



HAL
open science

Etude système de structures sub-lambda pour l'imagerie infrarouge

Quentin Abadie

► **To cite this version:**

Quentin Abadie. Etude système de structures sub-lambda pour l'imagerie infrarouge. Optique [physics.optics]. Université Grenoble Alpes, 2018. Français. NNT : 2018GREAY071 . tel-02169211

HAL Id: tel-02169211

<https://theses.hal.science/tel-02169211>

Submitted on 1 Jul 2019

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

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

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE LA COMMUNAUTE UNIVERSITE GRENOBLE ALPES

Spécialité : **Physique appliquée**

Arrêté ministériel : 25 mai 2016

Présentée par

Quentin ABADIE

Thèse dirigée par **Johan ROTHMAN**, Expert Senior, CEA-LETI-DOPT-LIR,
et encadrée par **Luc ANDRE**, Ingénieur, CEA-LETI-DOPT-LI2T

préparée au sein du **Laboratoire d'Imagerie Thermique et
Térahertz (LI2T) – CEA-LETI**
dans l'**École Doctorale de Physique**

Etude système de structures sub-lambda pour l'imagerie infrarouge

Thèse soutenue publiquement le **04/12/2018**,
devant le jury composé de :

Monsieur Erik KERSTEL

Professeur, Université Grenoble Alpes, Président

Monsieur Nicolas GUERINEAU

Maître de recherche, ONERA, Rapporteur

Monsieur Michel LEQUIME

Professeur Emérite, Ecole Centrale Marseille/Institut Fresnel, Rapporteur

Monsieur Renaud BACHELOT

Professeur, Université de Technologie de Troyes, Examinateur

Chercheurs Invités :

Monsieur Alain BARDOUX

Ingénieur, CNES

Monsieur Etienne LE COARER

Ingénieur de recherche, IPAG



À mes Grands-Parents

Remerciements

Je souhaite remercier Messieurs les membres du jury d'avoir accepté d'évaluer ce travail de thèse, ainsi que pour leur relecture attentive de ce manuscrit. Je les remercie pour leurs remarques constructives et les échanges très intéressants que nous avons eu, en particulier lors de la soutenance de cette thèse.

Je tiens à remercier chaleureusement Johan Rothman, mon directeur de thèse, ainsi que Luc André, mon encadrant de thèse, pour leur accompagnement tout au long de ces trois années. Je tiens ici à louer vos qualités tant sur le plan scientifique que sur le plan humain. Travailler à vos côtés a été une chance et vous m'avez beaucoup appris. Votre confiance m'a permis d'évoluer en autonomie, tout en étant présents et en suivant régulièrement mes avancées, ainsi que les difficultés que j'ai rencontré dans ce sujet complet au sens où il allie travail de simulation, de fabrication et de caractérisation. J'admire votre vision du sujet, qui était très exploratoire au début et dont les résultats montrent que vous aviez raison de proposer des recherches sur les optiques sub-lambda diélectriques de grandes dimensions pour les systèmes optiques infrarouge. Cette vision système qui était la vôtre m'a permis d'élargir mes horizons de recherche et fait l'intérêt de ce travail. Johan, ta rigueur scientifique et ton exigence ont été des atouts indispensables pour me permettre de mener à bien ce travail et progresser scientifiquement tout au long de ces trois années. Je continuerai à travailler en gardant à l'esprit tes conseils. Luc, j'admire ton expertise en optique, ton questionnement régulier, pertinent et très précieux. Je pense avoir grandi tant scientifiquement qu'humainement à tes côtés. J'ai été le premier doctorant que tu encadrais, et je souhaite que tu en encadres bien d'autres par la suite car tu as beaucoup de qualités dans ce rôle. Je suis très heureux de continuer aujourd'hui à travailler près de vous deux, car nous allons pouvoir continuer à collaborer régulièrement.

Tout au long de ces trois années de thèse, j'ai eu la chance d'évoluer dans un environnement professionnel exceptionnel à plusieurs égards. Au sein du Laboratoire d'Imagerie Thermique et TéraHertz (LI2T), j'ai été accueilli par une équipe bienveillante et très compétente, multidisciplinaire et dynamique. Je tiens donc à vous remercier toutes et tous pour ces années passées à vos côtés, votre gentillesse, et votre aide. Je tiens à remercier en particulier Abdelkader Aliane pour ton aide, notamment pour tes conseils avisés sur les

aspects process pour la fabrication de mes prototypes. Thomas Perrillat-Bottonet, pour ton support important lors de ma dernière année de thèse, en particulier pour la caractérisation sur banc optique des prototypes mais aussi pour toutes tes qualités humaines. Jean-Louis, pour ton expérience et ta bonne humeur communicative, Antoine pour nos poses café égayées par ta science de l'ovale et ta culture. Je tiens aussi à remercier mes collègues de bureau : Maher, merci pour tes conseils scientifiques, tes qualités humaines, Estelle, Alexis. J'espère n'oublier personne en citant tous mes collègues du LI2T dans ces remerciements qui vous sont adressés : Laurent C., Valérie, Claire, Jérôme, Baptiste, Getachew, Jérémy, Patrick, Laurent D., Jean-Jacques, Geoffroy, Denis, Hacile, Rémi, Pierre, Stéphane, Willy, Delphine, Olivier, Mickael. J'aurais un mot particulier pour Sébastien Becker, notre chef de laboratoire, pour ses qualités de manager, l'intérêt qu'il a porté à mon travail et sa confiance. Mais mon travail ne s'est pas limité au laboratoire et je tiens aussi à remercier les collègues du Laboratoire d'Infrarouge Refroidi (LIR) avec qui j'ai eu des échanges réguliers et intéressants, et en particulier (outre Johan) à Olivier Gravrand pour ses conseils, encouragements et pour m'avoir permis de partager mes travaux auprès de la communauté grenobloise de l'infrarouge refroidi. Mes remerciements vont aussi à Salim Boutami pour ses précieux conseils en début de thèse, ainsi qu'à Alain Glières pour m'avoir fait découvrir les métamodèles. Je remercie aussi les équipes de la salle blanche de la PTA pour leur accompagnement lors de la réalisation de mes prototypes, en particulier Thierry, Thomas, Christophe et Nicolas. Par ailleurs, que ferait-on sans un bon accompagnement administratif? Alors merci beaucoup Pascale pour ton aide et ta patience... Enfin, une chance au sein du Département d'Optique et Photonique (DOPT) est d'avoir une hiérarchie qui s'intéresse et valorise les travaux des doctorants. Je tiens donc à remercier Ludovic Poupinet, chef du DOPT, Alexei Tchelnokov, directeur scientifique du DOPT, Agnès Arnaud, chef du Service des Composants pour l'Imagerie (SCIM), ainsi qu'Yvon Cazaux, chef du Laboratoire d'Imagerie sur Silicium (LIS) pour leur confiance qui me conduit aujourd'hui à continuer à travailler au CEA, à présent en tant que chercheur en optique. Je mesure la chance qui m'est offerte d'intégrer vos équipes.

A présent quelques messages personnels. Je veux remercier Emmanuelle, ma compagne, pour son soutien infaillible et indispensable tout au long de ces années. Mes remerciements vont aussi à ma famille, en particulier mes parents pour leur soutien et support de toujours, Magali, Yannick, Karine et Hugo. Je tiens aussi à avoir un mot pour deux personnes qui ont joué un rôle important dans les choix qui m'ont amené à suivre la voie de la recherche : Thierry Maître, qui m'a fait découvrir durant mes années de classes prépa l'intérêt de la modélisation de phénomènes physique, et Didier Mazon, qui m'a confié un stage en recherche (déjà au CEA) en 2013 alors que j'étais un jeune étudiant en deuxième année d'école d'ingénieur, qui fut déterminant dans mon choix de faire une thèse en optique par

la suite.

A tous mes amis de Grenoble et de Marseille, je veux dire un grand merci, avec une pensée particulière pour ceux avec qui j'ai tellement partagé ces trois dernières années : Camille, Bary, Arnaud et Manon. Merci à tous mes amis d'Odysound, de la Farigoule, de la Mort Subite et de Seyssins.

Quentin

Résumé

Dans le domaine de l'imagerie infrarouge, on distingue deux types de technologies : les détecteurs refroidis, coûteux et très performants, et les détecteurs thermiques, bas coût et moins encombrants. Dans les deux cas le système optique associé au détecteur représente une part importante du coût total du fait de la production unitaire de lentilles et du besoin en une résolution de plus en plus importante pour suivre la diminution du pas pixel et l'augmentation du format des détecteurs. Dès lors il est intéressant d'explorer des solutions pour diminuer le coût et l'encombrement du système optique tout en maintenant ou en améliorant les performances optiques. Dans ce contexte, ce travail de thèse s'intéresse à l'utilisation d'optiques sub-lambda ou métasurfaces optiques en matériau diélectrique au sein de systèmes d'imagerie infrarouge. De telles optiques sont peu encombrantes et fabriquées par des moyens issus de l'industrie de la microélectronique ce qui permet d'envisager une fabrication collective donc une diminution des coûts. Ces objets sont obtenus en structurant un substrat plan avec des motifs de taille inférieure à la longueur d'onde. La géométrie de ces motifs, dans des matériaux à forts indices de réfraction et transparents dans l'infrarouge comme le silicium, permettent de modifier les propriétés d'une onde optique : sa polarisation, sa phase, sa dispersion et la transmission. Cependant il est complexe de contrôler tout ces paramètres tout en prenant compte des limites technologiques des outils de fabrication. Ce travail s'est donc orienté vers la conception de systèmes optiques mêlant lentilles réfractives et lames sub-lambda de correction de front d'onde. Pour ce faire nous avons (i) développé un outil de simulation mêlant calculs électromagnétiques par la méthode RCWA, pour rendre compte du comportement d'une optique sub-lambda, et conception optique pour la partie réfractive. Nos optiques sub-lambda ont dès lors des dimensions millimétriques à centimétriques pour être couplées à des lentilles réfractives au sein de systèmes d'imagerie, et notre méthode permet de simuler efficacement de tels systèmes optiques. Dans un second temps nous avons (ii) développé des procédés de fabrication de prototypes d'optiques sub-lambda, notamment pour la correction d'aberration sphérique dans le LWIR (bande 8-14 μm de longueur d'onde). (iii) Enfin la caractérisation de nos systèmes optiques a permis de valider notre modèle et de démontrer une forte amélioration de la FTM d'un système optique aberrant associé à une lame sub-lambda de

correction de front d'onde (FTM multipliée par 3 à 25 cycles par millimètre). Nos derniers résultats montrent une amélioration sur une bande $8 - 12\mu m$ de nos systèmes optiques et ouvrent la voie vers la conception d'optiques sub-lambda large bande au sein de systèmes d'imagerie infrarouge.

Mots clés :

Imagerie ; Infrarouge ; Optique ; Sub-lambda ; Sublambda ; Métasurface ; Diélectrique ; Silicium ; RCWA

Abstract

In the field of infrared imaging, there are two main types of detectors : cooled detectors, with great sensitivity but expensive, and uncooled detectors, exhibiting precise temperature measurement at moderate cost. In both technologies, the optical systems associated with the detectors represent an important part of the overall cost because of the unitary fabrication process of infrared lenses and the need of more resolved imaging system to follow the shrinkage of the pixel and the increasing array format. Thus, it is important to search for cost effective and low footprint optical solutions exhibiting a high level of performance for infrared imaging systems. In this thesis work we study how dielectric subwavelength structures, or metasurfaces, can address these issues in infrared systems. Such devices can be made using microelectronics based collective fabrication process, which are cost effective compared to molded infrared optics. Subwavelength optics can be made with silicon, which is transparent in long wave infrared (LWIR) imaging and exhibiting a high refractive index. By designing the geometry of resonators with subwavelength dimensions, one can control light properties like its polarization, phase, transmission and dispersion. However as it is challenging to control all those parameters, even more with fabrication process limitations, we first propose to mix refractive lenses with subwavelength phase blades which correct wavefront errors. (i) We first developed a time effective simulation method mixing electromagnetic calculations with RCWA, for the subwavelength part of the optical system, and classical optical design for the refractive optics. It is worth noting that our subwavelength optics have millimetric to centimetric dimensions to be coupled with refractive lenses, and our method allows us to simulate the overall system. (ii) Then we developed the fabrication process for prototyping subwavelength optics, mainly for spherical aberration correction in LWIR imaging systems. (iii) Finally, we conducted optical characterisations of our systems to validate our model. Our subwavelength optics show an important improvement of the MTF (more than 3 times better at 25 cycles per millimeter) of an optical infrared system by correcting its spherical aberration. Our last results show a improvement of the image quality on a large bandwidth (8-12 μm) paving the way to large bandwidth subwavelength optics in infrared imaging systems.

