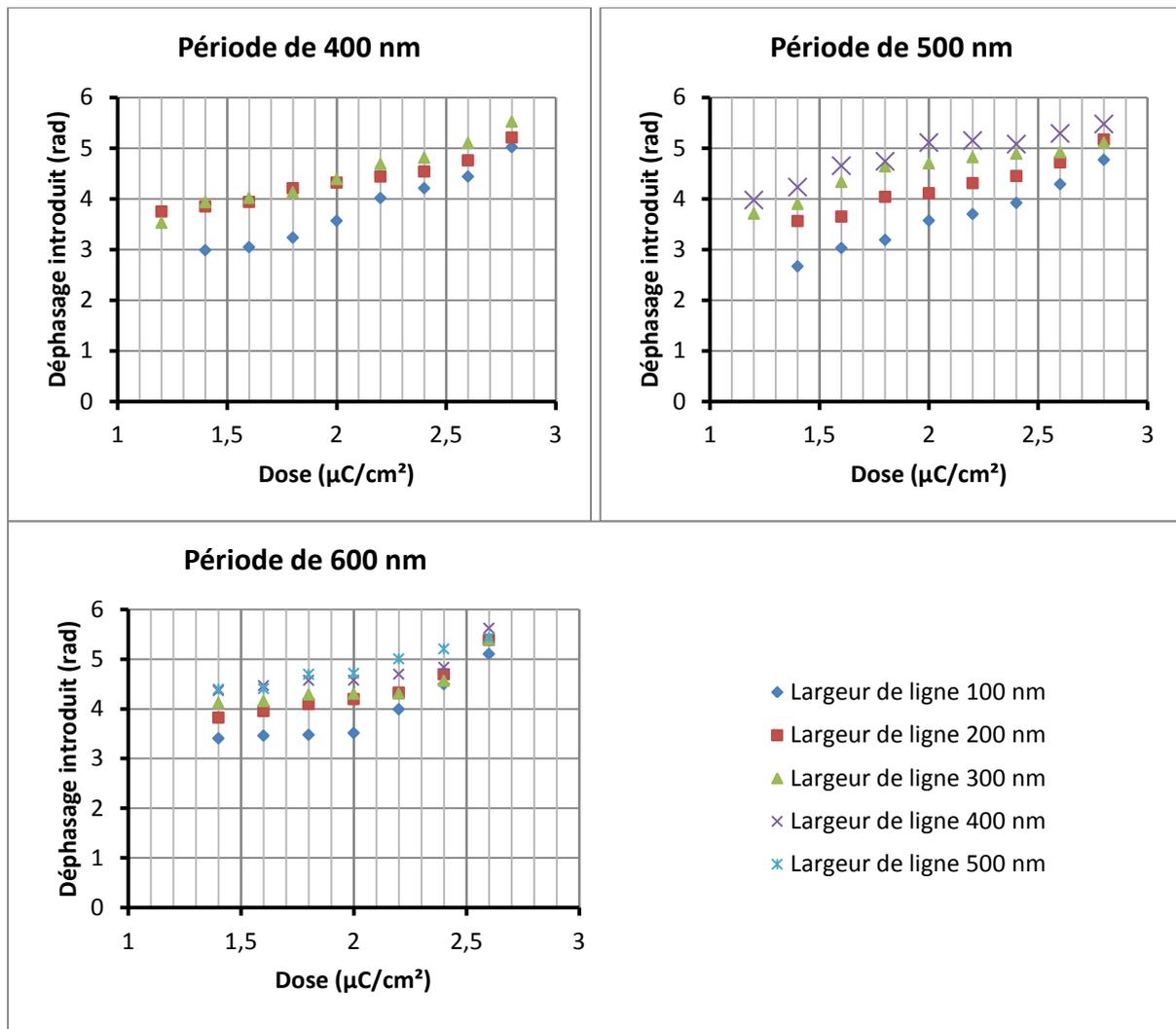


Figure 67. Graphiques présentant la différence de phase introduite par les réseaux sub-longueur d'onde calculée à l'aide du logiciel Meep pour des réseaux de période 400 nm (en haut à gauche), 500 nm (en haut à droite) et 600 nm (en bas).

De façon générale, nous pouvons donc affirmer que la différence de phase introduite par les structures est d'autant plus importante que la dose d'insolation utilisée est grande. Ceci est lié au fait que le volume de résine polymérisée est plus grand. Pour une période donnée, à partir d'une certaine dose d'exposition, la gamme de déphasage couverte par les différents réseaux a tendance à se réduire du fait que les structures sont de moins en moins bien révélées lors du développement. Les effets de proximité ont alors tendance à uniformiser les profils de réseaux de largeurs de ligne différentes.

Pour les réseaux de 600 nm, les efficacités de diffraction de l'ordre 0 sont comprises entre 40 % et 85 %. Ces faibles valeurs s'expliquent par le fait que des erreurs au niveau de la périodicité des structures réalisées ont été observées, générant ainsi des périodes légèrement différentes entre de deux structures consécutives (une structure aura par exemple une périodicité de 550 nm alors que sa voisine présentera une période de 650 nm, nuisant à son efficacité de diffraction de l'ordre 0). A cause de ce problème, ces réseaux, bien que couvrant une large gamme de déphasages, n'ont pas été retenus pour la réalisation d'un plus grand composant. Les réseaux de période 400 nm présentent tous des efficacités de diffraction de l'ordre 0 supérieures à 80 %. Néanmoins, la gamme des différences de phase introduites par ces structures est bien moins étendue que pour les réseaux

de période 500 nm. En effet, plus la période des structures fabriquées est petite, plus les effets de proximité du faisceau d'électrons incidents seront marqués, ce qui a pour conséquence de rendre similaires les profils de largeur de ligne différente. Comme les réseaux de période 500 nm présentent des efficacités de diffraction dans l'ordre 0 similaires à ceux de période 400 nm, ils seront privilégiés dans la conception d'un composant diffractif utilisant des réseaux sub-longueur d'onde élémentaires. Par exemple, en utilisant une dose de $1.8 \mu\text{C}/\text{cm}^2$, qui est celle qui permet d'atteindre le plus de déphasage différent, il sera possible de couvrir des déphasages allant de 3.2 à 4.75 rad, en utilisant des largeurs de lignes de 100 à 400 nm.

1.3.2. Caractérisation fonctionnelle par mesure de déphasages par interférométrie

Une caractérisation fonctionnelle supplémentaire des structures réalisées a été entreprise en utilisant le microscope interférométrique à contrôle de polarisation développé au laboratoire pour cette application. Il utilise une source blanche filtrée à 632 nm, son schéma de principe est présenté en Figure 55. Pour pouvoir mesurer la différence de phase introduite par les nanostructures, une figure d'interférence est formée par la superposition de deux faisceaux optiques parcourant deux trajets différents. La différence de phase introduite sera fonction du profil local de la surface à analyser. Pour quantifier cette différence de phase, le substrat sur lequel sont gravées les structures a été incliné d'un petit angle, inférieur au degré, afin de visualiser des franges sinusoïdales et éviter ainsi la teinte plate. Cet angle est compté entre un plan parallèle au plan de la CCD et le plan de surface de l'échantillon. Initialement, l'orientation de la caméra est choisie de manière à positionner les franges dans une direction horizontale ou verticale de référence. Le réglage de la rotation angulaire de l'échantillon autour d'un axe unique est délicat et important car sa valeur détermine l'interfrange et de plus, toute rotation supplémentaire, autour d'un autre axe, introduira une modification des franges. Il est alors possible de déterminer le déphasage introduit par les structures en calculant la différence de phase relative entre les sinusoïdes interpolant la figure d'interférence sur deux profils d'intérêt. La Figure 68 présente l'exemple d'une image acquise à l'aide du dispositif d'interférométrie réalisé et la Figure 69 montre l'interpolation réalisée pour en déterminer la différence de phase.

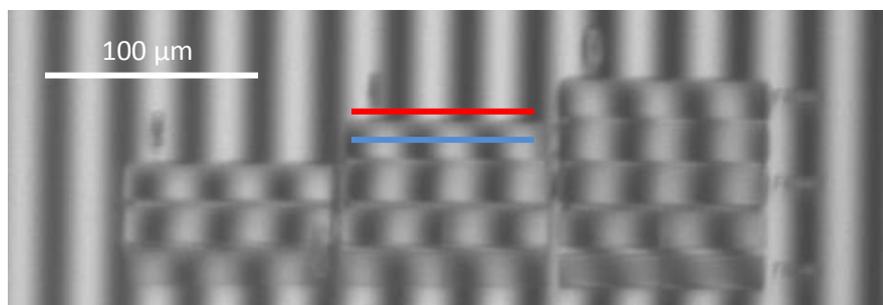


Figure 68. Exemple de caractérisation par microscopie interférométrique en polarisation TE (champ électrique dans la direction horizontale). Sur l'interférogramme sont surimposées les positions des profils considérés dans la Figure 69 pour la détermination de la différence de phase. Le profil de référence est en bleu et le profil d'intérêt en rouge.

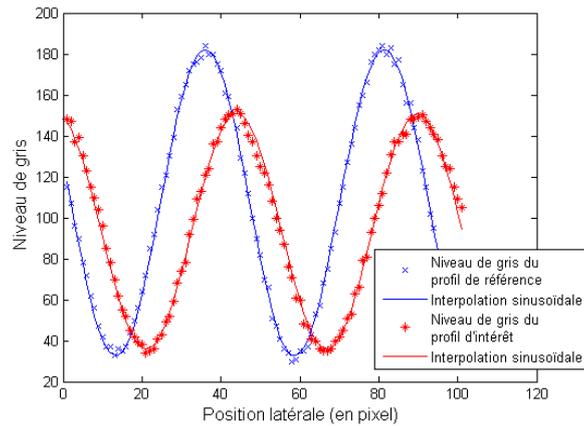


Figure 69. Exemple d'interpolation des profils de référence et d'intérêt par une fonction sinusoidale.

A partir des interpolations sinusoidales réalisées sur le substrat et les structures formant le réseau, il est possible de déterminer en réflexion la différence de phase introduite par celles-ci par rapport au niveau de référence. Afin de comparer la différence de phase mesurée en réflexion avec sa valeur théorique, nous avons simulé ces structures à l'aide des relevés topographiques effectués par microscopie AFM et présenté au paragraphe 2.2.3. Nous avons ensuite calculé la différence de phase introduite par les réseaux en réflexion en utilisant la méthode d'interférométrie précédente. Le déphasage ϕ mesuré est indéterminé à un facteur 2π près, la différence de phase réelle introduite $\Delta\varphi$ est donnée par la relation : $\Delta\varphi = \phi + 2k\pi$, où k est un entier inconnu. Cette indétermination sur la valeur de k a été levée en considérant les relevés topographiques qui ont permis d'estimer la valeur de k . La Figure 70 présente les résultats obtenus pour la détermination expérimentale de la différence de phase et la Figure 71 représente les déphasages obtenus par simulation sous Meep du comportement des motifs des relevés topographiques AFM. Les barres d'erreur en Figure 70 ont été déterminées en considérant l'incertitude du calcul de la différence de phase due à la discrétisation de l'image acquise et la déviation de la différence de phase des sinusoides interpolant les franges d'interférence le long des réseaux.