Keywords :

Imaging; Infrared; Optics; Subwavelength; Metasurface; Dielectric; Silicon; RCWA

Table des matières

Table des notations	12
Introduction	15
1 Les optiques sub-lambda et l'imagerie infrarouge	18
1.1 Introduction	18
1.2 L'imagerie infrarouge non refroidi	19
1.2.1 L'imagerie bolométrique	20
1.2.2 Systèmes optiques associés	22
1.3 L'infrarouge refroidi	30
1.3.1 La photodiode en HgCdTe	31
1.3.2 Systèmes optiques associés	32
1.4 Les optiques sub-lambda : principe de fonctionnement et applications	33
1.4.1 Du réseau de diffraction à l'optique sub-lambda	34
1.4.2 Les applications des optiques sub-lambda	37
1.5 Optique de concentration en face arrière d'une APD	39
1.6 Conclusion	43
2 Les outils développés : simulation, fabrication et caractérisation d'optiques sub-lambda	46
2.1 Introduction	47
2.2 Architecture pressentie	47
2.3 Les outils de simulation des réseaux sub-lambda	49
2.4 Simulation d'un système optique intégrant une optique sub-lambda	53
2.4.1 Conception de réseaux sub-lambda en RCWA	53
2.4.2 Simulation d'un système optique réfractif et amélioration par une optique sub-lambda	63
2.4.3 Simulation d'un système réfractif+sub-lambda : de la loi de Snell-Descartes généralisée à la Grid Phase Surface	69

2.4.4	Validation de l'approche par une comparaison à une optique réfractive, une simulation FDTD et un calcul analytique via la loi de Snell-Descartes généralisée	73
2.5	Procédés de fabrication de structures sub-lambda	84
2.5.1	Procédé de fabrication des premiers prototypes	84
2.5.2	Procédés de fabrication avancés	88
2.6	Banc de caractérisation optique	91
2.7	Conclusion	97
3	Prototypage de lames sub-lambda	99
3.1	Introduction	99
3.2	Prisme sub-lambda	100
3.3	Correction d'une aberration sphérique dans le LWIR	108
3.4	Prototype optimisé de correction d'une aberration sphérique	120
3.5	Domaine de validité de l'approche et perspectives d'applications	137
3.6	Conclusion	144
4	Perspectives d'utilisation des optiques sub-lambda	146
4.1	Introduction	146
4.2	Amélioration de la transmission	147
4.3	Diminution de la sensibilité angulaire	152
4.4	La méthode du spectre angulaire	154
4.5	Le chromatisme	160
4.6	Retour sur le cas d'une lentille sub-lambda	167
4.7	Conclusion	169
	Conclusion	171
	A Paramètres du process de fabrication	175
	B Vues MEB du réseau blazé binaire	177
	Références	187

Table des notations

Acronymes

APD : Photodiode à avalanche, de l'anglais Avalanche Photodiode

CMOS : De l'anglais Complementary Metal Oxide Semiconductor, technologie de fabrication de composants en microélectronique

ESF : Edge Spread Function

FDTD : Finite-difference time-domain method

FFT : Transformation de Fourier Rapide, de l'anglais Fast Fourier Transform

FPA : Focal Plane Array, c'est un détecteur matriciel 2D

FTIR : Spectromètre infrarouge à transformée de Fourier, de l'anglais Fourier Transform Infrared spectroscope

FTM : Fonction de Transfert de Modulation

HCG : Réseau à Haut Contraste d'indice de l'anglais High Contrast Grating

HD : Haute Définition

HgCdTe : Tellure de mercure-cadmium aussi noté MCT utilisé pour la détection en infrarouge refroidi

JWST : James-Webb Space Telescope

LIDAR : Laser Detection And Ranging, dispositif de mesure des distance par laser en mesurant le temps de vol entre l'émission et le retour de la lumière réfléchie.

LSF : Line Spread Function

LWIR : Infrarouge lointain de l'anglais Long-Wave InfraRed est le domaine de longueur d'onde allant de $8\mu\text{m}$ à $14\mu\text{m}$

MCT : Tellure de mercure-cadmium aussi noté HgCdTe utilisé pour la détection en infrarouge refroidi

MEB : Microscope Electronique à Balayage

MEMS : Microsystèmes électromécaniques

Mire USAF : Mire de résolution “United State Air Force” nommée ainsi car elle a été dessinée par l’armée de l’air américaine.

MWIR : Infrarouge moyen de l’anglais Mid-Wave InfraRed est le domaine de longueur d’onde allant de $2.5\mu\text{m}$ à $8\mu\text{m}$

NEP : Puissance équivalente de bruit, de l’anglais Noise Equivalent Power

NETD : Noise Equivalent Temperature Difference, mesure la sensibilité d’un détecteur infrarouge, correspond à la différence de température minimale détectable, c’est à dire équivalente au bruit du détecteur.

NIR : Infrarouge proche de l’anglais Near InfraRed est le domaine de longueur d’onde allant de $0.75\mu\text{m}$ à $1\mu\text{m}$

OPD : Différence de chemin optique, de l’anglais Optical Path Difference

PLP : Pixel Level Packaging, encapsulation sous vide individuelle des pixels d’un détecteur bolométrique

PML : Perfectly Matched Layer

PSF : Fonction d’étalement du point, de l’anglais Point Spread Function

RCWA : Rigorous Coupled-Wave Analysis

ROIC : Circuit intégré de lecture de l’anglais Readout Integrated Circuit

Si : Silicium

SNR : Rapport signal sur bruit, de l’anglais Signal to Noise Ration

SWIR : Infrarouge court de l’anglais Short-Wave InfraRed est le domaine de longueur d’onde allant de $1\mu\text{m}$ à $2.5\mu\text{m}$

TCR : Coefficient Thermique de Résistance d’un bolomètre

VCSEL : Diode laser à cavité verticale émettant par la surface, de l’anglais Vertical-Cavity Surface-Emitting Laser

VGA : Video Graphics Array, correspond au format 640 x 480 pixels

Wafer : Galette de semiconducteur, utilisée pour les procédés en microélectronique

WLP : Wafer Level Packaging, encapsulation sous vide collective des pixels d’un détecteur bolométrique

XGA : Extended Graphics Array, correspond au format 1024 x 768 pixels

Unités du système international

J : Joules
K : Kelvin
W : Watt

Notations utilisées

θ : Angle d'incidence

λ : Longueur d'onde

$f_{\#}$: Nombre d'ouverture d'un système optique. $f_{\#} = \frac{f}{D}$ avec f et D respectivement la focale et le diamètre de l'ouverture du système optique considéré

Λ : Période d'un réseau sub-lambda

n : Indice de réfraction

\varnothing : Diamètre d'un plot sub-lambda

Cd_{min} : Dimension critique du prototype, information clé pour choisir les moyens de fabrication d'un objet sub-lambda

ϕ : Phase

Introduction

Les systèmes d'imagerie infrarouge se scindent en plusieurs types de détecteurs en fonction des applications : les détecteurs refroidis, très sensibles mais coûteux et encombrants du fait de la présence d'un système de refroidissement (cryostat), et les détecteurs non refroidis ou thermiques qui fonctionnent à température ambiante, qui sont moins coûteux mais avec une plus faible sensibilité. Les détecteurs thermiques sont destinés à des applications à fort volume et faible coût (domotique, sécurité, véhicule autonome...), les détecteurs refroidis sont quant à eux destinés aux applications où la sensibilité est le facteur déterminant (défense, spatial...). Dans les deux cas, les systèmes optiques associés à ces détecteurs sont complexes et coûteux. En effet les systèmes d'imagerie infrarouge font appel à des lentilles qui peuvent être fortement ouvertes et complexes à fabriquer, et qui sont réalisées par des procédés unitaires (moulage, polissage) et avec des matériaux coûteux. Le budget optique des systèmes infrarouge constitue ainsi une part importante du budget total, et la tendance actuelle est à la réduction du pas pixel et à l'augmentation du format des détecteurs ce qui a des conséquences directes sur la complexité, la taille et le coût des systèmes optiques pour l'infrarouge. En effet l'augmentation de la résolution d'un système optique passe d'une part par l'utilisation de lentilles de meilleure qualité, souvent asphériques et coûteuses à fabriquer, et d'autre part par l'ajout de nouveaux dioptries dans le système optique ce qui impacte le coût et l'encombrement du système final.

Dans ce cadre il est important de trouver des solutions pour diminuer le coût des systèmes optiques, leur encombrement et donc l'empreinte du système optique sur le système infrarouge. Ce travail de thèse se propose d'ouvrir la voie vers l'utilisation de structures sub-lambda dans les systèmes d'imagerie infrarouge pour améliorer la qualité des optiques tout en limitant l'impact sur les coûts et l'encombrement. Ces optiques sont planes, de faible poids et peu encombrantes et elles sont réalisables par des procédés collectifs issus de la microélectronique ce qui les rend peu coûteuses dans le cadre d'une fabrication en grand nombre.

Une structure sub-lambda est une structuration de la matière à des échelles inférieures à la longueur d'onde de la lumière considérée. Ces objets sont aussi appelés "métasurfa-

ces” ou “métamatériaux” car il s’agit d’obtenir artificiellement des propriétés qu’on ne trouve pas dans des matériaux naturels, en les structurant à des échelles petites devant la longueur d’onde. En effet, l’interaction entre une onde électromagnétique et la matière ainsi structurée va donner lieu à des propriétés optiques exotiques. Cette ingénierie de la matière ouvre de vastes possibilités en optique, en permettant d’obtenir entre autre des fonctions de filtrage, d’antireflet et de déphasage d’une onde électromagnétique. Cette dernière propriété permet d’obtenir des fonctions optiques sur mesure. Ces propriétés sont déjà exploitées depuis longtemps par le vivant : l’iridescence des ailes de certains papillons est due à une nanostructuration et non à des pigments[1], et certains insectes tirent partie de la nanostructuration faisant office d’antireflet de leurs yeux ou leurs ailes pour éviter d’être repérés[2, 3]. Mais on trouve aussi de telles propriétés dans des objets de fabrication humaine tels les vitraux des cathédrales dont les couleurs s’expliquent par la présence de nanoparticules métalliques dans le verre qui interagissent avec la lumière les éclairant. En effet cela produit des plasmons de surface, c’est à dire des résonances d’électrons de conduction à l’interface entre les nanoparticules et leur environnement, qui vont ré-émettre de la lumière à une certaine longueur d’onde. Les premiers effets plasmoniques ont été repérés par Wood en 1902 [4] à travers des anomalies du spectre reflété par un réseau de diffraction métallique, bien avant la découverte des plasmons.

Les métasurfaces pour l’optique sont donc des matériaux artificiels qui peuvent être séparés en deux catégories : les métasurfaces métalliques faisant appel aux plasmons, et les métasurfaces diélectriques. Dans le cadre de cette thèse seules les métasurfaces diélectriques seront étudiées et détaillées, la raison principale de ce choix étant de ne pas utiliser de métaux qui présentent de fortes pertes par absorption[5]. La fabrication d’optiques sub-lambda est d’autant plus difficile que l’on travaille à de courtes longueurs d’onde, la taille des structures devant être inférieure à la longueur d’onde. La plupart des exemples d’optiques sub-lambda diélectriques dans la littérature fonctionnent dans le domaine de l’infrarouge, en tant que micro-optiques pour une grande variété d’applications : lentilles, concentrateurs, holographie, miroirs, antireflets structurés...

Dans le cadre de cette thèse, c’est le domaine de l’infrarouge qui est exploré, dont les longueurs d’ondes varient entre 750nm pour le proche infrarouge (NIR) et $14\mu\text{m}$ pour l’infrarouge lointain (LWIR), et en particulier la bande LWIR de 8 à $14\mu\text{m}$. L’infrarouge lointain nous permet d’utiliser le silicium (Si) transparent dans cette bande, présentant un fort indice de réfraction (3.4) et qui est compatible avec les procédés de fabrication issus de la microélectronique. Le domaine de longueurs d’ondes du LWIR permet en outre d’utiliser des résolutions micrométriques pour les motifs sub-lambda ce qui est conforme aux dimensions accessibles par les procédés de fabrication utilisés en microélectronique.

Le premier chapitre de ce manuscrit propose un rappel des différents types de détec-

teurs infrarouge, la description de leurs caractéristiques et des contraintes des systèmes optiques associés. Les optiques sub-lambda y sont présentées, avec leurs domaines actuels d'utilisation. Dans ce chapitre introductif, une première étude menée durant cette thèse sur l'utilisation de micro-lentilles réfractives gravées en face arrière d'un détecteur infrarouge refroidi est présentée en tant que solution "de référence" ou "classique" pour la concentration de lumière sur un pixel. Des simulations optiques mettant en avant, à ce stade initial, de meilleures performances pour une microlentille réfractive que pour des systèmes entièrement diffractifs nous ont permis d'établir un cahier des charges simplifié pour l'utilisation des propriétés intéressantes des optiques sub-lambda dans un système optique infrarouge. Ce cahier des charges nous mène à proposer l'utilisation d'optiques sub-lambda pour la correction de front d'onde, en les mêlant à des optiques réfractives dans le but de diminuer les contraintes sur les optiques réfractives d'une part, et sur les optiques sub-lambda d'autre part.

Le second chapitre nous permet d'introduire les méthodes de simulation d'une optique sub-lambda, et de décrire les outils numériques mis en œuvre durant cette thèse pour rendre compte du comportement d'un système optique mêlant des lentilles réfractives et des optiques sub-lambda. La problématique de ces systèmes "hybrides" réfractif - sub-lambda est que nos métasurfaces seront de dimension millimétrique à centimétrique et qu'il faut coupler simulation électromagnétique et conception optique. Dans ce chapitre nous cherchons à valider nos modèles par la comparaison de différentes méthodes de calcul. Outre les outils de simulation, nous présenterons dans le second chapitre les outils de fabrication et de caractérisation d'optiques sub-lambda développés dans le cadre de cette thèse.

Le chapitre 3 sera l'occasion de décrire la réalisation de différents prototypes grâce aux outils développés précédemment, et de valider nos modèles par l'expérience. Nous y mènerons l'optimisation de la correction de l'aberration sphérique d'un système optique par l'ajout d'une lame sub-lambda.

Notre cahier des charges initial rempli, le quatrième et dernier chapitre de ce manuscrit ouvrira des perspectives sur d'autres propriétés des optiques sub-lambda, qui peuvent selon les applications être vues comme des obstacles à contourner ou des opportunités. Il s'agira notamment de la dépendance angulaire ou encore du chromatisme, qui ouvrent des perspectives vers des optiques plus complexes. Ces perspectives permettront d'identifier les points de développement à poursuivre suite à cette thèse.

Pour finir, la conclusion générale permettra de dresser un bilan des résultats de cette thèse et des perspectives du sujet.

Chapitre 1

Les optiques sub-lambda et l'imagerie infrarouge

Sommaire

1.1	Introduction	18
1.2	L'imagerie infrarouge non refroidi	19
1.2.1	L'imagerie bolométrique	20
1.2.2	Systèmes optiques associés	22
1.3	L'infrarouge refroidi	30
1.3.1	La photodiode en HgCdTe	31
1.3.2	Systèmes optiques associés	32
1.4	Les optiques sub-lambda : principe de fonctionnement et applications	33
1.4.1	Du réseau de diffraction à l'optique sub-lambda	34
1.4.2	Les applications des optiques sub-lambda	37
1.5	Optique de concentration en face arrière d'une APD	39
1.6	Conclusion	43

1.1 Introduction

Dans ce chapitre la détection infrarouge est présentée à travers deux technologies phares : l'imagerie bolométrique pour l'infrarouge non refroidi d'une part, et l'imagerie infrarouge refroidi au moyen de diodes en HgCdTe d'autre part. Ces deux technologies sont développées dans les laboratoires du CEA-LETI au sein desquels cette thèse s'est déroulée. A travers la description de ces deux technologies nous verrons les applications qui leur sont associées et qui poussent les développements technologiques de ces systèmes.

Ces développements ont trait aux détecteurs (réduction du pas pixel, amélioration de la sensibilité) mais aussi aux optiques qui leur sont associées et c'est dans ce cadre que s'inscrit ce travail de thèse.

La présentation des problématiques optiques des systèmes de détection infrarouge permettra de comprendre la rupture technologique que peuvent représenter les optiques sub-lambda pour l'imagerie infrarouge. Ce premier chapitre sera l'occasion de détailler le fonctionnement de ces optiques sub-lambda, les outils de simulations qui permettent de rendre compte de leur comportement singulier et de dresser un état de l'art de cette famille d'optiques pour l'imagerie.

1.2 L'imagerie infrarouge non refroidi

Les détecteurs infrarouge non refroidis ou thermiques reposent tous sur la mesure de l'élévation de la température d'un élément sensible produit par l'absorption d'un rayonnement infrarouge. Le marché de l'infrarouge thermique est en forte croissance. Le nombre d'applications ainsi que les volumes de détecteurs augmentent chaque année : en 2017 le nombre de détecteurs thermiques vendus a augmenté de 30% pour atteindre 1.3 million d'unités. Les applications de surveillance et sécurité ont une part importante dans les applications thermiques : vision nocturne, pompiers, détection de personnes par exemple. Du côté des applications civiles, l'imagerie thermique est utile pour la thermographie des bâtiments afin de visualiser les pertes thermiques, mais aussi dans le milieu de l'industrie pour détecter des défauts à travers des points chauds par exemple. Enfin un marché en devenir est celui de l'automobile : en effet les fonctions d'assistance à la conduite seront de plus en plus importantes et notamment en vue de la mise en circulation de véhicules autonomes. Pour toutes ces applications, le faible coût et l'encombrement réduit des détecteurs thermiques sont un atout essentiel.

Plusieurs technologies de détection infrarouge non refroidi existent :

- Les détecteurs pyroélectriques : ils sont constitués de deux électrodes entre lesquelles on place un matériau pyroélectrique. Un matériau absorbant est placé au dessus de cet empilement. Le matériau absorbant s'échauffe en présence d'un flux infrarouge et va induire une différence de température entre les électrodes, ce qui va avoir pour effet la création d'une différence de potentiel dans le matériau pyroélectrique. La mesure de cette différence de potentiel donne accès au flux infrarouge mais elle n'apparaît que pour des variations temporelles. Ce type de détecteur présente une faible sensibilité à température ambiante.
- Les détecteurs Cantilever reposent sur une modification des paramètres mécaniques d'une structure due à l'absorption d'un rayonnement infrarouge. La modification de

ces paramètres mécaniques va permettre une détection du flux via une conversion en un signal électrique (éloignement entre deux électrodes par exemple).

- Les détecteurs thermo-électriques ou thermopiles exploitent l'effet Seebeck, c'est à dire l'apparition d'une différence de potentiel entre deux matériaux à deux températures différentes.
- Le dernier type de détecteur thermique que nous citerons est le détecteur bolométrique. C'est un détecteur résistif, dont nous allons détailler le fonctionnement par la suite car il s'agit de la technologie la plus largement répandue et performante en infrarouge non refroidi. L'application principale de cette thèse visera des systèmes infrarouge faisant appel à ce type de détecteur.

1.2.1 L'imagerie bolométrique

Chaque pixel d'un détecteur bolométrique est un micro-bolomètre. Le micro-bolomètre se présente sous la forme d'une planche suspendue par deux bras (voir figure 1.1).

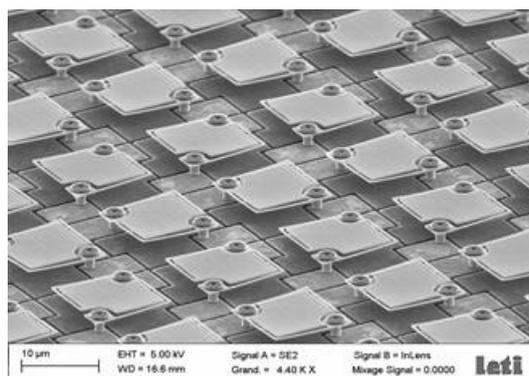


FIGURE 1.1 – Vue au microscope électronique d'une matrice de micro-bolomètre. CEA-LETI

Cette architecture poursuit deux objectifs :

- L'isolation thermique de la planche en minimisant la conduction thermique. Par ailleurs ce dispositif est packagé sous vide afin d'éviter la convection thermique. L'encapsulation sous vide des bolomètres peut se faire à l'échelle du plan focal entier, on parle alors de Wafer Level Packaging (WLP), mais elle peut aussi se faire individuellement sur chaque planche bolométrique, on parle dans ce cas de Pixel Level Packaging (PLP).
- Le deuxième intérêt de cette architecture suspendue est la création d'une cavité Fabry-Pérot sous la planche bolométrique. En déposant un matériau réfléchissant sous la membrane à une distance de $\frac{\lambda}{4}$ on crée une cavité quart d'onde qui permet de maximiser l'absorption du flux infrarouge par la planche bolométrique.

Cette planche bolométrique est optimisée pour absorber le flux infrarouge dans la bande LWIR de 8 à 14 μm de longueur d'onde, et la figure 1.2 montre un profil typique de modèle d'absorption d'un micro-bolomètre avec sa cavité optique. En réalité la réponse spectrale d'un bolomètre varie autour de cette courbe du fait d'empilements multicouches liés à la technologie de fabrication du dispositif.

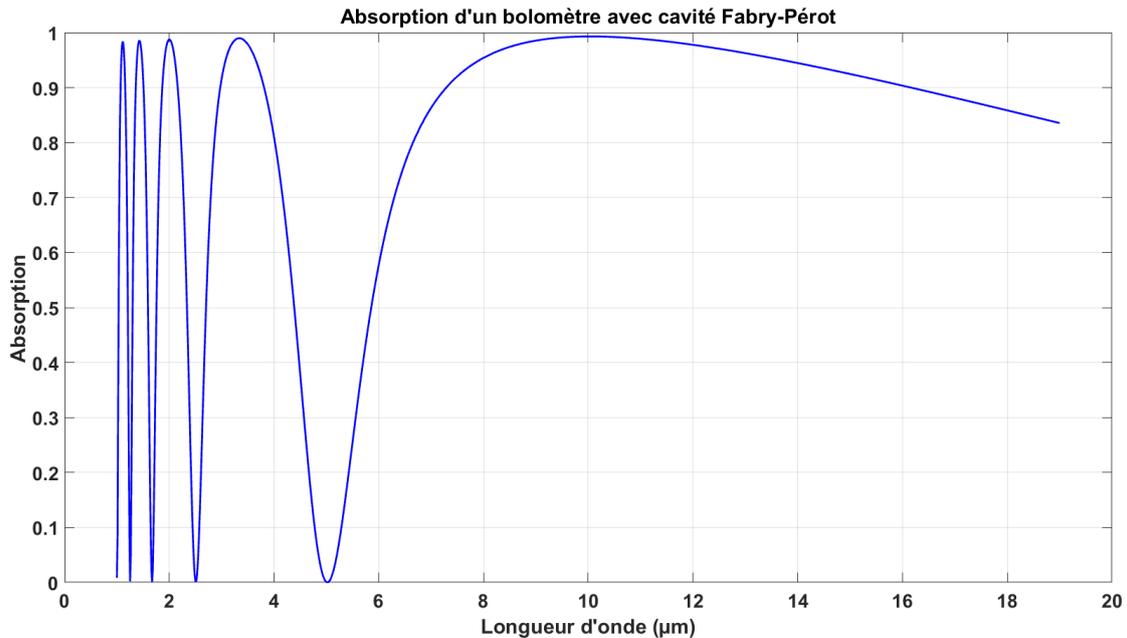


FIGURE 1.2 – Modélisation de l'absorption d'un bolomètre associé à une cavité Fabry-Pérot éclairé en incidence normale

L'absorption du flux infrarouge entraîne un échauffement du bolomètre, ce qui a pour conséquence de modifier ses propriétés électriques. La technologie la plus répandue est celle de la thermistance c'est à dire que les variations de température de la planche bolométrique vont modifier la résistance électrique du bolomètre. Notons au passage qu'il existe d'autres technologies comme l'utilisation de transistors plutôt que de thermistances. Les matériaux utilisés pour les thermistances sont le silicium amorphe ou des Oxydes de Vanadium et la valeur de leur résistance varie en fonction de la température suivant la loi d'Arrhénius :

$$R(T) = R_0 \cdot \exp\left(\frac{q \cdot E_a}{k} \cdot \left(\frac{1}{T} - \frac{1}{T_0}\right)\right) \quad (1.1)$$

Avec T la température du bolomètre, R_0 la résistance à la température de référence T_0 , q la charge élémentaire de l'électron, E_a l'énergie d'activation et k la constante de Boltzmann. Un circuit intégré de lecture (ROIC) a pour rôle d'intégrer le courant issu du bolomètre afin de mesurer le signal infrarouge. Cependant le courant comporte deux composantes : le courant de base qui circule dans le bolomètre (offset) et le courant "utile" c'est à dire dû aux variations de la résistance du bolomètre. Le courant utile étant petit devant l'offset,

il est d'usage de retirer l'offset en utilisant un bolomètre de référence qui n'est pas exposé au flux infrarouge. C'est la différence entre les courants du bolomètre exposé au flux infrarouge et du bolomètre de référence qui va être intégrée.

Plusieurs paramètres vont impacter fortement les performances du détecteur bolométrique. Pour commencer, le Coefficient Thermique de Résistance (TCR) correspond à la dérivée logarithmique de la résistance par rapport à la température :

$$TCR = \frac{1}{R(T)} \cdot \frac{\partial R(T)}{\partial T} = \frac{q \cdot E_a}{k \cdot T^2} \quad (1.2)$$

On cherche à maximiser le TCR de sorte à avoir de fortes variations de résistance en fonction de la température, pour avoir la meilleure sensibilité possible. Le matériau doit présenter la plus faible résistance possible à température ambiante pour minimiser la puissance nécessaire au fonctionnement d'une part, et minimiser les bruits d'autre part. Les principaux bruits sont le bruit Johnson dû au bruit thermique qui fait fluctuer le courant, le bruit en $1/f$ dû à la recombinaison des porteurs de charges et le bruit de phonon dû aux fluctuations des échanges thermiques entre le détecteur et son environnement. Les autres paramètres importants sont :

- la capacité thermique C_{th} qui correspond à la capacité à stocker l'énergie thermique en J/K, elle est à minimiser
- la résistance thermique R_{th} en K/W qui est à maximiser et dépend surtout des bras de la planche bolométrique, de l'ordre de quelques dizaines à quelques centaines de MK/W
- la constante de temps thermique τ_{th} en seconde et qui correspond au temps de réponse donc à minimiser, de l'ordre de quelques ms à une dizaine de ms.

Le niveau de sensibilité d'un détecteur bolométrique se mesure comme étant la différence de température minimale détectable, c'est à dire équivalente au bruit, en Kelvin, notée NETD (Noise Equivalent Temperature Difference). Le NETD est typiquement de l'ordre de quelques dizaines de mK[6].