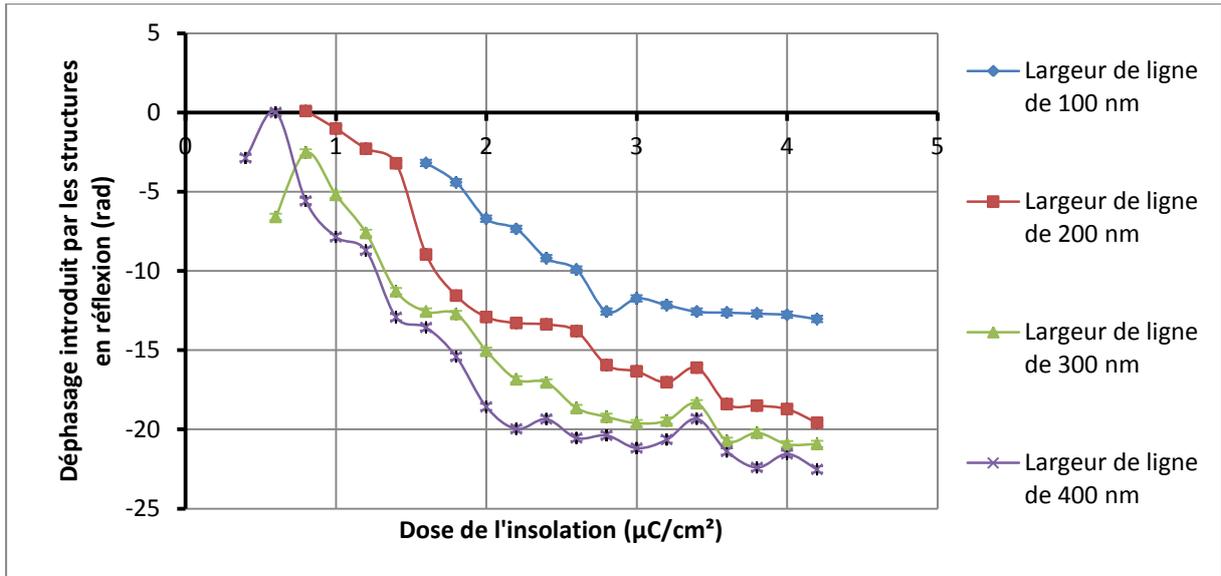


Figure 70. Graphique présentant les différences de phase introduites en réflexion par les structures de période 500 nm mesurées par microscopie interférométrique, en fonction de la dose d'insolation et de la largeur de ligne du réseau.

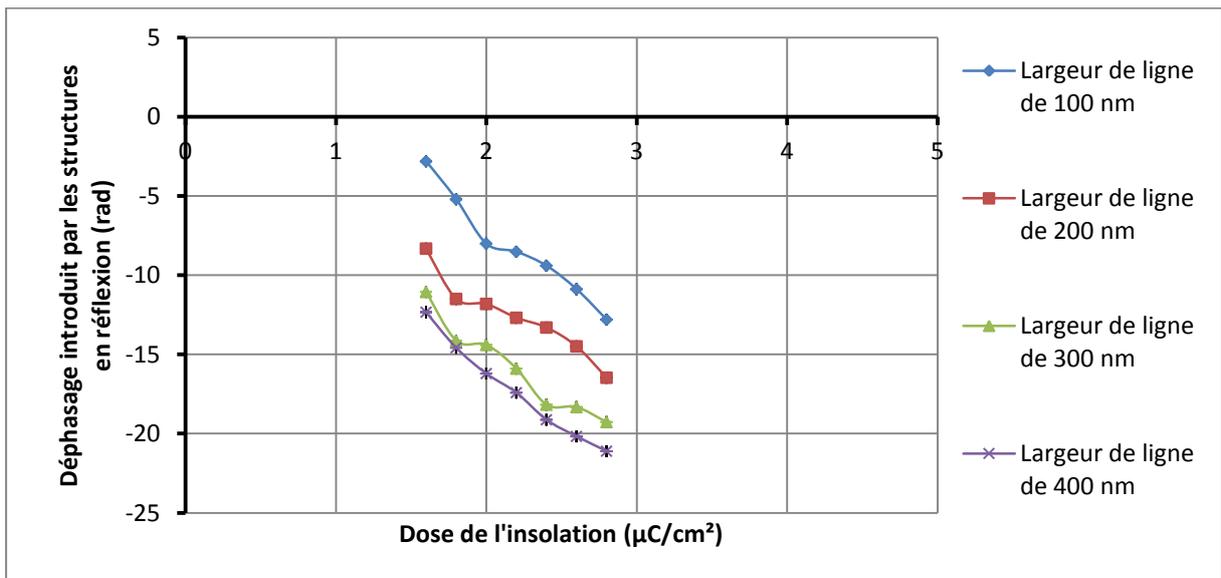


Figure 71. Graphique présentant les déphasages introduits par les structures sub-longueur d'onde en réflexion déterminés par la simulation sous Meep des relevés topographiques effectués par AFM.

L'erreur relative entre les différences de phase déterminées par simulation et celles mesurées ne dépassent pas 20% et vaut en moyenne 7%. Les résultats de simulation sont donc cohérents avec les mesures effectués. Ce résultat est très important pour nos futurs développements. En effet, nous avons pu exploiter les résultats de simulation de la partie 2.3.1. afin de déterminer les structures de réseaux les plus pertinentes pour la conception de composants fonctionnels de plus grande dimension.

2. Réalisation d'un composant à structures sub-longueur d'onde tenant compte des résultats de caractérisation

2.1. Principe de la réalisation

En utilisant les résultats de caractérisation obtenus par microscopie AFM (paragraphe 1.2.) complétés par des simulations (Figure 67) et des mesures interférométriques (Figure 70 et Figure 71), il devient possible de déterminer les valeurs des différences de phase effectivement produites par les réseaux élaborés en résine SU8, ceci en fonction de la dose d'insolation. Ainsi, en adoptant la démarche calculatoire présentée au chapitre II, il devient possible de concevoir et réaliser des SWDOE vérifiant une fonction de phase globale établie à partir d'un cahier des charges. Pour illustrer les possibilités offertes et valider le concept, nous avons entrepris la conception et la fabrication de deux lentilles diffractives cylindriques de surface 1mm². La surface était limitée par le procédé. Dans ce paragraphe, nous présentons l'exemple de lentilles diffractives cylindriques de distance focale 6 mm, que nous avons conçues, en utilisant des structures de période 500 nm insolées, par une dose incidente de 1.8 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$. En effet, étant donné qu'avec la machine de nano-lithographie utilisée, il n'était pas possible de faire varier localement la dose incidente lors de la phase de fabrication, nous avons identifié la dose moyenne de 1.8 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$ comme celle permettant d'obtenir la plage de déphasage la plus grande. C'est donc cette dose qui permettra de quantifier au mieux la distribution de phase. D'après les résultats présentés en partie précédente, les structures développées dans ces conditions montraient effectivement les meilleurs comportements. Enfin, pour concevoir la lentille cylindrique, nous avons expérimenté deux approches :

- La première consistait à utiliser 6 niveaux de phase pour discrétiser la distribution de phase recherchée. Les 6 niveaux de phase correspondaient aux déphasages introduits par les réseaux de période 500 nm et de largeur de ligne 100, 200, 300 et 400 nm, ces réseaux ayant été identifiés comme de bons candidats pour une telle réalisation. Le niveau correspondant à une gravure totale (déphasage nul) et le niveau correspondant à une absence de gravure (déphasage maximum de 5.4 rad), correspondent à une hauteur de marche de 970 nm, (cf. Figure 59). Le Tableau 19 présente les niveaux de phase atteignables avec ces structures.
- La seconde utilisait une fonction de phase continue déterminée analytiquement. Dans ce cas, pour remplacer chaque niveau de phase local par une structure sub-longueur d'onde, la largeur de la ligne était déterminée par une interpolation linéaire des déphasages présentés dans le Tableau 19. Ce second cas laisse espérer à priori une meilleure efficacité de diffraction de la fonction de phase, la phase variant de façon continue.

Largeur de ligne (nm)	0	100	200	300	400	500
Différence de phase introduite (rad)	0	3.19	4.04	4.64	4.74	5.4

Tableau 19. Tableau présentant les différences simulées à partir de la topographie saisie par AFM des réseaux de période 500 nm insolés par une dose incidente de 1.8 $\mu\text{C}/\text{cm}^2$.

En Figure 72 sont représentées les deux fonctions de phase qui ont été utilisées pour la conception des éléments diffractifs à structures sub-longueur d'onde et en Figure 73 les deux lentilles que nous fait réaliser en centrale MIMENTO. Ces deux lentilles présentent 7 zones similaires pour lesquelles la fonction de phase varie de manière continue (numérotées de ❶ à ❷ sur les Figure 72 et Figure 73). En utilisant la méthode de vectorisation graphique programmée sous Mathématique et présentée au paragraphe 3.3. du chapitre III, nous avons généré les deux fichiers informatiques de type GDSII permettant d'engager la fabrication des lentilles.

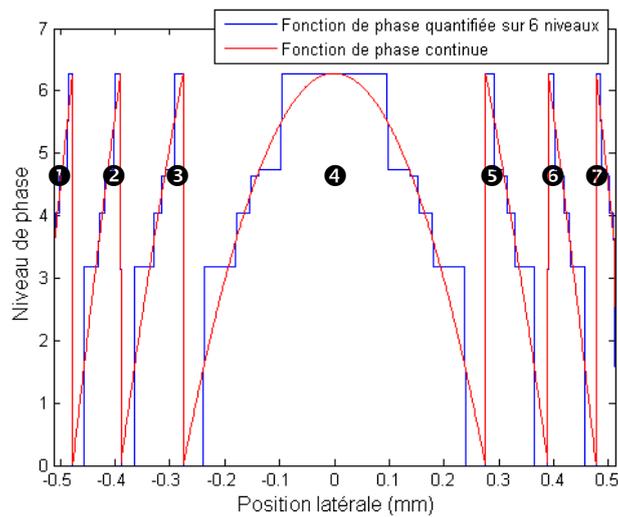


Figure 72. Fonction de phase globale des composants diffractifs réalisés.

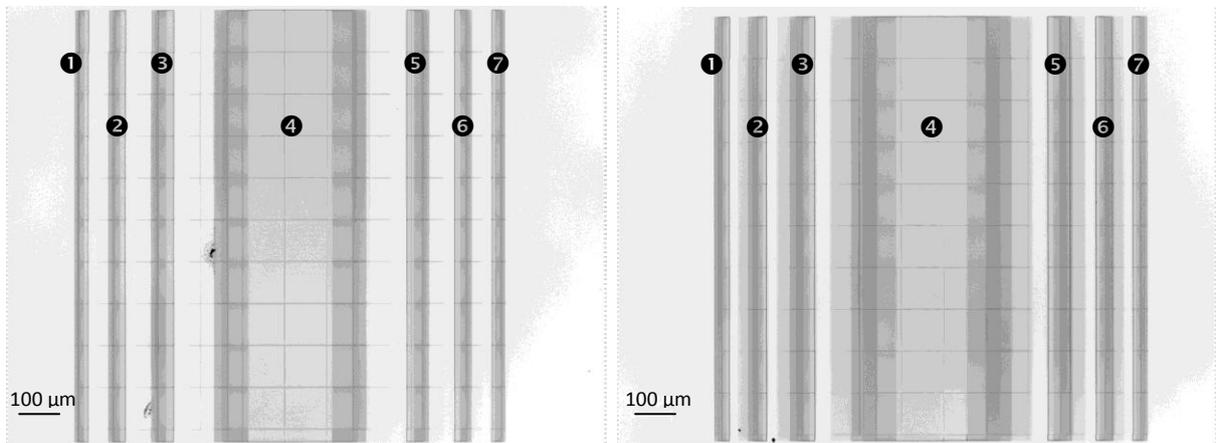


Figure 73. Micrographie des lentilles cylindriques en résine SU8 ($f=6$ mm). Élément à 6 niveaux de phase (à gauche) et élément à fonction de phase continue (à droite).