1.2.2 Systèmes optiques associés

Les matrices de micro-bolomètres actuellement commercialisées sont au pas pixel de $17\mu\text{m}$ voire $12\mu\text{m}$, avec des plans focaux (FPA) de résolutions variées en fonction des applications, des matrices 80×80 aux formats VGA (640×480), XGA (1024×768) et jusqu'au format HD 1920×1200 au pas de $12\mu\text{m}$ réalisé par SIERRA-OLYMPIC©[7]. L'augmentation du format des détecteurs complexifie le système optique à associer. Par ailleurs la tendance est à la diminution du pas pixel, notamment pour des raisons de coût afin de fabriquer plus de matrices de bolomètres par wafer. Pour compenser cette diminution du

pas pixel tout en préservant la sensibilité du détecteur il faut augmenter le flux reçu par unité de surface. Par ailleurs il faut s'assurer d'avoir une tache d'Airy de l'ordre de la taille d'un pixel.

Pour répondre à ces deux contraintes il est nécessaire d'augmenter l'ouverture des systèmes optiques associés aux détecteurs bolométriques. On rappelle en effet que le diamètre de la tache d'Airy D_{Airy} vaut

$$D_{Airy} = 2.44\lambda f_{\#} \quad (1.3)$$

avec λ la longueur d'onde et $f_{\#}$ le nombre d'ouverture du système optique qui correspond au rapport entre la focale f et le diamètre de D de l'ouverture du système optique :

$$f_{\#} = \frac{f}{D} \quad (1.4)$$

Ainsi plus un système est ouvert, plus son nombre d'ouverture $f_{\#}$ est petit et plus le diamètre de sa tache d'Airy, c'est à dire la limite de diffraction, est petit. La figure 1.3 permet de visualiser ces différents paramètres à travers un schéma optique simple. Concernant la relation entre la puissance P (en Watt) reçue par le détecteur et l'ouverture du système optique, et en se ramenant au cas simple de l'image d'une scène à l'infini, on obtient l'équation suivante :

$$P = \frac{d'^2}{4(f_{\#})^2} \cdot W \quad (1.5)$$

avec d' la dimension linéaire du détecteur (voir figure 1.3) et W l'émittance en Watt par centimètre carré émise par une source étendue.

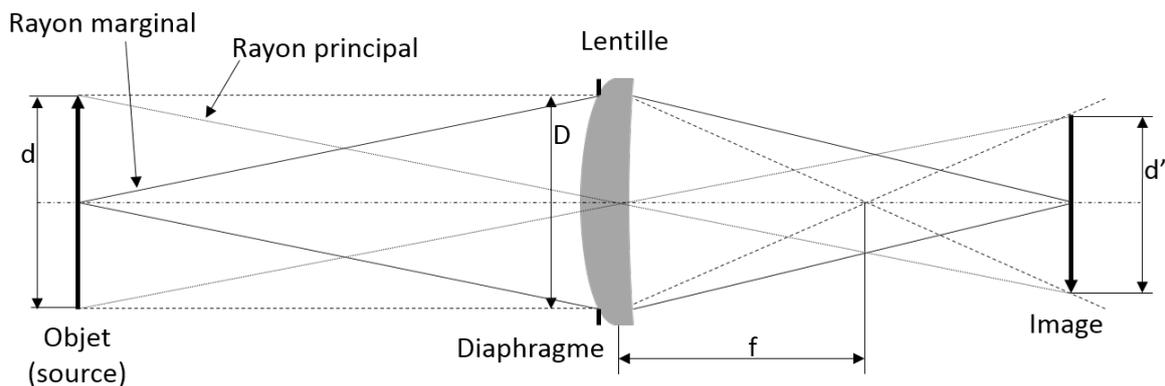


FIGURE 1.3 – Schéma d'un système optique simplifié constitué d'une lentille

Cependant plus l'ouverture est grande plus les rayons marginaux (qui passent par les bords de l'ouverture du système) s'éloignent de l'axe optique. Or au delà d'une région très restreinte autour de l'axe optique, une lentille ne se comporte plus selon l'optique

paraxiale et des aberrations peuvent apparaître. On rappelle que l'optique paraxiale est définie dans l'approximation de Gauss où l'on considère des rayons faiblement inclinés par rapport à l'axe optique. Cette approximation simplifie les calculs des angles de réfraction (voir loi de Snell-Descartes equation 1.8) en considérant le développement limité à l'ordre 1 des sinus et cosinus :

$$\sin(\theta) \approx \theta \quad (1.6)$$

$$\cos(\theta) \approx 1 - \frac{\theta^2}{2} \approx 1 \quad (1.7)$$

Les aberrations sont quantifiées par l'écart des rayons au point image paraxial (voir figure 1.4). On parlera par exemple d'aberrations du troisième ordre en considérant le développement limité au troisième ordre des équations 1.6 et 1.7.

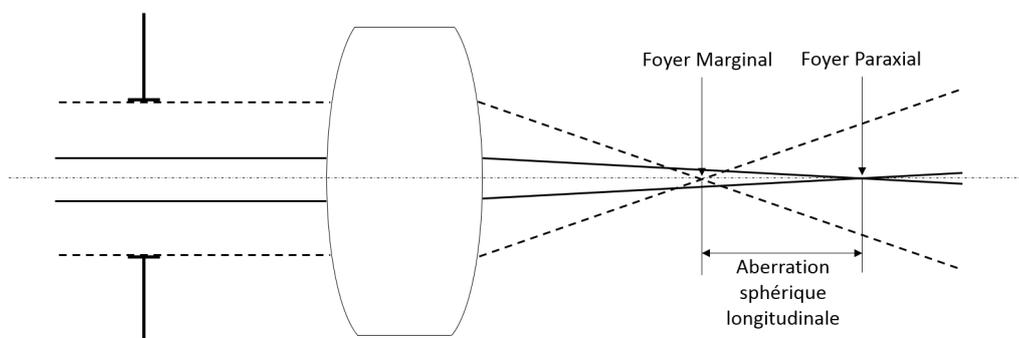


FIGURE 1.4 – Lentille présentant de l'aberration sphérique : les rayons marginaux convergent plus que les rayons paraxiaux

Les aberrations peuvent être classées en deux catégories : les aberrations chromatiques dues à la dispersion des matériaux utilisés et les aberrations géométriques dues à la géométrie des optiques. La conception optique consiste à choisir et optimiser les différents paramètres associés aux lentilles d'un système optique (matériau, géométrie, diaphragmes) afin de minimiser les aberrations et satisfaire le cahier des charges (ouverture, champ de vue, encombrement, résolution...).

Les aberrations chromatiques sont dues à la dispersion des matériaux utilisés dans les optiques, c'est à dire que l'indice de réfraction n varie avec la longueur d'onde. Etant donné la loi de Snell-Descartes (voir équation 1.8 et figure 1.5) qui décrit la réfraction de la lumière en fonction de l'angle d'incidence et des indices des deux milieux, l'angle de réfraction ne sera pas le même en fonction de la longueur d'onde pour un milieu dispersif.

$$n_1(\lambda). \sin(\theta_1) = n_2(\lambda). \sin(\theta_2) \quad (1.8)$$

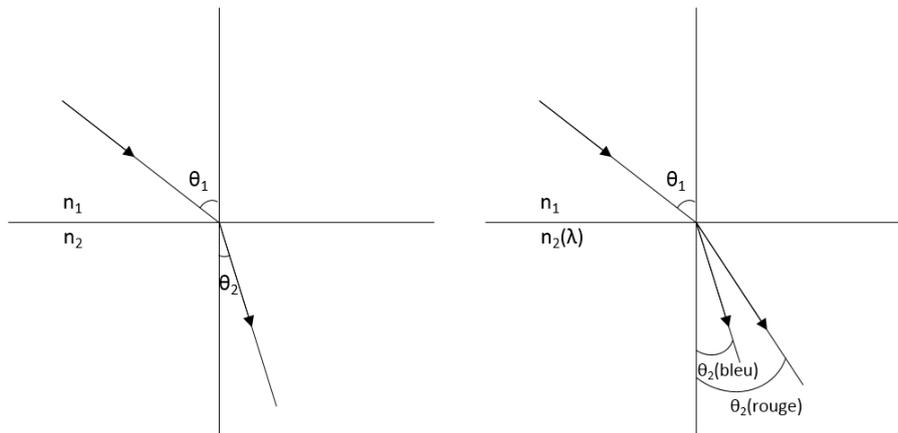


FIGURE 1.5 – La réfraction dépend de l’angle d’incidence de la lumière et de l’indice de réfraction des milieux traversés, ainsi que de leur éventuelle dispersion. A gauche réfraction en l’absence de dispersion, à droite réfraction dans un milieu dispersif pour lequel $n_2(\text{bleu}) > n_2(\text{rouge})$

La conséquence de ce chromatisme est que les rayons de différentes longueurs d’ondes ne focaliseront pas aux mêmes points en sortie du système optique. Pour éviter le chromatisme il faut utiliser des matériaux non dispersifs quand cela est possible. Dans l’infrarouge les optiques peuvent être réalisées en silicium, germanium, qui sont des matériaux très peu dispersifs, ou encore en ZnSe, ZnS, GASIR ou AMTIR qui sont dispersifs. Ces matériaux présentent un haut indice de réfraction, ce qui se traduit par de fortes réflexions de Fresnel en l’absence de traitement anti-reflet. Quand on ne peut pas utiliser de matériaux non dispersifs, on peut concevoir des doublets ou triplets de lentilles dans différents matériaux et de différentes formes pour compenser les aberrations chromatiques. Dans certains cas l’utilisation d’optiques diffractives présentant un chromatisme inverse aux optiques réfractives est envisagé pour compenser le chromatisme[8].

Les aberrations géométriques quant à elles sont uniquement dues à la géométrie des éléments optiques. Le front d’onde en sortie d’une lentille ou d’un groupe de lentilles présentant des aberrations monochromatiques sera différent du front d’onde de référence, qui correspond en l’absence d’aberrations à une sphère centrée sur le point image paraxial (voir figure 1.6). Par exemple dans le cas d’une lentille de profil sphérique les rayons marginaux sont plus déviés que les rayons paraxiaux, ce qui donne plusieurs foyers dont les deux extrêmes sont le foyer paraxial et le foyer marginal : il s’agit alors d’aberration sphérique (voir figures 1.4 et 1.6). L’écart entre le front d’onde aberrant et le front d’onde théorique en l’absence d’aberration peut être exprimé par la différence de chemin optique (OPD) que l’on donne souvent en “waves” c’est à dire en multiples de la longueur d’onde.

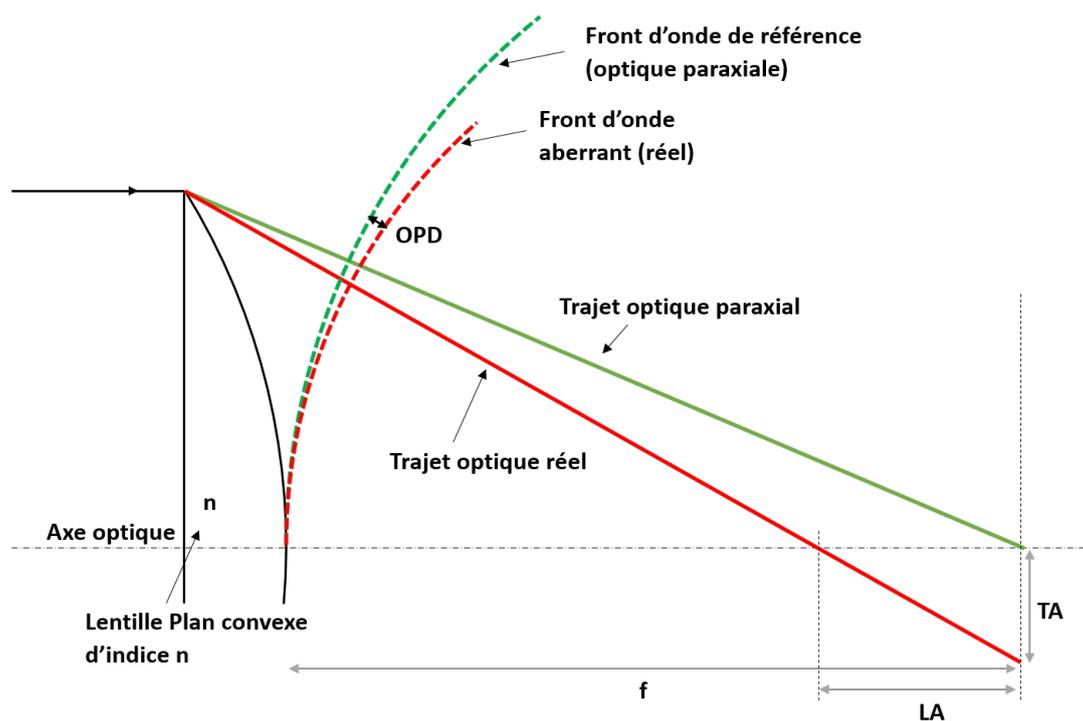


FIGURE 1.6 – L'écart aberrant du front d'onde réel par rapport au front d'onde théorique en l'absence d'aberration peut s'exprimer via la différence de chemin optique (OPD). Cette figure montre une aberration sphérique, caractérisée par une aberration longitudinale (LA) et une aberration transversale (TA).

Les aberrations géométriques du troisième ordre sont au nombre de 5 :

- l'aberration sphérique : déjà défini précédemment, c'est la seule aberration monochromatique sur axe. Les figures 1.4 et 1.6 représentent cette aberration : pour une lentille de profil sphérique, les rayons traversant le système optique en bord d'ouverture focalisent plus tôt sur l'axe optique que les rayons paraxiaux. Plus le diamètre d'ouverture d'une optique de profil sphérique est grand, plus l'aberration sphérique est importante. On peut polir des lentilles asphériques pour supprimer l'aberration sphérique, cependant elles sont plus complexes et plus coûteuses à réaliser que les surfaces sphériques.
- l'aberration de coma est une aberration dépendant à la fois du champ et de l'ouverture du système optique. Les rayons de bord d'ouverture ne focalisent pas à la même hauteur que ceux du centre de l'ouverture. La figure 1.7 représente ce phénomène.

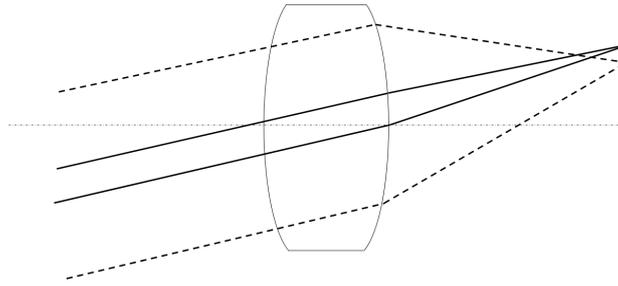


FIGURE 1.7 – Aberration de coma.

- l'aberration d'astigmatisme correspond à la focalisation dans deux plans différents des rayons issus du plan tangentiel (XZ) et du plan sagittal (YZ), représenté sur la figure 1.8.

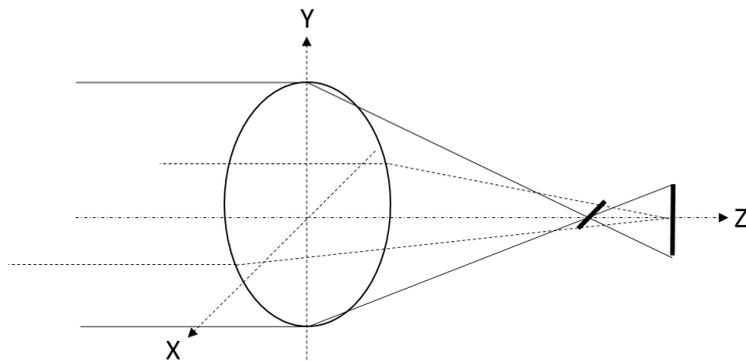


FIGURE 1.8 – Astigmatisme.

- l'aberration de courbure de champ correspond à la focalisation des rayons issus des différents champs non pas dans un plan image mais sur une surface sphérique (voir figure 1.9).

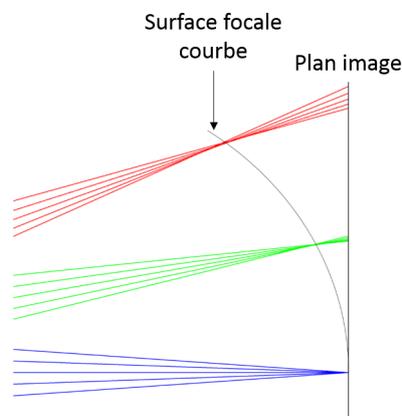


FIGURE 1.9 – Courbure de champ.

- l'aberration de distortion ne dépend que du champ. Elle correspond à la variation du grandissement avec le champ (voir figure 1.10).

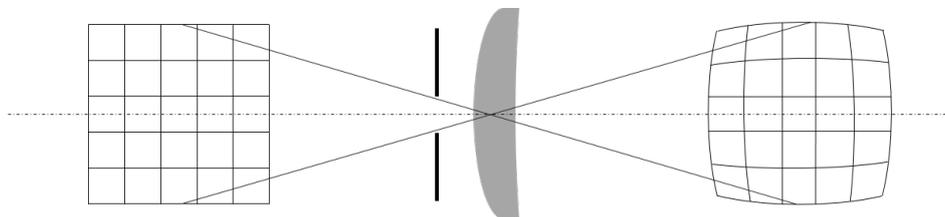


FIGURE 1.10 – Distortion négative dite en “barillet”. La distortion peut aussi être positive dite en “coussinet” avec une courbure des lignes vers l’intérieur.

Ces aberrations peuvent elles-mêmes se ranger en deux catégories : les aberrations sur axe et les aberrations de champ (hors axe). Il est possible de décorréliser les différentes aberrations et de les déterminer avec peu de rayons tracés. On fait alors appel aux coefficients de Seidel pour exprimer les différentes aberrations en fonction du point objet ou du point image (x' , y') et des coordonnées polaires (ρ , θ) du point d’intersection du rayon dans la pupille du système optique (voir figure 1.11).

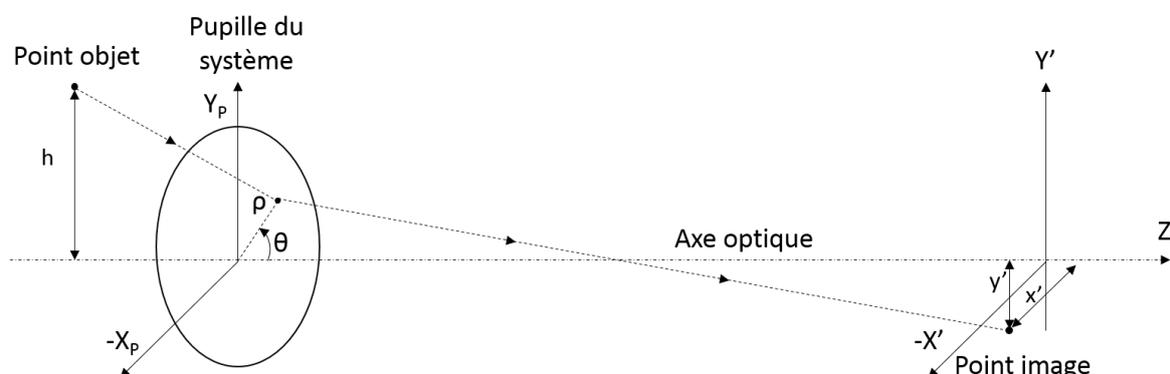


FIGURE 1.11 – Un rayon partant du point objet $y=h$ ($x=0$) traverse la pupille au point de coordonnées polaires (ρ , θ) et a pour coordonnées (x' , y') dans le plan image.

Grâce à ce système de coordonnées et à la symétrie axiale du système, il est possible d’exprimer l’écart W au front d’onde de référence en fonction des différentes aberrations géométriques et des coordonnées du système représenté dans la figure 1.11 :

$$W = \underbrace{W_{040}\rho^4}_{\text{Aberration sphérique}} + \underbrace{W_{131}y'\rho^3\sin(\theta)}_{\text{Coma}} + \underbrace{W_{222}y'^2\rho^2\sin^2(\theta)}_{\text{Astigmatisme}} + \underbrace{W_{220}y'^2\rho^2}_{\text{Courbure}} + \underbrace{W_{311}y'^3\rho\sin(\theta)}_{\text{Distortion}} \quad (1.9)$$

Avec W_{040} , W_{131} , W_{222} , W_{220} et W_{311} respectivement les coefficients des aberrations sphérique, de coma, d’astigmatisme, de courbure et de distortion du front d’onde. y' est la

coordonnée de champ, ρ la coordonnée radiale dans la pupille et θ l'angle dans la pupille (voir figure 1.11). Ces aberrations sont aussi appelées aberrations du troisième ordre car elles correspondent au développement limité à l'ordre 3 du sinus (contrairement à l'optique paraxiale qui ne considère que le développement limité à l'ordre 1, voir equation 1.6). Un autre outil utilisé pour le calcul des différentes aberrations est la décomposition de la phase dans la pupille sur la base de Zernike. Les logiciels de conception optique permettent le calcul des coefficients de Seidel et des polynômes de Zernike.

Les systèmes optiques associés aux détecteurs bolométriques présentent de fortes ouvertures, de l'ordre de $f_{\#} = 1$ afin de maximiser le flux utile sur le capteur (voir équation 1.5) et d'avoir une résolution suffisante pour suivre la tendance de la diminution du pas pixel (voir équation 1.3). Ces grandes ouvertures sont associées à des champs de vue étendus (de l'ordre de $\pm 30^\circ$), et les systèmes optiques associés sont donc potentiellement sujets à de fortes aberrations géométriques. Pour répondre à ces contraintes on peut avoir recours à des lentilles asphériques, coûteuses et complexes à réaliser. En effet si les procédés de fabrication par moulage de lentilles pour l'imagerie infrarouge se développent et s'avèrent moins coûteux que les optiques traditionnelles (en germanium, ou silicium poli), notamment avec l'utilisation des matériaux chalcogénures (GASIR, AMTIR...), les matériaux qui les constitue peuvent être coûteux (germanium, tellurium, selenium). La conséquence est le besoin d'optimiser le volume des optiques fabriquées pour minimiser leur prix. Par ailleurs, bien que les procédés de moulage de lentilles infrarouge montent en maturité les volumes doivent encore monter pour contribuer à la baisse des prix. Il y a un certain nombre de différences dans le procédé de moulage en comparaison des optiques visibles (bien moins coûteuses) : elles sont moins résistantes mécaniquement, moins stables thermiquement, leur température de transition est plus basse : c'est un avantage en terme d'énergie à fournir pour le moulage mais cela peut poser des problématiques lors du dépôt d'un traitement anti-reflet. Enfin lors de la phase de conception d'une lentille, il faut s'assurer que celle-ci soit réellement réalisable, et à quel prix : plus le profil est précis et complexe, plus la fabrication sera délicate et coûteuse d'où un prix plus élevé des lentilles asphériques. A titre d'exemple, on trouve dans le catalogue Thorlabs une lentille biconvexe en ZnSe de diamètre 1" ouverte à $f_{\#} = 1$ à un prix de 272.70€ (ref. LB7936-E3). Une lentille de mêmes dimensions, même focale, et même matériau, mais asphérique, vaut 803.87€ (ref. AL72525-G).

Pour garantir un système optique performant il faut aussi l'agencer judicieusement : placement du diaphragme d'ouverture, possibilité d'utiliser des systèmes optiques symétriques (objectif de type Petzval par exemple). Le domaine infrarouge offre la possibilité d'utiliser des matériaux peu dispersifs comme le silicium ou le germanium, qui présentent de hauts indices de réfraction ce qui est un avantage pour dévier fortement les rayons

lumineux (equation 1.8) mais qui entraînent d'importantes pertes par réflexion de Fresnel et obligent donc à utiliser des traitements antireflets.

1.3 L'infrarouge refroidi

En infrarouge refroidi on utilise des détecteurs quantiques. Très sensibles, ces détecteurs doivent être placés dans un environnement cryogénique pour minimiser le courant d'obscurité et imager la scène voulue sans être illuminés et éblouis par le rayonnement thermique de leur environnement immédiat (packaging du capteur, circuit de lecture, fenêtre, optiques...). L'intégration de ces détecteurs est donc plus contraignante qu'en infrarouge thermique de par l'utilisation de cryostats, mais les performances sont supérieures : puisque le détecteur est placé dans un cryostat et muni d'un diaphragme froid (voir figure 1.12) seuls les photons issus du système optique arrivent au plan focal, ce dernier n'est donc pas illuminé par d'autres éléments de son environnement comme le circuit de lecture ou les parois du cryostat. Cela constitue une différence clé par rapport aux détecteurs thermiques qui eux fonctionnent à température ambiante et sont donc illuminés par tous les éléments de leur environnement et pas seulement le signal optique de la scène à imager. Les détecteurs refroidis possèdent une très forte dynamique, ils peuvent être très rapides ou au contraire être utilisés sur de longues expositions (dépourvus de bruit en $1/f$ à basse température) pour s'adapter en fonction du flux.

Les applications pour ce type de détecteurs privilégient donc la performance à la fois en sensibilité et en rapidité. Ces détecteurs sont très utiles aux applications de défense (détection de personnes, guidage de missiles...), mais pas seulement. Leurs capacités en font des capteurs de choix pour les applications spatiales : observation de la terre, caractérisation d'atmosphères d'autres mondes (mission Cassini autour de Saturne, caractérisation d'exoplanètes par exemple), formations de systèmes planétaires, observation de galaxies lointaines. A titre d'exemple, le successeur du télescope spatial Hubble, le James-Webb Space Telescope (JWST) qui doit être lancé en 2020 sera un télescope infrarouge (de $0.6\mu\text{m}$ à $28\mu\text{m}$) de 6.5m de diamètre et d'une sensibilité jamais atteinte auparavant. Toujours en lien avec le spatial mais pour des applications non imageantes, les détecteurs infrarouges refroidis sont pressentis pour être utilisés comme capteurs pour les télécommunications en espace libre[9]. Il s'agit de communiquer non plus par ondes radio mais par laser sur de grandes distances (jusqu'à plus de 100 millions de km pour une sonde qui serait en orbite autour de Mars par exemple) or la divergence du faisceau laser, le speckle et les autres sources de bruit font qu'il est nécessaire de pouvoir détecter chaque photon de signal. Cette technologie présente un meilleur débit que les communications par onde radios actuellement utilisées. Enfin d'autres systèmes non imageants peuvent tirer parti

des hautes performances des capteurs infrarouge refroidis, nous citerons ici l'exemple du LIDAR[10]. En infrarouge refroidi la technologie des photodiodes à avalanche (APD) en tellurure de mercure-cadmium (HgCdTe) permet d'atteindre une sensibilité suffisamment élevée pour faire du comptage de photon.