2.2. Caractérisation de la reconstruction de la phase des composants diffractifs par microscopie interférométrique

Pour réaliser ces deux composants, nous avons utilisé le système de nano-lithographie électronique dans une configuration pour laquelle la résolution latérale était maximale, de la même manière que pour la réalisation des précédents réseaux. En procédant ainsi, on est limité à des champs d'exposition de surface de $100 \mu\text{m}^2$. Pour réaliser un composant de plus grande dimension, il est donc nécessaire de procéder à des raccordements de champ. Ces raccordements de champ ne sont pas parfaits. Ils créent une surépaisseur locale non désirée visible en Figure 73.

Bien qu'étant d'une dimension plus importante que les composants réalisés pour étalonner le procédé de nano-fabrication, il n'a pas été possible de tester l'efficacité des lentilles cylindriques placées dans un montage optique afin d'observer l'image d'un objet sur un écran. En effet, la surface de 1 mm^2 des lentilles nécessitait de disposer d'un faisceau parfaitement collimaté, très délicat à réaliser et d'éléments d'alignement mécanique de très grande précision. Ne disposant pas d'un tel banc au laboratoire, nous avons entrepris d'évaluer la fonctionnalité des lentilles en mesurant spatialement la distribution de phase qu'elles introduisaient. Il devenait ainsi possible de comparer la réalisation de ces lentilles avec leur conception théorique. Pour reconstruire la phase des composants réalisés, nous avons utilisé la méthode de caractérisation par microscopie interférométrique fonctionnant en réflexion de lumière polarisée présentée précédemment.

Reconstruction expérimentale du déphasage introduit par une lentille cylindrique sub-longueur d'onde à 6 niveaux de phase

En Figure 74, nous présentons l'image (à gauche) d'une figure d'interférence produite par l'objectif de Mirau en lumière polarisée TE filtrée à 632 nm d'une portion de la lentille cylindrique à profil discret (6 niveaux). Nous avons alors cherché quelle était la différence de phase introduite entre une onde réfléchie sur les structures de la lentille par rapport à une onde de référence dont la réflexion est localisée directement sur le substrat. Cette mesure a consisté à reproduire l'analyse présentée au paragraphe 1.3.2. Nous avons déterminé les déphasages entre les différentes sinusoïdes en interpolant chacun des profils verticaux de la figure d'interférence. Nous avons observé une légère rotation non désirée de la lentille (par rapport à un plan parallèle au plan de la CCD). Cette rotation a été compensée lors du traitement. La Figure 74 présente les résultats expérimentaux obtenus. Pour compléter la mesure, nous avons relevé le profil de la topographie du composant par microscopie AFM afin de lever l'indétermination sur la valeur du nombre de sauts de phase k dans le but de déterminer dans quel intervalle $[k\pi; (k+1)\pi]$ se situait chacune des phases introduites (voir paragraphe 1.3.2.).

Le profil global de la lentille de Fresnel sub-longueur d'onde présente quatre secteurs sur la portion représentée (voir Figure 74 à gauche). L'évolution de la phase théorique et expérimentale des 4 secteurs en fonction de la position latérale est représentée en Figure 74 à droite (numérotés de 1 à 4). La comparaison des fonctions de phase théorique et expérimentale permet de faire un certain nombre d'observations valables pour chacun des secteurs. Pour chaque secteur 1, 2, 3 et 4, la largeur du trait des réseaux de période 500 nm augmente de 100 nm à 400 nm . On observe une bonne adéquation pour chaque secteur pour les traits de largeur à partir de 300 nm . Par contre, pour les

traits de plus petite largeur (100 et 200 nm), l'échantillon fabriqué ne reconstruit pas correctement la phase. L'erreur dans ce cas est importante. Ce résultat traduit le mauvais développement de la résine pour ces réseaux. Ce point a été vérifié par microscopie AFM, dont un morceau du profil du secteur 2, correspondant à des traits de 100 nm, est représenté en Figure 75. En effet, pour ces réseaux, la hauteur de gravure ne dépassait pas 600 nm alors qu'une hauteur de l'ordre du micromètre était attendue. Cette différence explique l'écart entre les mesures expérimentale et théorique de la phase.

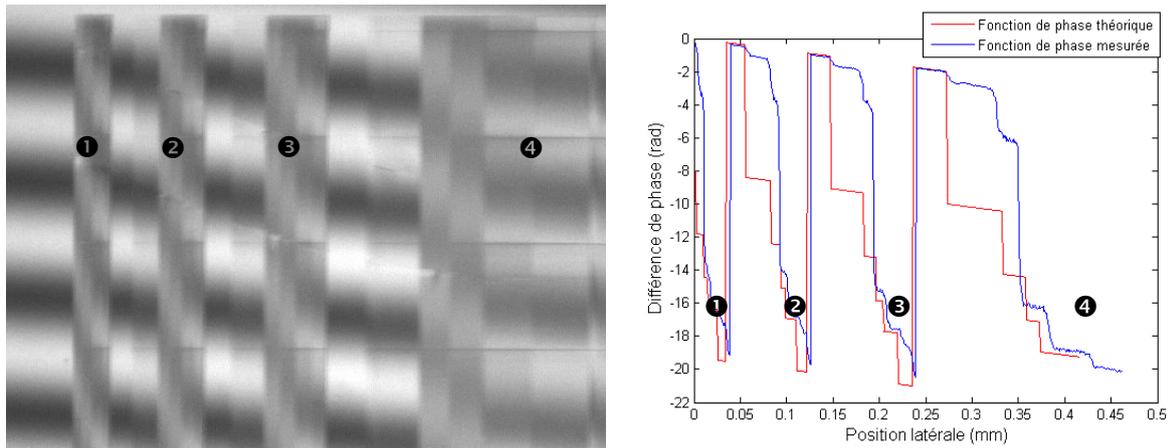


Figure 74. Figure d'interférence produite à partir d'une partie de la lentille simulant 6 niveaux de phase (à gauche) et profil théorique et expérimental de la fonction de phase de cette lentille (à droite).

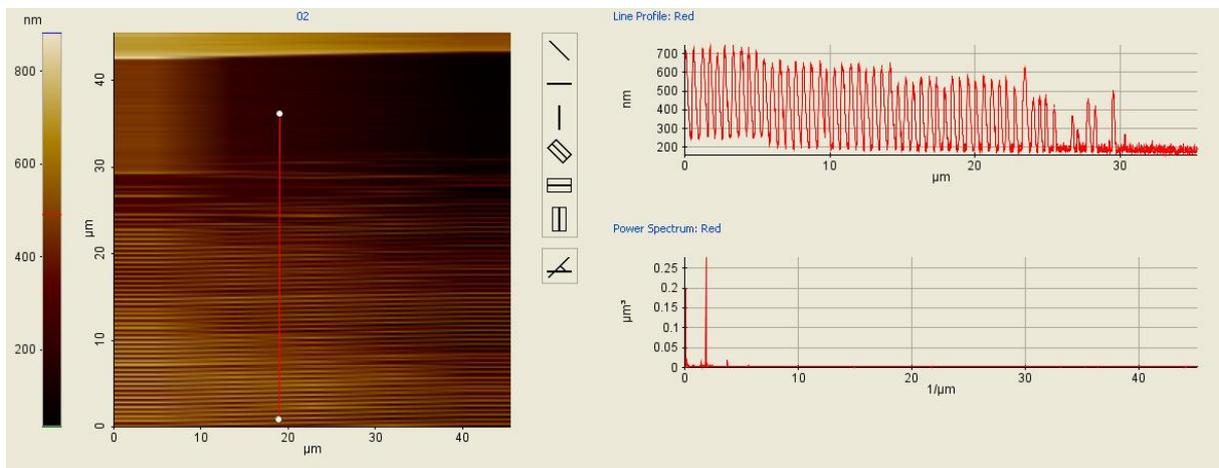


Figure 75. Exemple de topographie mesurée par AFM sur le composant à 6 niveaux de phase.

Reconstruction expérimentale du déphasage introduit par une lentille cylindrique sub-longueur d'onde à profil de phase continu

Nous avons réalisé une lentille cylindrique aux caractéristiques identiques à la précédente ($f = 6$ mm) implémentée avec un profil de phase continu. Cette lentille présente en théorie une efficacité de diffraction supérieure à la précédente. Pour étudier la qualité de fabrication de ce type de lentille, nous avons entrepris la même démarche de caractérisation que pour la lentille précédente. Dans ce cas, les différents secteurs de la lentille ① ② ③ et ④ étaient constitués de réseaux dont la largeur du trait avait été calculée par une interpolation offrant ainsi un profil de phase a priori continu. Le résultat de la caractérisation montre un comportement des structures identique aux observations faites pour la lentille précédente. Nous avons observé pour une largeur de traits interpolée à partir de 300 nm une bonne adéquation entre les profils de phase théorique et expérimentaux, alors que pour des largeurs de ligne plus faibles, ceux-ci ne produisaient plus la phase attendue. On observe une importante discontinuité pour les réseaux dont la largeur de ligne est inférieure à cette valeur. Néanmoins, pour des largeurs de traits supérieures à 300 nm, notre démarche se révèle plus intéressante que la précédente puisque la phase évolue de façon continue et offrant ainsi une meilleure efficacité au composant. Enfin, la largeur du réseau étant une donnée intrinsèque (500 nm), la continuité de l'évolution de la phase pour des largeurs de traits supérieures à 300 nm laisse espérer la possibilité de produire des déphasages compris entre 0 et 2π en réflexion sur un espace latéral très faible (500 nm dans ce cas). Ainsi, on peut espérer envisager d'échantillonner spatialement la phase à la période spatiale de 500 nm comparativement aux quelques micromètres offerts par les éléments optiques diffractifs scalaires.

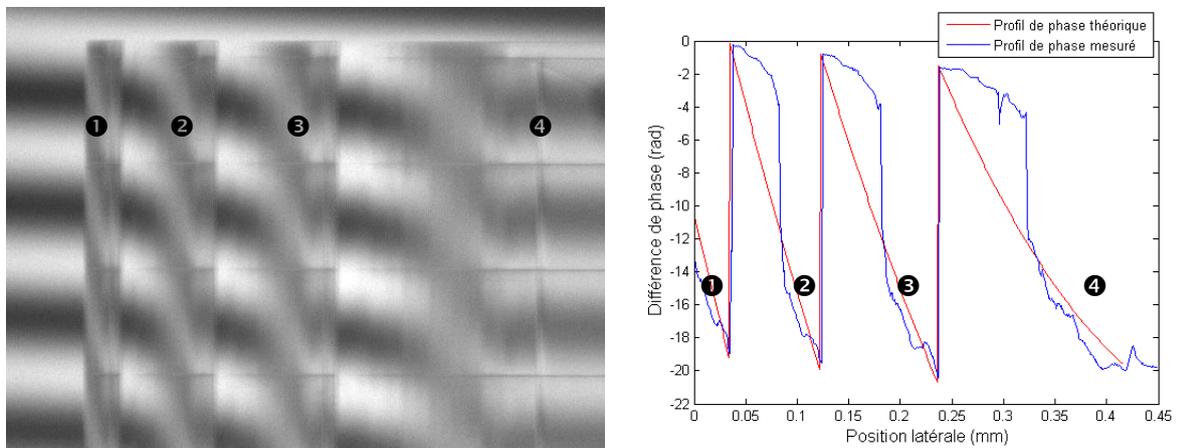


Figure 76. Image acquise par interférométrie du composant à profil de phase continu (gauche). Les profils théorique et mesuré de la fonction de phase de cette lentille sont représentés sur la figure de droite.

2.3. Conclusion sur la partie caractérisation

Dans cette partie, nous avons présenté la démarche suivie pour prendre en compte des contraintes de fabrication pour réaliser les optiques à structuration sub-longueur d'onde. Cette démarche s'appuie sur l'utilisation d'un microscope AFM pour caractériser le pouvoir de développement des réseaux de résine SU8 fabriqués par nano-lithographie et sur une méthode de microscopie interférométrique fonctionnant en réflexion que nous avons développée pour mesurer les déphasages introduits par des réseaux sub-longueur d'onde. L'étude a été menée en réflexion car nous ne disposons pas de microscope interférométrique fonctionnant en transmission. Les résultats obtenus montrent que la lentille utilisée en réflexion introduit des déphasages compris entre 0 et 20 rad environ, correspondant en réalité à une plage de 0 à 2π lorsque le composant est utilisé en transmission. Puisque nous avons montré que les déphasages mesurés en réflexion étaient valables pour des traits à partir de 300 nm, on en déduit que le composant, tel qu'il est réalisé, permet d'atteindre des déphasages de l'ordre de $2/3 \times 2\pi$ à 2π lorsqu'il sera utilisé en transmission. L'impossibilité de couvrir la pleine échelle des déphasages peut s'expliquer par les conditions d'élaboration qui ont probablement évoluées entre l'étape de fabrication des structures et l'étape de calibrage. De plus, les différents traitements chimiques impliqués dans la procédure de réalisation des composants sont sujets à des variations.

Conclusion du chapitre IV

Dans ce chapitre, nous avons étudié la possibilité de réaliser sur de la résine SU8 un élément optique diffractif à structuration sub-longueur d'onde à partir du dispositif de nano-lithographie électronique Raith-line. Il est apparu que celui-ci permettait de structurer la résine à des dimensions satisfaisantes pour créer un milieu à indice effectif. En faisant correspondre les déphasages mesurés par microscopie interférométrique et simulés à l'aide des relevés topographiques par microscopie AFM, nous avons conçu un composant qui tenait compte directement des contraintes de fabrication. En caractérisant ce composant par microscopie interférométrique, il est apparu des écarts entre les fonctions de phase théoriques et expérimentales, principalement pour les réseaux de faibles rapports cycliques. Ces écarts peuvent probablement s'expliquer par le temps écoulé entre les premières caractérisations et la réalisation du composant, et la difficile reproductibilité des différents traitements chimiques à réaliser. Néanmoins, cette méthode a donné globalement de bons résultats pour la réalisation de réseaux de rapports cycliques plus importants, puisque les différences de phase mesurées correspondent bien à celles qui étaient spécifiées. Il est toutefois encore difficile d'obtenir des résultats sur des surfaces plus importantes.

Liste des références bibliographiques du chapitre IV

- [LAL1999-2] P. Lalanne, P. Pichon, P. Chavel, E. Cambril, H. Launois, "Interferometric characterization of subwavelength lamellar gratings," *Applied Optics* **38** 4980-4984 (1999)
- [LEE2003] M.S.L. Lee, P. Pichon, C. Sauvan, J.C. Rodier, P. Lalanne, M. Hutley, D. Joyeux, P. Chavel, E. Cambril, Y. Chen, "Transmission blazed-binary gratings for visible light operation: performances and interferometric characterization," *J. Opt. A: Pure Appl. Opt.* **5** S244-s249 (2003)

Conclusion générale

Lorsqu'ils sont comparés aux éléments diffractifs scalaires, les éléments optiques sub-longueurs d'onde présentent des structures dont la taille typique du motif est inférieure à la longueur d'onde d'illumination. L'étude bibliographique et l'état de l'art présentés au premier chapitre ont montré qu'ils peuvent atteindre un rendement de diffraction proche de 90 %. Dans le futur, ils seront conceptuellement plus faciles à réaliser que les composants diffractifs scalaires multiniveaux puisqu'ils ne requièrent qu'une seule étape de gravure lors de leur fabrication par lithographie. Néanmoins, les applications effectives de ce type d'éléments sont limitées non seulement par les nanotechnologies disponibles pour leur fabrication mais aussi par les outils de calcul nécessaires pour les concevoir, les simuler et les analyser. Nous proposons des protocoles calculatoires et techniques pour permettre l'analyse et la conception de ce type de composant. Notre étude théorique porte spécifiquement sur ceux fonctionnant dans le visible. Elle est basée sur l'utilisation de structures élémentaires aux caractéristiques sub-longueur d'onde. Pour montrer la faisabilité de composants imageurs utilisant cette implémentation, nous avons entrepris d'établir un processus couvrant aussi bien les aspects conceptuel que le prototypage. Pour cela, nous avons développé des méthodes de modélisation, fabrication et caractérisation spécifiques.

Pour appréhender la discipline de l'optique diffractive, nous avons en premier lieu étudié l'état de l'art des composants diffractifs « classiques », en présentant leurs principales caractéristiques. Pour cela, nous avons identifié et établi une classification de qualification et de comparaison. En étudiant spécifiquement la littérature du domaine des composants diffractifs à structuration sub-longueur d'onde, nous avons ensuite répertorié les principes de mise en œuvre. Ces éléments sont constitués de structures de période inférieure à la longueur d'onde de la lumière incidente. Ils peuvent être équivalents, sous certaines conditions, à des couches minces d'indice effectif dépendant de leurs caractéristiques géométriques. Ce concept pratique est très utile pour leur utilisation : grâce à ce modèle simple, il permet d'élaborer rapidement la conception d'éléments diffractifs à structures sub-longueur d'onde. L'étude de ces éléments a confirmé l'intérêt de leur utilisation, notamment du fait qu'ils peuvent présenter des efficacités de diffraction très élevées et qu'ils ne nécessitent qu'une seule étape d'exposition lors de leur fabrication.

L'étude réalisée sur les méthodes de conception de d'éléments diffractifs à structures sub-longueur d'onde a permis en second lieu d'identifier une méthode de conception permettant le calcul de la disposition des structures à usiner pour produire une fonction optique donnée. En effet, étant donnée la dimension caractéristique de leurs motifs, la simulation du comportement de ces composants nécessite de disposer d'une méthode de modélisation rigoureuse. Nous avons donc développé un outil de simulation basé sur l'utilisation d'un algorithme par différences finies, la FDTD. Le deuxième chapitre du mémoire de thèse est consacré à ces simulations. Cette méthode est d'abord utilisée pour calculer les différences de phase introduite par des réseaux d'ordre 0 ainsi que leurs efficacités de diffraction, qui sont les principales caractéristiques utiles pour la conception de composants diffractifs. La fonction de phase de l'élément optique à réaliser est ensuite déterminée avec par exemple des relations analytiques, ou encore en exploitant un logiciel de conception adapté à la modélisation d'éléments diffractifs, tel que CodeV. En remplaçant dans la fonction de phase globale les niveaux de phase par des réseaux sub-longueur d'onde, la disposition des motifs

constituant le composant diffractif est finalement déterminée. Pour modéliser le comportement optique du composant diffractif, nous utilisons la méthode FDTD pour reconstruire la figure de diffraction produite en champ proche. Nous avons complété cette étape en utilisant une méthode du type Radiation Spectrum Method (RSM), pour étudier le champ diffracté par le composant diffractif en champ lointain. Cette combinaison originale, qui a fait l'objet d'une publication [RAU2010], permet de déterminer les principales caractéristiques des composants diffractifs réalisés : leur efficacité de diffraction, leur tolérance angulaire, ou encore leur fonction de transfert de modulation. Par exemple, l'utilisation de la méthode proposée nous a permis de simuler et analyser le comportement d'une lentille diffractive cylindrique pour laquelle nous avons observé un phénomène de double focalisation qui pourrait faire l'objet de développement [RAU2011]. L'outil que nous avons développé permet donc de simuler n'importe quel type de structures, sa principale limitation étant qu'il est restreint à la simulation de structures 2D. Néanmoins, la simulation de structures 3D est envisageable, mais nécessiterait des capacités de calcul élevées.

Nous avons ensuite étudié les procédés de nano-fabrication disponibles pour la réalisation d'un composant diffractif à structures sub-longueur d'onde. Nous avons établi au troisième chapitre une classification distinguant les méthodes identifiées selon leur traitement série ou parallèle adaptées respectivement au prototypage ou à la production de masse. Cette étude détaillée compare les avantages et inconvénients respectifs. En conclusion, nous avons identifié la technologie de nano-lithographie électronique comme pouvant répondre à nos besoins de prototypage. En partenariat avec la centrale de technologie MIMENTO de l'institut FEMTO de Besançon, nous avons pu accéder à un équipement de nano-lithographie électronique, correspondant à nos choix.

Pour réaliser des composants, nous avons entrepris de caractériser les performances du procédé exploité avec une résine de type SU8. La caractérisation, présentée au chapitre IV, a consisté à définir les rapports cycliques et les rapports d'aspects des réseaux élémentaires effectivement réalisés avec cette technique. Sur nos recommandations, des mires de réseaux ont été produites en centrale de technologie dans le cadre d'un projet « exogène ». Elles ont fait l'objet de caractérisations structurales par microscopies à force atomique, interférentielle, et électronique à balayage. L'étape de caractérisation nous a permis de déterminer les spécifications géométriques optimales des différentes étapes de fabrication (enduction, insolation, développement) ainsi que les caractéristiques des structures sub-longueur d'onde réalisées et réalisables. En tenant compte de ces résultats de caractérisation, il nous a été possible de concevoir un composant diffractif utilisant les différences de phase introduites par les structures élémentaires, préalablement caractérisées par une méthode de microscopie interférométrique polarimétrique que nous avons développée. A partir de cette caractérisation fonctionnelle, nous avons pu valider la procédure calculatoire de conception. Les résultats expérimentaux, comparant le déphasage mesuré à celui théorique, sont satisfaisants, principalement pour les réseaux présentant de forts rapports cycliques. La voie est maintenant ouverte pour la réalisation de composants diffractifs à structures sub-longueur d'onde de grande dimension, appliqués par exemple à l'imagerie. Nous avons dans ce but présenté une méthode de détermination expérimentale de la fonction de transfert de modulation. Nous l'avons mise en œuvre sur un élément diffractif classique, ce qui a permis de valider son adaptabilité aux éléments diffractifs à structures sub-longueur d'onde.