Dans cette section nous introduirons en particulier la photodiode en tellurure de mercure-cadmium (HgCdTe) car c'est une technologie prédominante pour ce type de détecteurs et qu'elle est développée au sein des laboratoires du CEA-LETI. Cependant il est à noter que d'autres matériaux sont utilisés pour la détection infrarouge comme l'InGaAs, le PbSe, l'InSb, ...

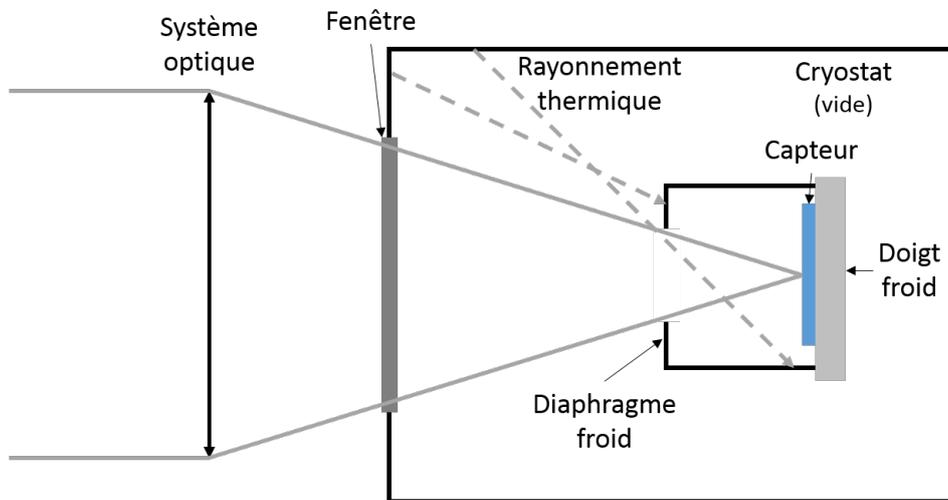


FIGURE 1.12 – Détecteur infrarouge refroidi dans son cryostat, protégé du rayonnement thermique parasite par un diaphragme froid

1.3.1 La photodiode en HgCdTe

Le matériau HgCdTe est un alliage de CdTe et de HgTe qui présente une forte sensibilité dans le spectre infrarouge du SWIR au LWIR. En effet la longueur d'onde de coupure λ_c de ce matériau est ajustable en fonction de la proportion d'Hg et de Cd.

$$\lambda_c = \frac{hc}{E_g} \quad (1.10)$$

Avec E_g l'énergie de gap du matériau, h la constante de Planck, c la vitesse de la lumière et λ_c la longueur d'onde de coupure. La partie "active" du détecteur est située sur un substrat en CdZnTe sur lequel nous reviendrons dans la partie 1.5 page 39. Le mécanisme de détection est celui d'une photodiode : l'absorption d'un photon aux longueurs d'onde infrarouge va faire passer un électron de la bande de valence à la bande de conduction

du matériau avec une certaine probabilité. Une fois que l'électron est passé dans la bande de conduction par effet photoélectrique, la paire électron-trou est diffusée et les porteurs de charge peuvent atteindre la zone de charge d'espace ou ils sont séparés par un champ électrique. Le rendement quantique des photodiodes HgCdTe est typiquement de $\nu=80\%$ dans le MWIR (moyen infrarouge, bande correspondant aux longueurs d'ondes allant de $2.5\mu m$ à $8\mu m$) et de 60% dans le LWIR. Un pixel délivre donc un courant électrique appelé courant photonique I_{ph} :

$$I_{ph} = \nu(\lambda) \cdot q \cdot \Phi_p \quad (1.11)$$

avec $\nu(\lambda)$ le rendement quantique du détecteur en fonction de la longueur d'onde, q la charge élémentaire de l'électron, et Φ_p le flux photonique incident monochromatique.

Les sources de bruit dans ces détecteurs sont :

- Le bruit de photons, lié à la statistique poissonnienne de l'arrivée des photons (qui vient de la nature quantique du photon). C'est la limite fondamentale d'un détecteur quantique.
- Le courant d'obscurité, que l'on diminue en refroidissant le détecteur à des températures cryogéniques. Il correspond au courant électrique résiduel du détecteur non éclairé.
- Le bruit de l'électronique de lecture
- Le bruit Johnson, négligeable sur une photodiode parfaite en absence de résistance de shunt
- Le bruit en $1/f$ qui peut contribuer à haute température

La photodiode à avalanche est une technologie particulière où les porteurs de charge se multiplient dans la zone de charge d'espace sous l'effet d'une forte polarisation inverse. Les électrons générés par effet photoélectrique acquièrent une forte énergie cinétique, et l'effet avalanche correspond à la perte de cette énergie par l'électron en arrachant de la bande de valence d'autres électrons. On obtient alors un gain de signal important.

1.3.2 Systèmes optiques associés

La section 1.2.2 a permis de rappeler quelques bases sur la conception optique. Dans cette section nous nous intéressons plus particulièrement aux systèmes infrarouge refroidis, qui sont coûteux et où le budget optique est non négligeable. Ces systèmes présentent un certain nombre de caractéristiques dont il va falloir tenir compte lors de la conception optique et en premier lieu la présence d'un cryostat et d'un diaphragme froid. Ces éléments sont représentés sur la figure 1.12. Le cryostat permet de faire le vide autour du détecteur, qui est refroidi via un doigt froid en contact à l'arrière du capteur. Les parois du cryostat qui permettent de maintenir l'ensemble dans le vide rayonnent car elle ne sont pas froides.

1.4. Les optiques sub-lambda : principe de fonctionnement et applications

Le rôle du diaphragme froid est de protéger le capteur des rayonnements parasites (issus des parois du cryostat ou d'autres sources), afin de n'imager que la scène désirée. Pour se protéger au mieux des rayonnements parasites, l'ouverture doit être limitée pour que le diaphragme froid, qui est la pupille de sortie du système optique et aussi appelé pupille froide, soit assez étroit et bloque toute la lumière parasite. La sensibilité des détecteurs refroidis permet d'utiliser des systèmes optiques moins ouverts qu'en infrarouge thermique, avec des nombres d'ouverture $f_{\#}$ qui varient en fonction de l'application. Afin de séparer le signal utile du bruit de la scène, il peut aussi être nécessaire de filtrer le signal aux longueurs d'onde d'intérêt, notamment pour les applications actives (télécommunications en espace libre, LIDAR).

Le pas pixel des matrices en infrarouge refroidi a tendance à diminuer ce qui demande des systèmes optiques en limite de diffraction et de plus en plus ouverts. Dans ce cadre la complexité et l'encombrement du système optique, donc son coût, vont croissant et disposer d'optiques légères, peu encombrantes, qu'il serait possible de situer dans le cryostat voire de refroidir pour diminuer le bruit constituerait un atout. Les optiques sub-lambda, par nature peu encombrantes et légères constituent donc un champ de recherche intéressant pour les systèmes optiques associés à des imageurs infrarouge refroidis.

Etant donné que la qualité avec laquelle on concentre la lumière sur les pixels du capteur est un aspect important pour les performances d'un système infrarouge refroidi, il est aussi envisagé d'aller plus loin et de positionner des microlentilles au plus près du détecteur pour concentrer la lumière sur la zone active du pixel. De telles microlentilles pourraient améliorer la Fonction de Transfert de Modulation (FTM, figure de mérite quantifiant la transmission des fréquences spatiales par un système d'imagerie) sur des matrices de pixels, mais aussi être utilisées sur de grandes diodes pour des applications non imageantes. Ce sera l'objet de la section 1.5.

1.4 Les optiques sub-lambda : principe de fonctionnement et applications

Les optiques sub-lambda correspondent à une structuration d'un matériau avec des motifs de dimensions caractéristiques inférieures à la longueur d'onde. Cette structuration artificielle de la matière permet d'obtenir des propriétés qui ne se trouveraient pas naturellement, c'est pourquoi on parle aussi de métasurface ou métamatériau. Un grand nombre de structures ont été proposées dans la littérature[11, 12], dans différents types de matériaux (diélectriques, métalliques) et faisant intervenir différents types de mécanismes : plasmons[13, 14, 15], modes guidés dans des structures à haut contraste d'indice[16, 17], retardateurs de phase sub-lambda à haut contraste d'indice[15, 18, 19, 20, 21], indice

effectif[22, 23, 24, 25]... Dans le cadre de cette thèse, le choix a été fait de travailler avec des matériaux diélectriques afin de limiter l'absorption comparativement aux métaux[5]. Pour approcher le fonctionnement d'une structure sub-lambda, on peut la voir comme un réseau de diffraction 2D au pas inférieur à la longueur d'onde.

1.4.1 Du réseau de diffraction à l'optique sub-lambda

Un réseau de diffraction est une structuration périodique d'un matériau. Cette structuration a pour effet de faire apparaître des figures de diffraction de la lumière en fonction de la période du réseau, de l'indice de réfraction des milieux de propagation, de l'angle d'incidence et de la longueur d'onde. La lumière est transmise (ou réfléchi) dans différentes directions appelés ordres de diffraction (voir figure 1.14). Ces ordres de diffraction correspondent à des interférences constructives de la lumière dans certaines directions en sortie du réseau. On peut citer la structuration avec des fentes (voir figure 1.13) ou en échelle par exemple (voir figure 1.14), et un mode de fonctionnement en transmission ou en réflexion. Pour calculer les ordres diffractés par un réseau on utilise la loi des réseaux :

— Pour un réseau en réflexion :

$$n_1 \sin(\theta_m) = n_1 \sin(\theta_i) - m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (1.12)$$

— Pour un réseau en transmission :

$$n_2 \sin(\theta_m) = n_1 \sin(\theta_i) + m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (1.13)$$

Avec m un nombre entier qui est appelé l'ordre de diffraction, n_1 et n_2 les indices de réfraction du milieu incident et du matériau en sortie de réseau, θ_i l'angle d'incidence et θ_m l'angle diffracté à l'ordre m , λ la longueur d'onde et Λ la période du réseau. La loi des réseaux montre bien que le rapport entre la longueur d'onde et la période du réseau est un facteur déterminant. En effet un réseau de diffraction ne comportera des ordres supérieurs ou égal à 1 que dans certaines conditions de périodicité et de longueur d'onde.

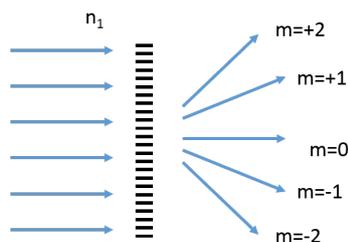


FIGURE 1.13 – Réseau de diffraction en transmission

1.4. Les optiques sub-lambda : principe de fonctionnement et applications

Un type de réseau particulier est le réseau blazé ou réseau en échellette (voir figure 1.14), optimisé pour coupler la lumière dans un ordre de diffraction donné m , à une longueur d'onde donnée λ . Il se caractérise par des motifs en dent de scie de période Λ , qui présentent un angle θ_B dit angle de blaze. Dans le cas d'un réseau en transmission, qui nous intéressera par la suite, on choisit l'angle de blaze de sorte qu'à la longueur d'onde d'intérêt la déviation due à la réfraction θ_r coïncide avec la déviation due à l'ordre de diffraction voulu θ_m . En clair, pour reprendre le cas illustré par la figure 1.14 avec un couplage à l'ordre m et un angle d'incidence θ_i nul par rapport au plan du réseau, l'équation des réseaux en transmission 1.13 nous donne :

$$n_2 \sin(\theta_m) = m \frac{\lambda}{\Lambda} \quad (1.14)$$

Par ailleurs la loi de Snell-Descartes au niveau de l'interface entre le rayon incident et le réseau en dents de scie donne :

$$n_2 \sin(\theta_r) = n_1 \sin(\theta_B) \quad (1.15)$$

Finalement, pour maximiser le couplage du réseau blazé à l'ordre m , on définit l'angle de blaze de sorte à égaliser la déviation par réfraction et la déviation due à la diffraction à l'ordre m . On pose donc $\theta_r = \theta_B - \theta_m$, donc d'après les équations 1.14 et 1.15 on veut définir l'angle de blaze θ_B de sorte à respecter l'égalité suivante :

$$\theta_B - \arcsin\left(\frac{n_1}{n_2} \sin(\theta_B)\right) = \arcsin\left(\frac{m\lambda}{n_2\Lambda}\right) \quad (1.16)$$

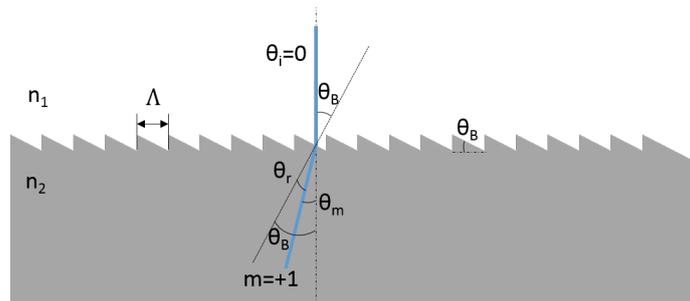


FIGURE 1.14 – Réseau de diffraction en échellette en transmission

A quelles conditions les ordres supérieurs ou égal à 1 existent-ils ? Pour simplifier considérons un éclairage en incidence normale c'est à dire $\theta_i = 0$, sur un réseau de diffraction en transmission. Le cas d'un réseau en réflexion et/ou d'ordres de diffraction inférieurs ou égal à -1 est similaire à un signe près. En éclairage normal l'équation 1.13 devient :

$$n_2 \sin(\theta_m) = m \frac{\lambda}{\Lambda}$$

Soit

$$\sin(\theta_m) = m \frac{\lambda}{n_2 \Lambda}$$

Si $\frac{\lambda}{n_2 \Lambda} > 1$ alors quelque soit $m \neq 0$ $\left| m \frac{\lambda}{n_2 \Lambda} \right| > 1$ donc il n'existe pas d'ordres propagatifs autres que l'ordre 0, qui correspondrait alors à la réfraction (voir équation 1.8). On parle alors de réseau à l'ordre 0 ou de réseau sub-lambda car $\lambda > n_2 \Lambda$. En pratique nous verrons que l'ordre 0 peut être très largement prépondérant même sans atteindre ce critère de finesse du réseau.