Perspectives

Les composants diffractifs à structures sub-longueur d'onde apparaissent comme une alternative intéressante aux composants diffractifs classiques. En profitant de la course à la miniaturisation amorcée par l'industrie de la microélectronique et déjà exploitée dans le domaine prometteur des cristaux photoniques, il est très probable que ceux-ci bénéficieront de ces apports pour en faciliter la réalisation et s'intégreront dans de futures applications industrielles. Nous proposons une méthode de conception rigoureuse vectorielle qui peut être adaptée à la modélisation d'une large gamme de composants diffractifs à structures sub-longueur d'onde. Cependant, trois principales perspectives de développement importantes sont apparues. La première concerne la méthode de simulation, qui est principalement utilisable pour le moment avec une géométrie en deux dimensions. Pour effectuer des simulations en trois dimensions, il faudrait adapter la méthode RSM à ce type de simulation, la FDTD étant déjà utilisable pour des géométries tridimensionnelles. Le développement d'ordinateurs avec des capacités de calcul de plus en plus grand et la mise en œuvre de nouveaux processeurs dont la fréquence de travail ne cesse d'augmenter, permettra de pouvoir simuler des composants de surface de plus en plus importante, avec des temps de calcul raisonnables. La seconde perspective concerne la méthode de fabrication par nano-lithographie électronique que nous avons utilisée. Elle ne permet pas de réaliser un prototype de très grande surface sans des compléments de procédures spécifiques. Il sera intéressant d'envisager de réaliser un composant sur une surface plus grande (quelques centimètres carrés) en développant par exemple une méthode de raccordement de champ de type « stitching » pour conserver la résolution de l'appareil et conserver des tailles de fichiers raisonnables. Enfin, la troisième perspective concerne la réplique pour une large diffusion des composants fabriqués. En effet, la méthode de prototypage proposée pour la fabrication n'est en fait que la première étape de fabrication du composant diffractif sub-longueur d'onde. Il pourrait effectivement être intéressant d'étudier la faisabilité de réaliser un moule à l'aide de cette technique pour envisager une réplique en utilisant par exemple une des méthodes de nano-impression présentée au chapitre III. Cette étape nécessiterait également une caractérisation adaptée, étant donné que les structures à répliquer présentent des rapports d'aspects importants. En effet, dans ce cas il n'est pas aisé de faire épouser correctement la forme du moule au polymère.

Annexe 1 : Dispositifs de caractérisation

Microscope électronique à balayage

Le principe du MEB consiste en balayer la surface de l'échantillon à tester qui, en réponse, réémet des électrons secondaires analysés par un détecteur d'électrons qui amplifie le signal. A chaque point d'impact correspond un signal électrique. L'intensité du signal dépend à la fois de la nature de l'échantillon, et de la topographie de celui-ci. Le balayage de la surface à analyser permet alors de remonter à sa cartographie. Afin de pouvoir évacuer les électrons secondaires, l'échantillon à analyser doit être conducteur. Le principal avantage de ce dispositif est qu'il permet d'atteindre des résolutions de l'ordre de 4 nm, étant donné qu'il n'est pas limité par le phénomène de diffraction. En revanche, dans notre cas, les surfaces à analyser seront principalement composées de polymère. Il faudra donc déposer une fine couche conductrice (quelques nanomètres) pour pouvoir observer la topographie de l'échantillon, ce qui supprime le caractère non-destructif de la méthode. La Figure 77 présente un exemple de dispositif de microscopie électronique en transmission.



Figure 77. Microscope électronique à transmission Hitachi H7650.

Microscope interférentiel en lumière blanche

La Figure 78 présente le principe de fonctionnement d'un profilomètre en lumière blanche. Ce type de dispositif utilise quant à lui une source de lumière blanche, dont le trajet est divisé en deux à l'aide d'un objectif spécifique (objectif interférométrique de Mirau ou de Michelson par exemple). Une partie du trajet optique est réfléchi par la surface de l'échantillon alors que l'autre est toujours fixe, grâce à la configuration de l'objectif. Ces deux faisceaux interfèrent ensuite sur un capteur matriciel, et la distance entre l'objectif et l'échantillon à tester est piloté informatiquement. La figure d'interférence enregistrée sur le capteur est alors modifiée en fonction de la distance de l'objectif, et

un algorithme spécifique permet de relier cette modification à la topographie de surface de l'échantillon. Le profilomètre utilisé pour réaliser ces mesures est le Zygo NewView 7200, dont une photographie est présentée en Figure 79, qui permet théoriquement d'atteindre une résolution en hauteur de l'ordre du nanomètre, et une résolution latérale maximale de $0.4\ \mu\text{m}$. Celui-ci présente l'avantage de présenter une très bonne résolution en Z et de pouvoir réaliser des mesures très rapidement. En revanche, compte tenue de sa faible résolution latérale, cet instrument n'a été utilisé que pour déterminer précisément la hauteur des marches réalisées.

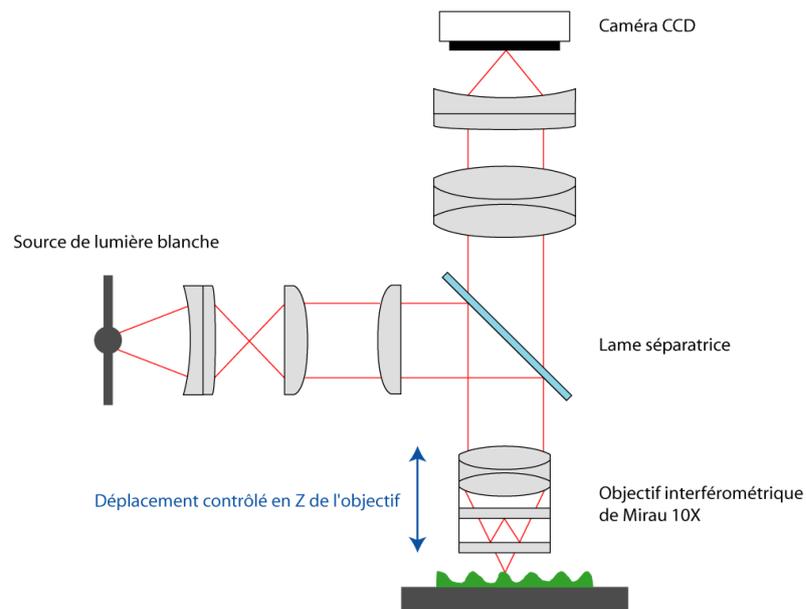


Figure 78. Principe de fonctionnement d'un microscope interférentiel en lumière blanche.



Figure 79. Photographie du profilomètre optique Zygo NewView 7200.

Microscope à force atomique

Il s'agit d'un microscope à sonde locale pour lequel une pointe montée sur un micro-levier balaye la surface de l'échantillon selon un principe de rétroaction. La déflexion de la pointe est la plupart du temps mesurée à l'aide d'un laser qui se réfléchit sur le micro-levier et éclaire une photodiode 4 quadrants. La différence de potentiel mesurée entre les différents quadrants permet de remonter à l'amplitude de la déflexion. Le principe de fonctionnement de ce type de microscope est présenté Figure 80. Plusieurs modes d'utilisation sont possibles : le mode contact pour lequel la pointe appuie sur la surface et est repoussée en fonction de la topographie de l'échantillon, le mode de modulation d'amplitude (dit mode « tapping ») dans lequel la pointe vibre à sa fréquence de résonance, et dont l'amplitude varie avec sa proximité de la surface, et enfin le mode à modulation de fréquence, ou mode sans contact pour lequel la fréquence d'oscillation dépend de la proximité de la surface. Un microscope à force atomique Park XE-70 a été utilisé pour réaliser les mesures, permettant une résolution de l'ordre du nanomètre dans les trois directions de l'espace, avec une capacité de réaliser des mesures sur des surfaces de 50 μm maximum de coté. Ces mesures ont l'inconvénient d'être assez longues et elles sont limitées à des surfaces de faible dimension.

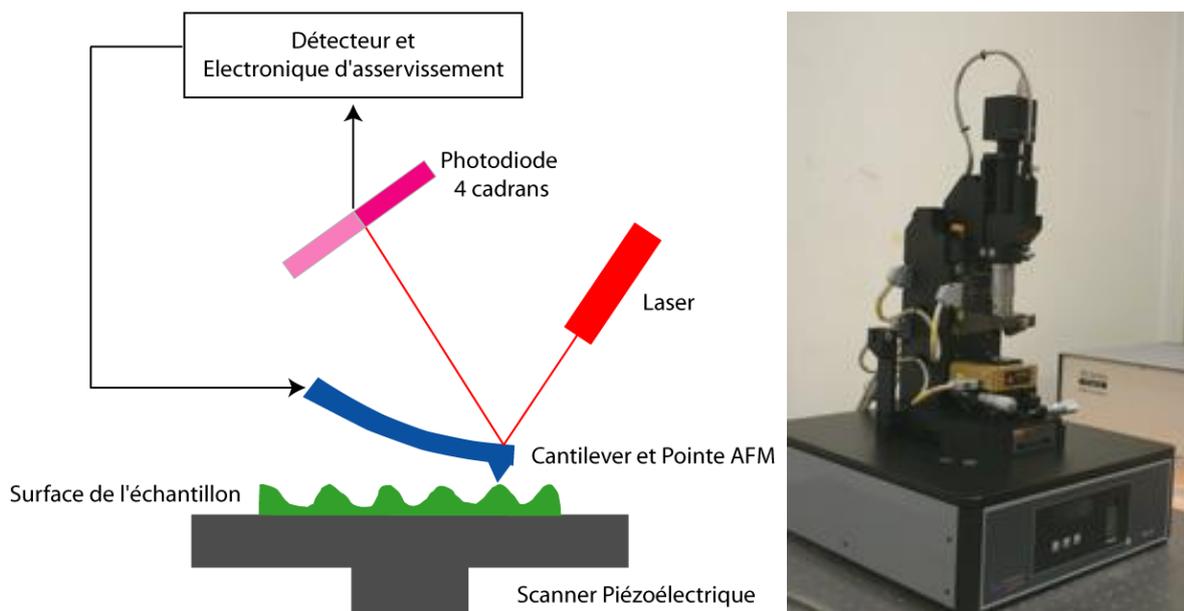


Figure 80. Principe de fonctionnement d'un microscope à force atomique (gauche) et photographie du microscope AFM Park XE-70.

Annexe 2 : Méthode de mesure de la fonction de transfert de modulation d'un composant diffractif imageur

1. Présentation générale de l'élément

Pour valider la méthode de mesure de la Fonction de Transfert de Modulation (FTM) développée, nous avons utilisé comme échantillon à mesurer un composant diffractif à deux niveaux de phase réalisé par B. Kress dans le cadre d'un projet du laboratoire. L'élément réalisé a été conçu de manière analytique pour former une image virtuelle située à une distance de 3 m dans l'axe du composant, à partir d'un objet situé à une distance de 80 cm décalé de 5 cm dans les 2 directions x et y. La longueur d'onde de travail est 632 nm. La Figure 81 présente la géométrie de la configuration du démonstrateur. Le composant a été réalisé sur une surface de 50 X 25 mm et a été structuré en utilisant 2 niveaux de phase dans un de la silice fondue. La profondeur de gravure spécifiée est d'environ 690 nm. Des relevés de profil réalisés avec le microscope interférométrique du laboratoire ont permis de mettre en évidence des erreurs relatives de profondeur de gravure de l'ordre d'une dizaine de pourcents, introduisant ainsi des biais dans la fonction optique de l'élément obtenue. La Figure 82 présente deux photographies de l'élément réalisé par micro-lithographie à l'aide d'un seul niveau de masquage.

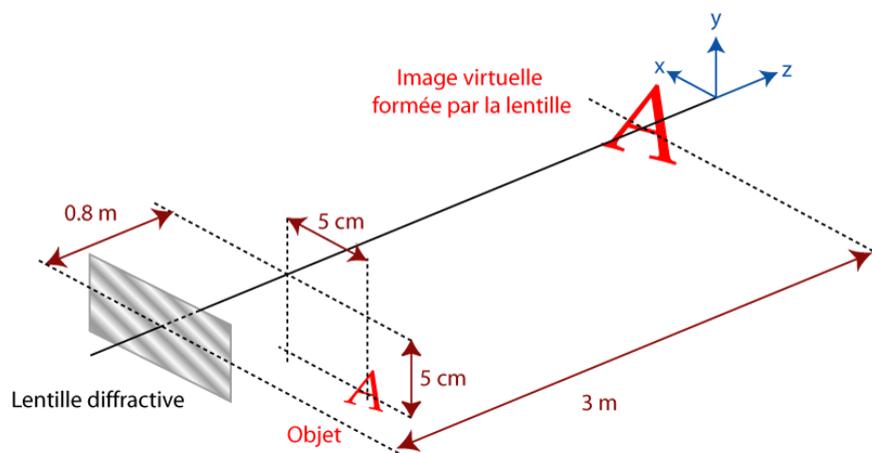


Figure 81. Schéma présentant la géométrie de la fonction optique de la lentille utilisée.

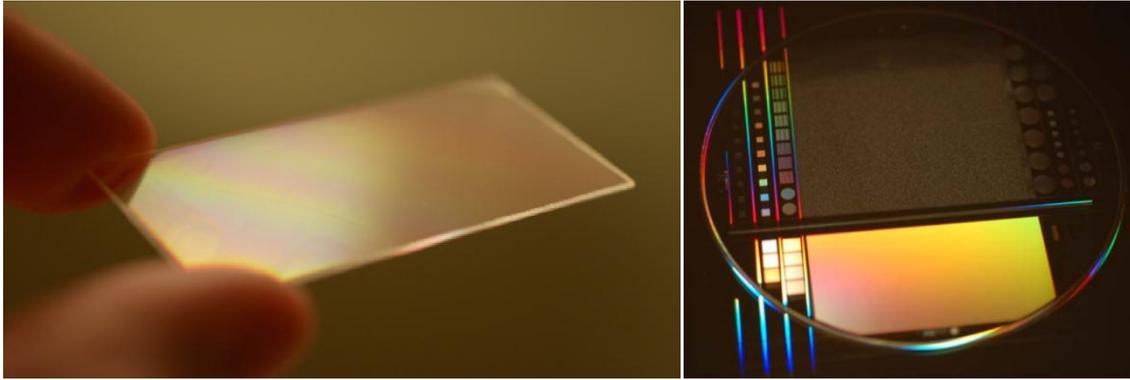


Figure 82. Photographie de l'élément diffractif ayant été utilisé pour la mesure de la fonction de transfert de modulation, découpé (à gauche) et le wafer entier (à droite).

L'élément diffractif présente une forte directivité fonctionnelle, du fait de son fonctionnement off-axis. La fonction de transfert de modulation dépend de la position locale de l'image formée. Nous avons caractérisé localement la fonction de transfert de modulation en développant une méthode utilisant des damiers. Nous la présentons dans la suite de cette partie.

2. Position imageante optimale

Pour déterminer la fonction de transfert de modulation (FTM) de l'élément diffractif à 2 niveaux de phase, nous avons commencé par déterminer la géométrie qui permet d'optimiser les performances de l'élément diffractif pour réaliser la fonction lentille. Pour cela, nous avons déterminé les positions relatives optimales de l'objet, de la lentille, ainsi que de l'image formée, qui minimisent les erreurs d'astigmatisme. En effet, si on déplace l'objet par rapport à la lentille, et tant que la distance objet-lentille reste inférieure à la distance focale de la lentille, il est possible de former une image virtuelle. Seule la position, ainsi que la taille de l'image virtuelle seront modifiées. Nous avons donc formé une image virtuelle à partir d'un objet représentant une fonction de Heaviside dans une direction, et constante dans l'autre direction. L'image formée présente les mêmes caractéristiques que l'objet, mais est modifiée par la lentille. En mesurant la pente de l'image formée, on peut estimer l'astigmatisme de la lentille, et trouver la position imageante optimale. Sur ces bases, nous avons réalisé le montage de la Figure 83.

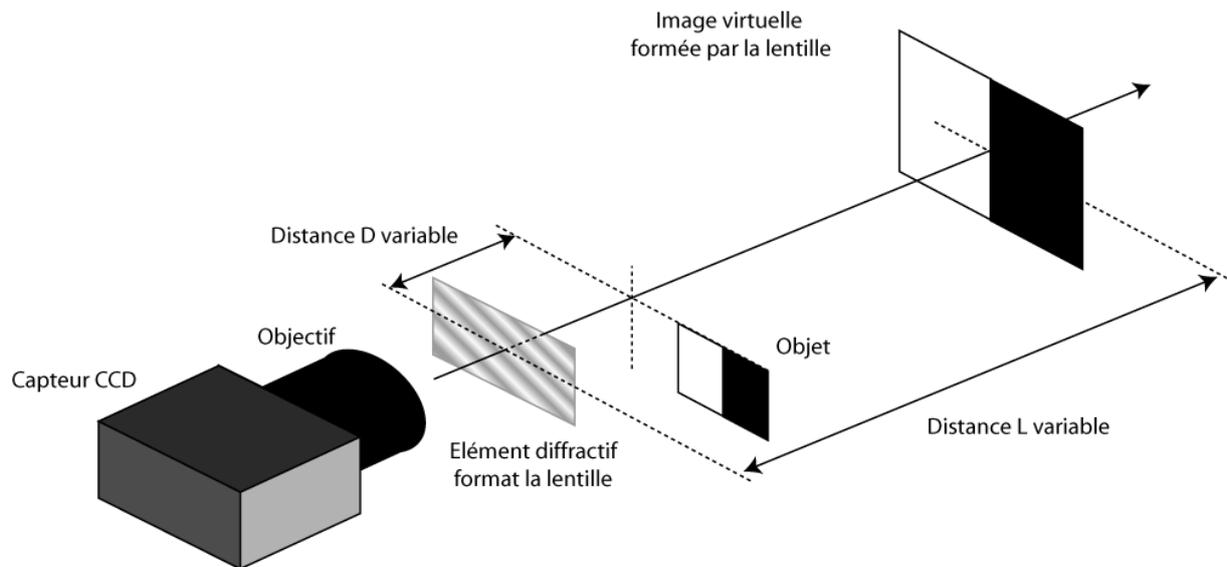


Figure 83. Montage expérimental pour déterminer la position imageante optimale.

Avec l'objectif de la caméra, il est possible de former une image réelle sur le capteur CCD de la caméra Prosilica GC750 utilisée. Il s'agit d'une caméra monochrome, de résolution 752x480 avec une sensibilité quasiment identique sur tout le spectre visible. Nous nous sommes assurés que l'objectif Sony utilisé, présentant une distance focale pouvant varier de 16 à 64 mm, n'était pas un facteur limitant pour la mesure de la MTF (fréquence de coupure supérieure à 1000 paires de lignes par mm dans notre configuration). Nous avons donc effectué des mesures de pentes pour des distances lentille-objet de 350 à 1000 mm pour une longueur d'onde de 632 nm. L'éclairage a été fait en lumière blanche à travers un filtre interférentiel de largeur de bande de 10 nm. La Figure 84 présente les pentes normalisées mesurées. D'après ces mesures, on constate que le maximum de la pente de la transition est obtenu pour une distance D de 650 mm, correspondant environ à la distance focale de la lentille. A cette position, l'image virtuelle est formée à l'infini. C'est donc pour cette position que la Fonction de Transfert de Modulation de la lentille diffractive a été mesurée.

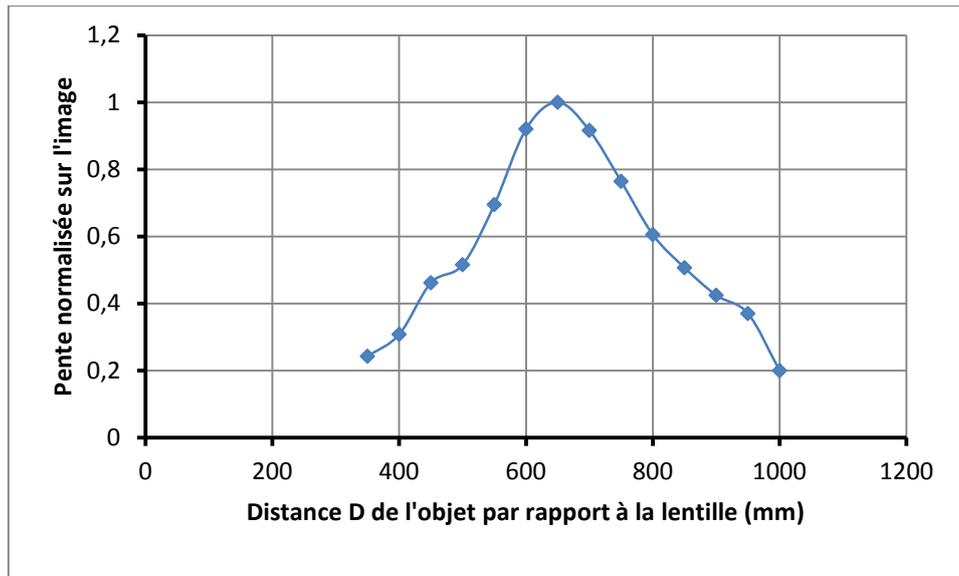


Figure 84. Pentas de la transition noir-blanc de l'image virtuelle obtenue avec la lentille formée par le composant diffractif.

3. Acquisitions de damiers

La Fonction de Transfert de Modulation (FTM) permet de donner une présentation synthétique du contraste et de la résolution d'un système optique imageur, en traçant le contraste de l'image d'un objet formée par un élément optique en fonction de sa résolution spatiale. Le contraste est défini par :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (IV-1)$$

Où I_{max} (respectivement I_{min}) représente l'intensité maximale (respectivement minimale) obtenu par le système optique. La FTM d'un système optique idéal est uniquement limitée par la diffraction due à son ouverture. Sans ce phénomène, le contraste observé serait toujours à 100%, quelle que soit la résolution spatiale de l'objet test. A cause de la diffraction, le contraste va décroître au fur et à mesure que le pas se resserre, jusqu'à atteindre une valeur de coupure. La valeur de cette fréquence de coupure dépend de la longueur d'onde et du diamètre de la pupille d'entrée du système optique imageur. Elle correspond au nombre maximal de paires de ligne par unité de longueur que le système est capable de séparer et peut être déterminée par l'inverse du produit de l'ouverture numérique du système optique par la longueur d'onde exprimée en nanomètre :

$$f_{coupure} = \frac{1}{\lambda(F/\#)} \quad (IV-2)$$

Où $F/\#$ représente le nombre d'ouverture du système optique, soit le rapport entre sa focale et son diamètre, pour un système circulaire. En général, pour déterminer la FTM, on réalise l'image d'une mire dont la résolution spatiale est variable. Il est ensuite possible de mesurer le contraste local de chacun des réseaux constituant la mire en fonction de leur périodicité. Dans notre cas, nous avons utilisé plusieurs damiers, de période variable, afin d'obtenir un nombre de points de calcul suffisant. De plus, cette utilisation nous a permis de caractériser localement la FTM.