Cependant il serait trompeur de considérer qu'un réseau à l'ordre 0 n'a pas plus d'effet sur un front d'onde qu'une interface non structurée. On peut, à ce stade, simplement dire qu'il ne diffracte pas la lumière dans des ordres autre que l'ordre 0. Comme cela a déjà été mentionné, les propriétés exotiques des réseaux sub-lambda ont été observées dès le début du *XX^{ième}* siècle par Wood[4] qui a détecté des anomalies (raies sombres correspondant à de forts changements du rendement de diffraction) en fonction de la polarisation et de la longueur d'onde de la lumière dans le spectre réfléchi par des réseaux de diffraction au pas de plus en plus petit. Si le comportement varie fortement en fonction de la polarisation de la lumière c'est du fait que le réseau soit en 1D, c'est à dire qu'il y ait une variation périodique de l'indice de réfraction selon une seule direction. Dans le cas de réseaux 2D (voir figure 1.15) on peut supprimer la dépendance à la polarisation de la lumière en faisant varier de la même façon l'indice de réfraction dans deux directions orthogonales. Les outils mathématiques permettant de rendre compte de ces phénomènes n'ont été mis au point que plusieurs décennies après l'observation des anomalies de Wood, notamment les méthodes différentielles, intégrales et modales (voir section 2.3).

Dans un réseau à l'ordre 0, ou plus généralement dans une métasurface, la lumière interagit fortement avec les résonateurs sub-lambda, qui ont un effet sur l'onde qui les traverse. Ces effets sont notamment observés quand les résonateurs présentent un fort contraste d'indice par rapport au milieu incident. La lumière est couplée dans les modes de la structure qui vont rayonner en champ proche et en champ lointain en modifiant la phase, l'amplitude, la polarisation et la dispersion de la lumière[11].

L'agencement de ces optiques en réseaux de pas inférieur à la longueur d'onde permet d'être dans le cas d'un réseau à l'ordre 0 et de tirer parti des propriétés optiques des métasurfaces, par exemple en discrétisant finement la phase pour modifier un front d'onde[26]. La conception de nos optiques sub-lambda consiste dès lors à obtenir un jeu de résonateurs qui permette d'avoir un déphasage de 0 à 2π d'amplitude et de la distribuer spatialement pour obtenir la fonction optique désirée. On peut faire de même pour définir spatialement la polarisation[27] ou l'amplitude du front d'onde dans le cas d'autres applications.

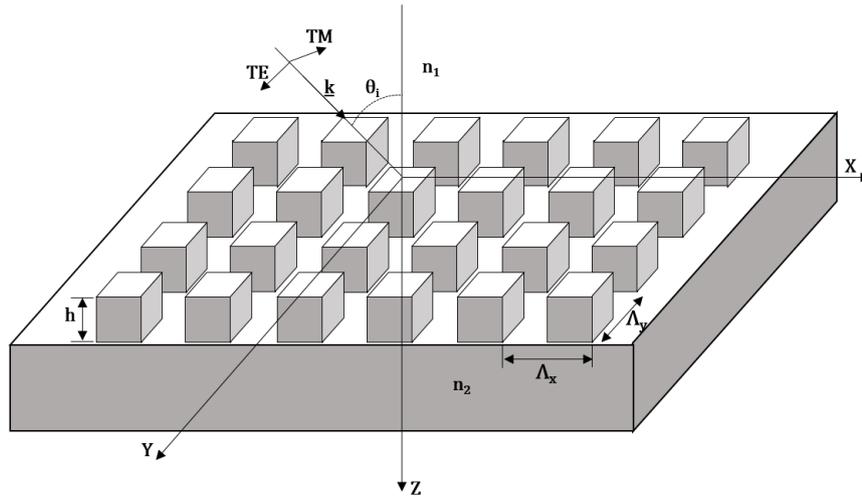


FIGURE 1.15 – Réseau de diffraction 2D, avec n_1 et n_2 les indices de réfraction du milieu incident et du réseau de diffraction, TE et TM les deux modes de polarisation de l'onde électromagnétique incidente, \underline{k} le vecteur d'onde de l'onde incidente, θ_i l'angle d'incidence, h la hauteur des motifs gravés en réseau, Λ_x et Λ_y la période du réseau selon les axes x et y .

1.4.2 Les applications des optiques sub-lambda

Comme nous l'avons présenté ci-dessus, les optiques sub-lambda ont des propriétés optiques différentes des optiques réfractives. Leur nature binaire permet de les réaliser au moyen de procédés de fabrication collectifs issus de la microélectronique donc à moindre coût. Pour toutes ces raisons de nombreuses études s'intéressent depuis des années aux différents domaines d'application de ces optiques, à la fois pour des systèmes photoniques imageants et non-imageants.

Pour les applications imageantes, les démonstrateurs concernent essentiellement des lentilles monochromatiques du fait de la dispersion dans les optiques sub-lambda. Ainsi des micro-lentilles, parfois de grande ouverture, ont été réalisées avec une bonne qualité optique dans le proche infrarouge[14, 15, 17, 18, 19, 21]. On peut aussi citer des démonstrations de systèmes imageant entièrement constitués de lentilles sub-lambda[28] dans le proche infrarouge (850nm). Des systèmes actifs utilisant des MEMS (Microsystèmes électromécaniques) ont aussi été proposés[29, 30, 31] pour adapter les propriétés d'optiques sub-lambda comme la longueur focale. Par nature il est possible d'envisager avec des métasurfaces des propriétés optiques impossible à trouver par ailleurs, comme des matériaux à indice de réfraction négatif[32], ou encore des rétro-rélecteurs plans[33]. Des recherches s'intéressent aussi à rapprocher des métasurfaces diélectriques nanostructurées de propriétés jusqu'alors propres aux métasurfaces plasmoniques (comme l'indice de réfraction négatif par exemple)[34], dans le but d'éviter les pertes par absorption métallique,

et d'être compatible avec les technologies CMOS.

Il est possible de contrôler la réponse d'optiques sub-lambda en fonction de la polarisation de la lumière, en utilisant des résonateurs elliptiques par exemple[27], ou encore des réseaux 1D. Il a ainsi été proposé d'utiliser des réseaux sub-lambda pour faire de la coronographie en astronomie, sur la base d'une architecture à quatre quadrants[24, 35] mais aussi avec des vortex[36]. Dans le domaine des réseaux sub-lambda à une dimension, les travaux sur les réseaux à haut contraste d'indice (HCG)[37, 38, 39] ont donné lieu à des applications dans des VCSEL (diode laser à cavité verticale émettant par la surface)[40].

L'holographie est aussi un pan important des applications des optiques sub-lambda[41, 42, 43]. Il a été démontré la possibilité d'encoder plusieurs hologrammes en fonction de l'angle d'incidence de l'éclairage d'une surface sub-lambda[44], en contrôlant la réponse en phase de la lame sub-lambda en fonction de l'angle d'incidence. Les optiques sub-lambda pourraient aussi se voir utilisées pour l'imagerie à travers des milieux diffusants[45] comme les tissus biologiques, en les utilisant en tant que masque de phase désordonné connu, afin de limiter les effets de la diffusion dans les tissus biologiques, et d'améliorer la qualité des images prises dans des milieux diffusants.

Une propriété des optiques diffractives en général et de nos optiques sub-lambda en particulier est leur fort chromatisme[5, 11, 12, 46, 47, 48]. En effet par nature le comportement des optiques diffractives est dépendant de la longueur d'onde : d'une part dans le cas d'un réseau de diffraction la longueur d'onde intervient dans le calcul des ordres de diffraction (voir équations 1.12 et 1.13), et d'autre part dans le cas d'un réseau sub-lambda à l'ordre 0 la longueur d'onde va intervenir dans les modes de la structure et donc en sortie le champ rayonné peut être fortement dépendant de la longueur d'onde. Il est cependant intéressant de noter que dans le cas limite théorique d'un méta-matériau structuré à l'échelle atomique on recrée un matériau de toute pièce. Or dans la nature tous les matériaux ne sont pas dispersifs : le silicium est par exemple un matériau très peu dispersif dans l'infrarouge. Il est donc possible, en théorie, de structurer de telle sorte un méta-matériau pour qu'il soit non-dispersif. Cependant ce cas reste théorique et nos moyens de fabrication ne permettent de descendre qu'à des échelles de l'ordre de la centaine de nanomètre de dimension critique pour des procédés avancés, voire quelques dizaines de nanomètres avec des outils de lithographie en immersion pour des procédés sur wafers de 300mm. Dès lors d'autres stratégies sont à adopter pour contrer le chromatisme : on peut envisager de tirer partie du chromatisme inverse des optiques diffractives par rapport à celui des optiques réfractives afin d'annuler le chromatisme dans le cadre d'un système alliant réfractif et diffractif[8, 49, 50, 51], ou essayer de contrôler ce chromatisme[52]. On peut aussi noter que la théorie des milieux effectifs prédit une baisse du chromatisme avec la diminution de la période d'un réseau sub-lambda (loi d'indice effectif en $\frac{\Lambda}{\lambda}$ avec λ la longueur d'onde et Λ la

période du réseau sub-lambda)[22, 23, 24, 25]. Donc utiliser des procédés de lithographie avancée pour atteindre de plus petites dimensions critiques doit permettre de diminuer ce chromatisme[53]. De nouveaux concepts comme les méta-atomes peuvent permettre de faire du multiplexage en longueur d'onde afin d'avoir des optiques sub-lambda optimisées non pas pour une seule mais pour plusieurs longueurs d'ondes[54, 55, 56, 57, 58]. Enfin des travaux envisagent d'utiliser des méthodes de traitement du signal pour améliorer l'imagerie large bande d'optiques sub-lambda[59]. Cependant beaucoup de progrès restent à faire pour atteindre des largeurs de bande compatibles avec nos utilisations par exemple en imagerie LWIR sur la bande 8-14 μm avec de bonnes efficacités. Nous reviendrons sur ce sujet dans les perspectives de cette thèse dans le chapitre 4.

Sans être exhaustive, cette section se proposait de montrer une partie de l'étendue des applications à l'état de l'art actuel des optiques sub-lambda, principalement du côté des matériaux diélectriques. Ce sujet en photonique est stratégique pour bien des domaines en ce qu'il permet d'obtenir des propriétés optiques innovantes avec des objets plans et donc fabricables par procédés issus de la microélectronique. Cependant la conception, la simulation, la réalisation et la caractérisation de ces optiques demeure un sujet d'étude où bien des difficultés doivent encore être surmontées. Outre le chromatisme, pour les applications d'imagerie, il est utile autant que complexe de simuler et implémenter des optiques sub-lambda de taille centimétrique dans des systèmes optiques hybrides réfractifs et diffractifs. En effet si de premiers travaux commencent à aborder le sujet des optiques sub-lambda imageantes de grande taille[60], la plupart des travaux à l'état de l'art concernent des micro-optiques de dimensions allant de quelques dizaines à quelques centaines de micromètres.

1.5 Optique de concentration en face arrière d'une APD

Parmi les applications pour lesquelles les photodiodes à avalanche en HgCdTe peuvent présenter des caractéristiques avantageuses, nous avons cité précédemment les télécommunications en espace libre et le LIDAR. En effet le fort gain des APD en HgCdTe permet d'atteindre des sensibilités très élevées et donc de détecter un signal constitué de peu de photons. Pour ces applications la propagation d'un signal laser en espace libre sur de longues distances affaiblit le signal du fait de la divergence du faisceau laser mais aussi des turbulences atmosphériques engendrant du bruit. Dès lors il faut un très bon rapport signal sur bruit (SNR) du détecteur. Dans le cadre de ces applications, outre le filtrage pour se limiter aux longueurs d'onde utiles il est intéressant de :

- Diminuer la taille des pixels pour diminuer le courant d'obscurité,

- Concentrer toute la lumière sur la zone active des pixels afin d'augmenter la bande passante qui peut être limitée par la diffusion de porteurs de charges absorbés entre les pixels,
- Limiter le nombre de diodes en parallèle afin de fiabiliser le détecteur.