La fonction damier est la combinaison de 2 fonction créneaux, l'une dans la direction des x , l'autre dans la direction y . On peut l'exprimer par la fonction :

$$g(x, y) = \begin{cases} 0, & \text{si } 2n P_x \leq x < (2n + 1) P_x \text{ et } 2n P_y \leq y < (2n + 1) P_y \\ 1, & \text{sinon} \end{cases} \quad (\text{IV-3})$$

Où P_x et P_y sont respectivement les périodicités suivant l'axe x et suivant l'axe y , et n , un entier. Suivant la taille totale de l'image et la valeur des périodicités, les damiers présentent différentes périodes spatiales. Dans notre cas, nous considérerons toujours des damiers de période P_x égale à P_y . La Figure 85 ci-dessous présente l'exemple de 2 damiers utilisés comme objet. Les 4 croix présentes sur chacune des 2 images utilisées permettent d'effectuer un alignement de ces objets.

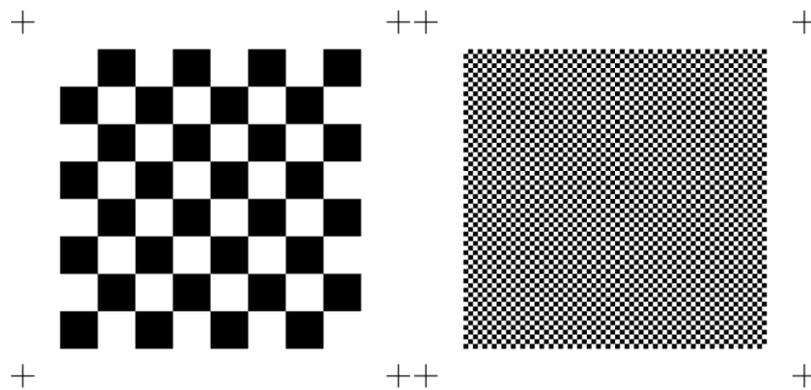


Figure 85. Exemple de damiers générés pour l'étude de la FTM de la lentille.

Cette fonction peut également être décomposée en une série de Fourier, qui permet de définir l'image dans le domaine spectral à partir des coefficients de Fourier :

$$g(x, y) = \left(\frac{4}{\pi}\right)^2 \left(\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin((2k-1)\pi f x)}{(2k-1)}\right) \left(\sum_{k=1}^{\infty} \frac{\sin((2k-1)\pi f y)}{(2k-1)}\right) \quad (\text{IV-4})$$

Où $f = 1/P_x = 1/P_y$. Ce résultat peut être retrouvé à partir des transformées de Fourier des fonctions créneaux à une dimension. Par conséquent, si l'on calcule la transformée de Fourier à deux dimensions des damiers, les coefficients de Fourier correspondront aux coefficients qui pondèrent les fonctions sinus. La Figure 86 présente les transformées de Fourier discrètes des 2 fonctions damiers présentées dans la Figure 85 obtenues à l'aide du logiciel Matlab.

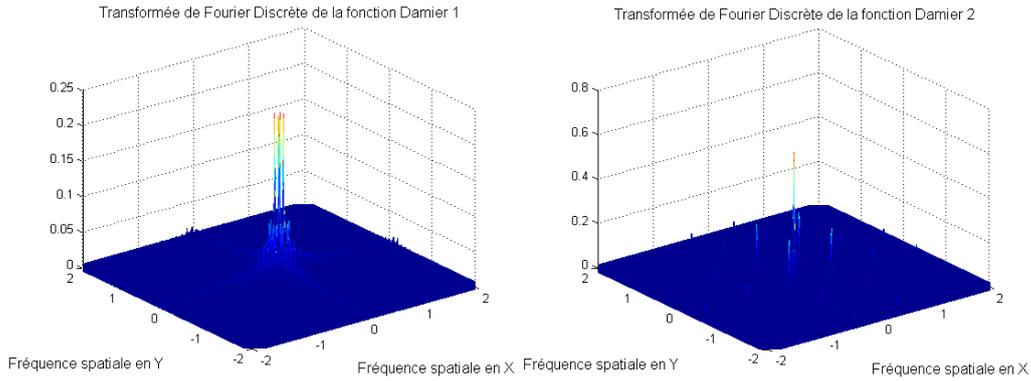


Figure 86. Transformée de Fourier discrète des fonctions damiers présentées en Figure 85.

4. Détermination expérimentale de la Fonction de Transfert de Modulation

Nous avons donc commencé par faire l'acquisition des damiers imagés par la lentille, en ayant pris soin de correctement régler l'objectif de manière à former l'image la plus nette possible sur le capteur de la caméra. L'éclairage utilisé n'étant pas uniforme, nous avons essayé de réduire la composante continue due à l'illumination en utilisant 2 méthodes :

- Suppression de la composante à l'aide de l'acquisition d'une image à l'aide d'un objet blanc et division par cette image de toutes les images acquises
- Interpolation de l'image continue par des polynômes de Zernike et suppression de la composante continue à l'aide de cette interpolation. Les polynômes de Zernike constituent une séquence de polynômes orthogonaux entre eux sur le disque unité. Ils sont utilisés dans de nombreux domaines comme la caractérisation de fronts d'onde. Ceux-ci sont définis à l'aide de fonctions paires et impaires :

$$\begin{cases} Z_n^m(\rho, \varphi) = R_m^n(\rho) \cos(m\varphi), \text{ pour les polynômes pairs} \\ Z_n^{-m}(\rho, \varphi) = R_m^n(\rho) \sin(m\varphi), \text{ pour les polynômes impairs} \end{cases} \quad (\text{IV-5})$$

Où m et n sont des entiers positifs, avec $n \geq m$, φ est l'angle azimutal, et ρ est la distance radiale, $0 \leq \rho \leq 1$. Les polynômes radiaux R_m^n sont définis par :

$$R_m^n = \sum_{k=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^k (n-m)!}{k! \left(\frac{(n+m)}{2} - k\right)! \left(\frac{(n-m)}{2} - k\right)!} \rho^{n-2k} \quad (\text{IV-6})$$

L'interpolation par polynômes de Zernike a été réalisée jusqu'à l'ordre $n=6$, ce qui définit ainsi 28 polynômes. Les résultats obtenus par ces 2 méthodes sont sensiblement identiques. Nous présentons en Figure 87 à titre d'exemple, l'image d'un damier dont la composante continue a été éliminée par interpolation par des polynômes de Zernike, méthode qui sera utilisée dans la suite de cette partie.

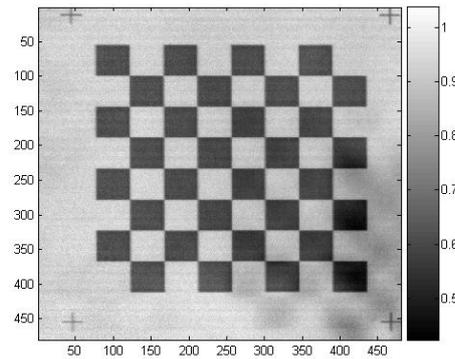


Figure 87. Suppression de la composante continue des images acquises

En calculant le rapport entre la transformée de Fourier 2D des images formées avec la lentille et la transformée de Fourier 2D de l'image idéale du même damier, on obtient le spectre caractéristique de la modification introduite par l'élément diffractif formant la lentille pour les fréquences caractéristiques du damier. Ce calcul permet ainsi de déterminer la fonction de transfert de modulation du composant pour les valeurs de fréquences des coefficients de Fourier. Selon la fréquence des damiers, les coefficients de Fourier, ainsi que leurs fréquences, seront modifiés. En changeant la fréquence spatiale des damiers, les fréquences pour lesquelles la fonction de transfert de modulation peut être estimée seront également modifiées. Ainsi, plus le nombre de damiers acquis est important, plus la résolution de la FTM sera augmentée.

De plus, l'utilisation de damiers permet de limiter la zone de traitement à une partie de ce dernier, et non à son ensemble. Ainsi, pour chacun des damiers acquis, le calcul de la FTM a été réalisé sur le damier entier, puis sur chaque quart du damier, et enfin sur chaque huitième de celui-ci. Ces traitements permettent d'avoir une information sur le comportement de la FTM selon la zone d'intérêt de la lentille. La Figure 88 présente une représentation de la FTM globale de la lentille obtenue en utilisant plusieurs types de damier, permettant ainsi d'obtenir une résolution en fréquence plus importante. Les Figure 89 et Figure 90 présentent quant à elles les FTM horizontales locales pour chacun des quarts et des huitièmes des images acquises, en utilisant des damiers présentant de 4 à 128 cases sur un coté.

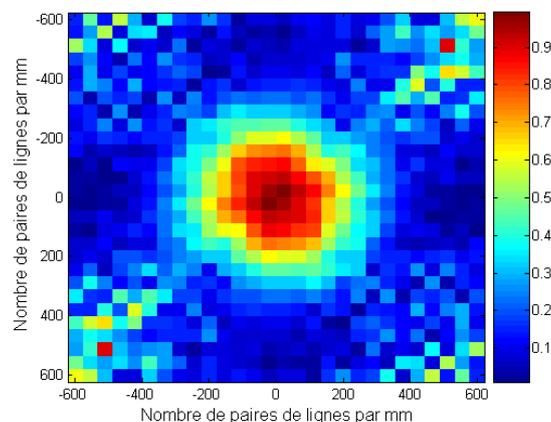


Figure 88. Image présentant la FTM en 2 dimensions de la lentille.

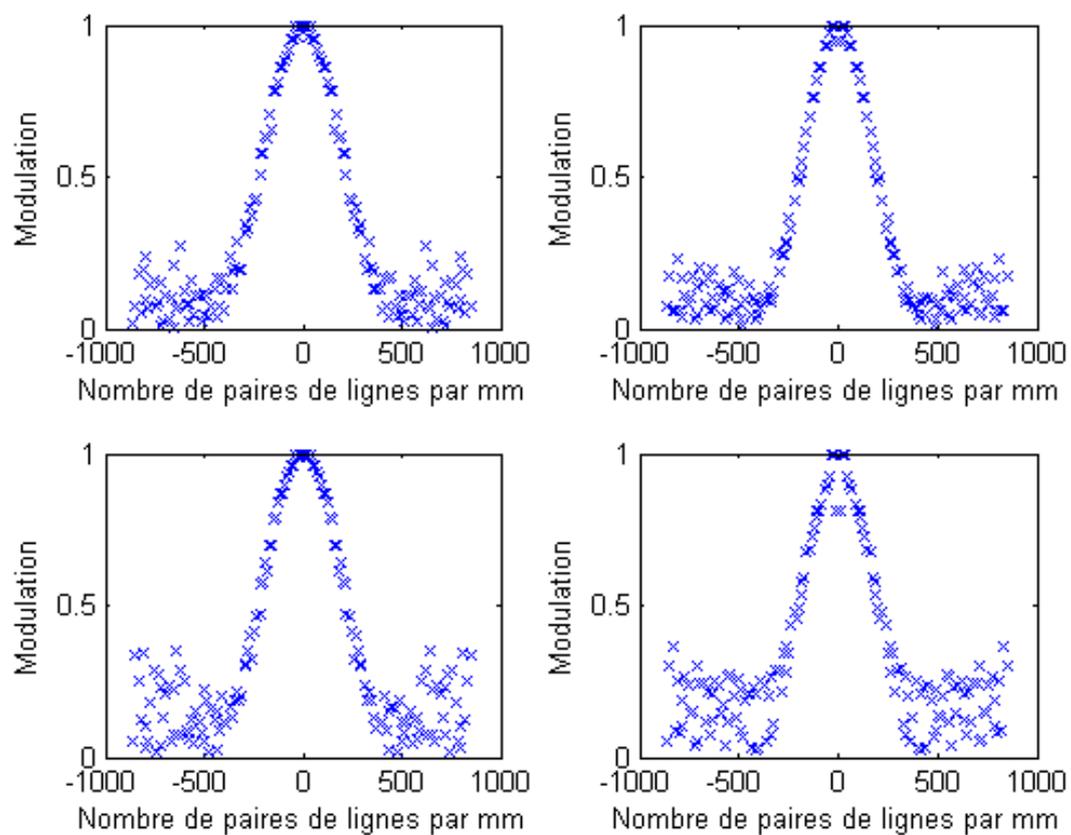


Figure 89. Graphique présentant les FTM horizontales locales pour chacun des quarts de l'image formée.

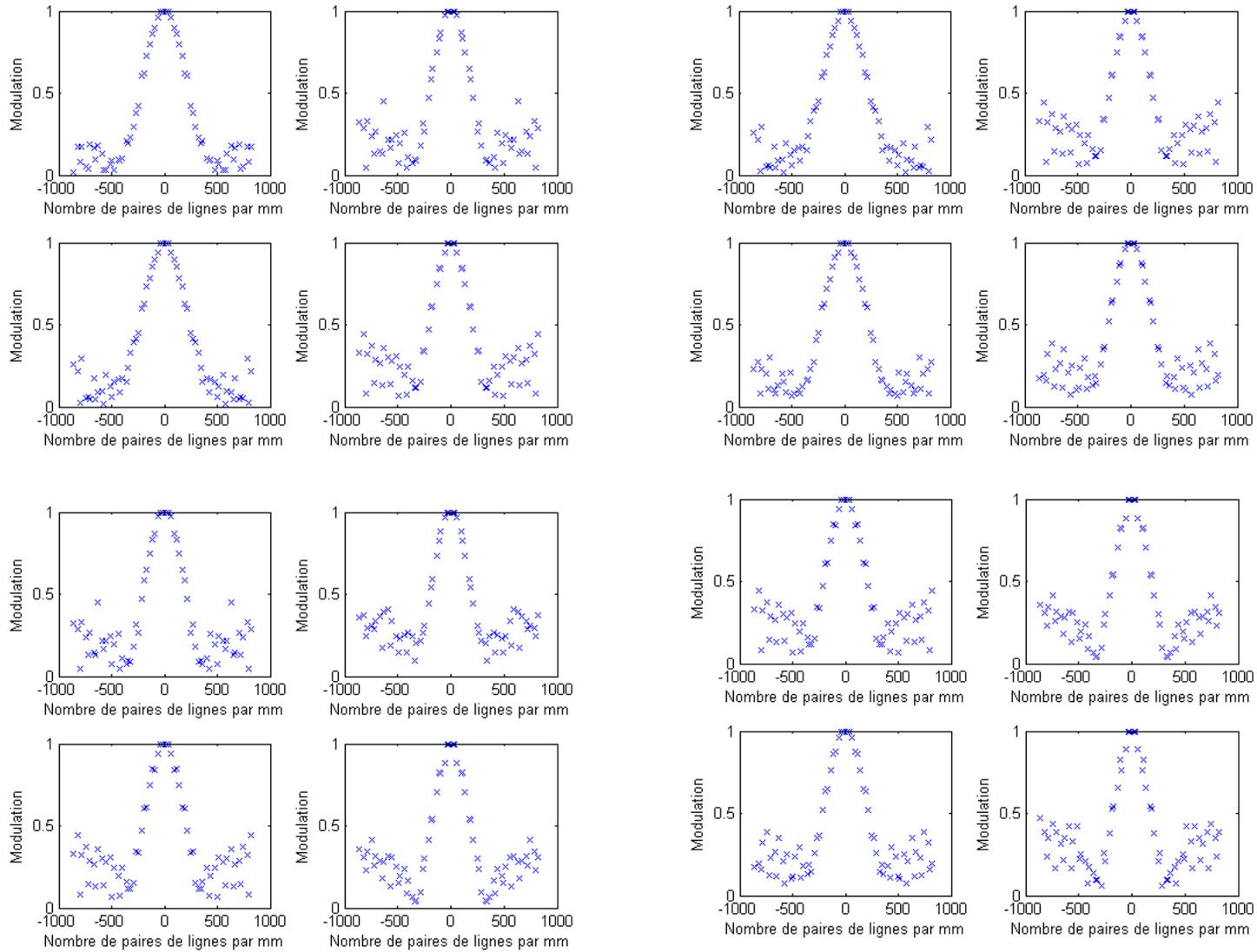


Figure 90. Graphiques présentant les FTM horizontales locales pour chacun des seizèmes de l'image formée. Chacun des graphiques est positionné à l'endroit où a été effectué le calcul de la FTM.

A partir de ces résultats, nous avons pu vérifier que la FTM dépend de la position considérée sur la lentille. Ceci est d'autant plus vrai que l'élément diffractif (ayant la fonction de lentille) qui a été caractérisé a été prévu pour un fonctionnement off-axis. De plus, on relève sur la Figure 87 la présence d'un ordre secondaire qui se superpose à l'image formée et qui est situé sur la partie en bas à droite de l'image, dégradant ainsi la qualité de l'image formée sur cette zone. Cet ordre est relativement important du fait que nous avons utilisé un composant à seulement deux niveaux de phase pour lequel les 2 images formées, correspondant aux ordres +1 et -1, ont la même efficacité. En déterminant les fréquences pour lesquels le contraste chute de moitié par rapport à sa valeur maximale (appelées fréquences à mi-hauteur dans la suite), on peut clairement mesurer l'influence de cet ordre secondaire sur la qualité de l'image formée. La Figure 91 présente ainsi ces fréquences à mi-hauteur pour les FTM verticales et horizontales de chacune des seize parties de l'image. On voit clairement sur ces graphiques que les fréquences à mi-hauteur sont moins bonnes pour les zones de la lentille où est superposé l'ordre de diffraction supplémentaire.

En utilisant la procédure de mesure de la FTM que nous venons de décrire, nous sommes donc en mesure, à partir de l'acquisition des images de damiers présentant des variations de fréquences spatiales, de déterminer la FTM d'un composant diffractif imageur avec une résolution qui sera d'autant plus grande que le nombre d'images de damiers est important. De plus, la méthode permet de déterminer localement les FTM correspondant aux différentes zones des images acquises, ce qui peut être très intéressant dans les cas où une partie de l'image est dégradée pour diverses raisons, comme c'est le cas dans notre exemple, où sur une partie de l'image se superpose un autre ordre de diffraction.

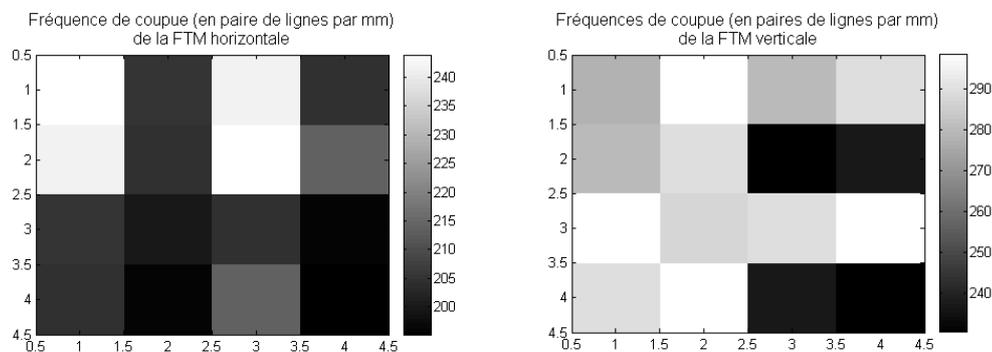


Figure 91. Fréquence à mi-hauteur de la FTM horizontale (gauche) et verticale (droite) pour chacune des 16 sous-parties de l'image.

Liste de Publications

Articles dans revue avec comité de lecture :

V. Raulot, P. Gérard, B. Serio, M. Flury, P. Meyrueis, "Comparison of the behavior of a subwavelength diffractive lens in TE and TM polarization allowing some nonstandard functions", *Optics Letters*, Vol. 36, Issue 7, pp. 1194-1196 (2011); doi : 10.1364/OL.36.001194

V. Raulot, P. Gérard, B. Serio, M. Flury, B. Kress, P. Meyrueis, "Modeling of the angular tolerancing of an effective medium diffractive lens by using combined Finite Difference Time Domain and Radiation Spectrum Method", *Optics Express*, Vol. 18, Issue 17, pp. 17974-17982 (2010); doi : 10.1364/OE.18.017974

Conférences avec actes dans un congrès international :

V. Raulot, B. Serio, P. Gérard, P. Twardowski, P. Meyrueis, "Modeling of a diffractive micro-lens by an effective medium method", *SPIE Photonics Europe, Proc. SPIE*, Vol. 7716, 77162J (2010); doi : 10.1117/12.854908

P. Twardowski, B. Serio, **V. Raulot**, M. Guilhem, "Three-Dimensional shape measurement based on light patterns projection using diffractive optical elements", *SPIE Photonics Europe*, Vol. **7716**, 77162I (2010) ; doi : 10.1117/12.854906

B. Kress, **V. Raulot**, P. St-Hilaire, P. Meyrueis, "Low-cost mass replicable plastic HUD combiner", *Proc. SPIE , Defense, Security & Sensing*, Vol. 7314, 73140I (2009); doi : 10.1117/12.821372.

B. Kress, **V. Raulot**, P. Meyrueis, "Digital combiner achieves low cost and high reliability for head up display applications", *Newsroom SPIE*, 18 mai 2009, doi : 10.1117/2.1200904.1599

Conférences nationales :

P. Gérard, **V. Raulot**, M. Flury, J. Fontaine, "Conception d'éléments *optiques* diffractifs à milieu effectif", *Horizon de l'optique*, Marseille, 4-7 juillet 2011

P. Twardowski, B. Serio, **V. Raulot**, "Conception et élaboration d'un MOEMS pour la métrologie tridimensionnelle temps réel", *Journée Nationale de l'Optique Guidée*, Lille, 6-9 juillet 2009.

V. Raulot, B. Kress, P. Meyrueis, "Low cost replicable Plastic Head Up Display Element", *Symposium Innovation Technologiques et Systèmes de Transport ITT'09*, ENSTA ParisTech, 27 octobre 2009.

B. Kress, **V. Raulot**, P. Meyrueis, "Novel grayscale masking technology for nanostructuring of nano-optics", *Conférence OPTO*, 26 septembre 2007, Paris.

V. Raulot, P. Meyrueis, *Conférence SAITAS*, 07 novembre 2008, "Les applications de l'optique dans l'industrie".