Afin de répondre à ces différents points, nous avons travaillé sur un projet d'ajout d'optiques de concentration en face arrière d'une APD en HgCdTe. En effet, la face arrière d'une APD est en CdZnTe qui est transparent dans nos gammes de longueur d'ondes et d'indice de réfraction $n=2.7$ ce qui en fait un matériau intéressant pour la fonctionnaliser optiquement. Dans un premier temps, plusieurs solutions d'optiques de concentrations ont été étudiées et simulées : des optiques diffractives d'une part, et des microlentilles réfractives d'autre part. Différentes solutions diffractives ont été simulées dans le cadre de ce projet : des métasurfaces à base d'empilement métallique - diélectrique, et des métasurfaces diélectriques. Les résultats de ces simulations de métasurfaces ont mis en évidence un niveau de concentration et de rendement intéressant mais moindre que des micro-lentilles réfractives. Ces résultats demeurent prometteurs pour une étude préliminaire mais des simulations et optimisations complémentaires devront être menées afin de répondre pleinement au cahier des charges pour cette application : forte concentration, forte transmission à la longueur d'onde d'intérêt, faisabilité par nos outils de fabrication. Dans le cadre de ce projet, pour un premier prototype, il a été décidé de s'orienter vers la fabrication de microlentilles réfractives gravées en face arrière de photodiodes. Ce type de concentrateur est, à ce stade, plus mûr que l'utilisation de métasurfaces. Cette solution réfractive peut être vue comme une solution de référence, une conception optique classique qu'il est intéressant de confronter à des approches nouvelles comme les métasurfaces.

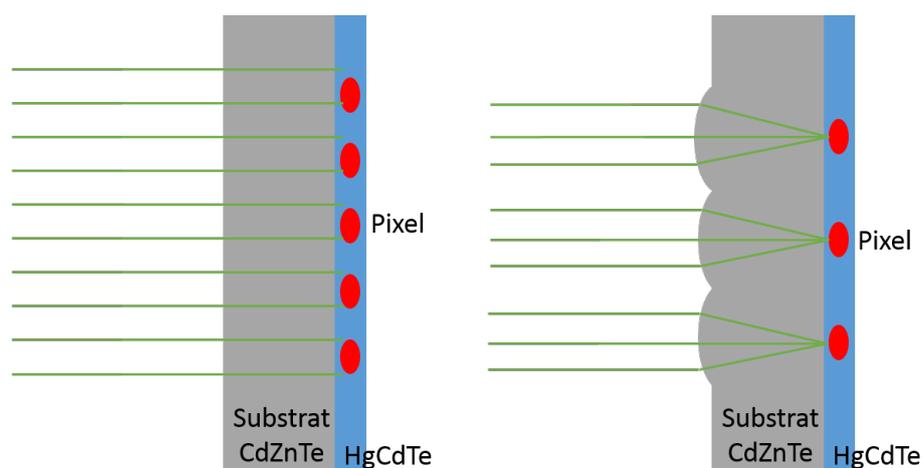


FIGURE 1.16 – La gravure de microlentilles dans le substrat en CdZnTe en face arrière d'une APD en HgCdTe permettrait de réduire le nombre de pixels et concentrer mieux la lumière.

1.5. Optique de concentration en face arrière d'une APD

Les figures 1.16 et 1.17 montrent le gain potentiel de l'ajout de microlentilles réfractives : meilleure concentration de la lumière pour l'augmentation de la bande passante, diminution du nombre de diodes et possibilité de limiter la taille des pixels pour minimiser le courant d'obscurité. Cette étude a été menée en équipe autour de la conception, la réalisation et la caractérisation de microlentilles en face arrière d'APD gravées directement dans le substrat en CdZnTe.

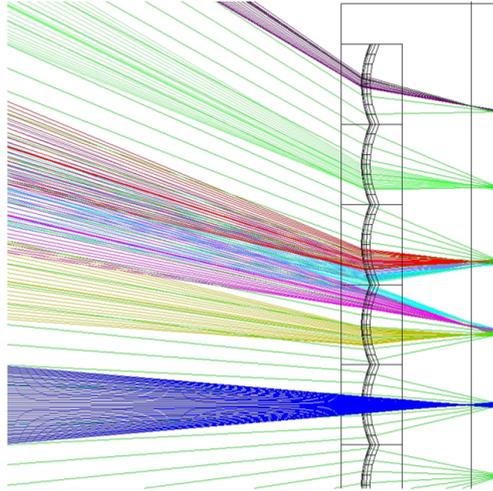


FIGURE 1.17 – Simulation sous Zemax d'une matrice de microlentilles dans un substrat en CdZnTe.

Graver de telles micro-lentilles à façon requiert une très grande précision et constitue un défi. En effet les dimensions caractéristiques de ces micro-lentilles sont de quelques centaines de micromètres de diamètre, avec une flèche inférieure à $100\mu\text{m}$. La gravure du CdZnTe est mal connue, nous avons donc commencé par mesurer l'impact du procédé de gravure sur la transmission optique du CdZnTe. Pour ce faire, la transmission d'une lame en CdZnTe a été mesurée avant et après gravure. Il s'agit d'une gravure plane, afin de ne pas avoir de fonction optique et de mesurer uniquement la différence de transmission de l'échantillon après gravure. Cette étape permet aussi de caractériser la vitesse de gravure et la rugosité de la zone gravée. La caractérisation de la transmission de l'échantillon avant et après gravure s'est faite avec un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR). Par ailleurs il est possible de visualiser l'échantillon au microscope électronique à balayage (MEB), afin de connaître l'épaisseur gravée et d'estimer la rugosité de l'échantillon. L'échantillon test de CdZnTe a été gravé en 8 zones de 1mm^2 , chacune correspondant à des paramètres de gravures différents. La profondeur choisie est de $1\mu\text{m}$, afin de minimiser le temps de gravure pour une si grande surface. Cette profondeur est suffisante pour estimer l'impact du procédé sur la transmission.

Le temps de gravure est fortement dépendant des paramètres choisis, qui ont aussi

un impact sur la transmission du matériau. In fine il s'agit d'identifier quels paramètres de gravure sont acceptables pour préserver la transmission optique du substrat tout en maximisant la vitesse de gravure.

Une fois l'échantillon gravé, nous avons procédé à la caractérisation au FTIR des zones gravées afin de mesurer l'impact du procédé de gravure sur la transmission optique du CdZnTe. Pour avoir accès aux petites zones gravées, nous avons placé un diaphragme de 1mm de diamètre sur la lame aux endroits gravés, et illuminé dans le FTIR avec un faisceau laser de visée de plusieurs mm de diamètre afin de viser plus aisément. On s'assure ainsi que la lumière passe uniquement dans la zone d'intérêt sur le substrat. L'inconvénient de cette mesure est qu'elle comporte des marges d'erreur liées au bon positionnement du diaphragme (il faut recouvrir au maximum la zone gravée et au minimum les zones adjacentes non gravées) et à l'inhomogénéité du faisceau laser de visée. Pour quantifier l'incertitude liée à l'inhomogénéité du faisceau laser, plusieurs mesures ont été réalisées à différents endroits non gravés du substrat. Ces mesures permettent aussi de définir une transmission de base du substrat à comparer aux transmissions des zones gravées.

La mesure montre une transmission affectée par la gravure et se rapprochant de la transmission normale du CdZnTe à mesure qu'on diminue la vitesse de gravure.

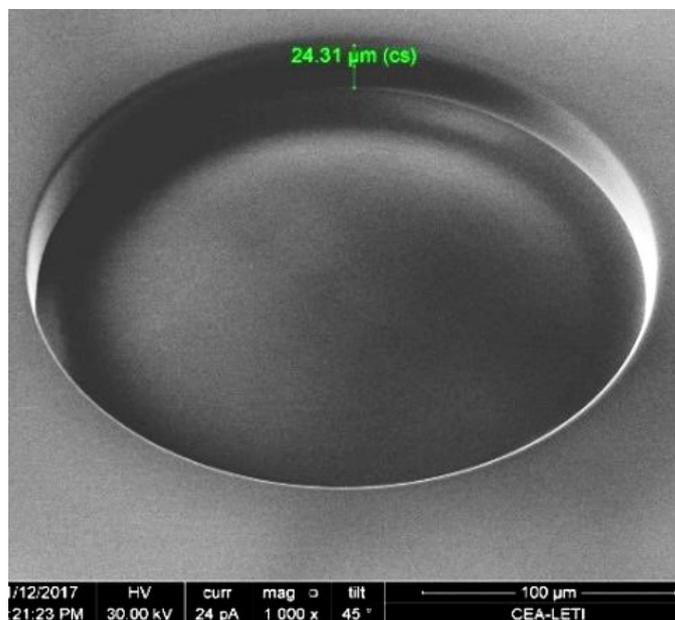


FIGURE 1.18 – Vue MEB d'une lentille gravée dans du CdZnTe

Suite à cette étude préliminaire, de premières lentilles en CdZnTe ont été fabriquées (voir figure 1.18). Ces premiers prototypes en face arrière de diodes HgCdTe ont pu être caractérisés. La figure 1.19 montre une mesure sur un détecteur où des microlentilles sont gravées : les zones où la lumière est focalisée par les microlentilles montrent un

niveau de signal bien plus important que les zones non structurées. Cette étude ouvre des perspectives pour la fonctionnalisation du substrat de diodes HgCdTe pour certaines applications où le besoin en concentration de la lumière est critique.

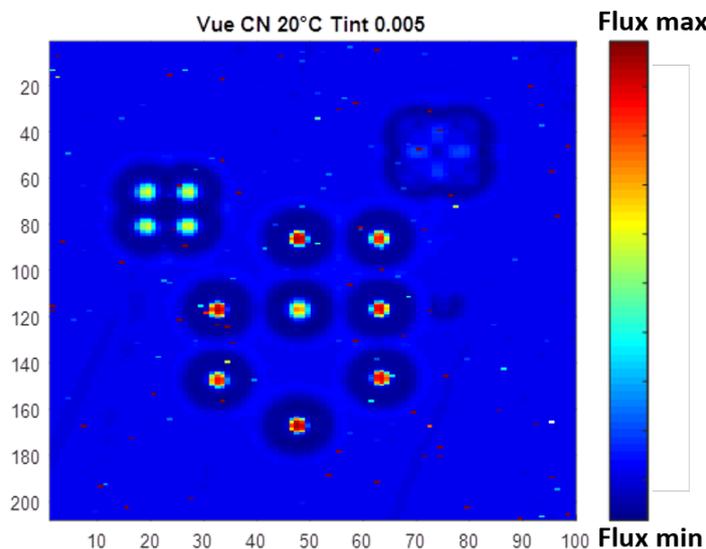


FIGURE 1.19 – Caractérisation de la distribution d’intensité due à des lentilles gravées en face arrière d’un détecteur en HgCdTe. Différentes géométries de microlentilles ont été testées sur cet échantillon et montrent un niveau de performance élevé.

Ces travaux ont été présentés à la conférence Photonics West 2018[61] et demeurent en cours de développement.

1.6 Conclusion

Les systèmes optiques associés aux détecteurs infrarouge voient leur complexité, et parallèlement leur coût, augmenter pour suivre l’augmentation du format des détecteurs et la diminution du pas pixel. En infrarouge refroidi, pour les applications hautes performances, il est intéressant de fabriquer des systèmes optiques plus légers, moins encombrants, et idéalement refroidis dans le cryostat pour améliorer les performances et diminuer l’encombrement du système. Toujours dans ce domaine, la présence d’optiques de concentration en face arrière des détecteurs pour améliorer leur SNR et leur FTM est un champ de recherche innovant où des développements en micro-optique sont nécessaires. En infrarouge thermique les applications visées sont sur des marchés à fort volume, où il faut donc trouver des solutions optiques à bas coût.

Dans ce contexte, des travaux ont été menés sur l’aspect réfractif en privilégiant une approche de miniaturisation des systèmes optiques avec des matrices de microlentilles[62]

ou des lentilles de Fresnel[63]. La fabrication d'optiques réfractives en silicium au moyen de procédés collectifs issus de la microélectronique est un sujet de recherche dans nos laboratoires dont l'objectif est de pouvoir fabriquer à faible coût des optiques réfractives à façon. Dans le cadre de cette thèse, nous nous intéressons à l'apport que peuvent présenter les optiques sub-lambda ou métasurfaces optiques.

Les optiques sub-lambda apparaissent comme une solution peu coûteuse, car elles sont réalisables au moyen de procédés collectifs issus de la micro-électronique et sont planes, en comparaison des optiques réfractives utilisées habituellement dans les systèmes infrarouge. Cependant la maîtrise de leurs propriétés (en transmission, en sensibilité angulaire, en dispersion etc.) est complexe, et la conception de solution uniquement sub-lambda pour des systèmes optique d'imagerie infrarouge n'est pas immédiate. Une première étude de solutions optiques de concentration en face arrière de photodiodes en infrarouge refroidi a mis en avant qu'en fonction des applications et des cahiers des charges, l'utilisation de métasurfaces optiques peut être intéressante mais ne va pas forcément de soi face à des solutions réfractives. Dans ce cadre et au vu de ce projet nous sommes amenés à établir un cahier des charges "simplifié" pour étudier comment tirer parti au mieux de la présence d'optiques sub-lambda dans un système optique infrarouge :

- En premier lieu nous avons décidé de nous concentrer sur des structures diélectriques, afin d'éviter les pertes métalliques. En première approche il est cependant peu probable de démontrer de très fortes transmissions ($>90\%$), aussi nous fixerons comme ordre de grandeur acceptable la transmission du silicium, qui est le matériau que nous allons structurer, et qui vaut 70% dans le LWIR pour une interface air-Si.
- Etant donné la nature généralement dispersive des métasurfaces optiques (voir sections 1.4 et 4.5), nous travaillerons dans un premier temps sur des bandes très étroites en longueur d'onde (quelques centaines de nanomètre).
- Pour nos applications d'imagerie, nous utiliserons des géométries insensibles à la polarisation (voir section 2.3).
- L'étude sur la concentration de la lumière sur une photodiode infrarouge refroidie a montré qu'il n'est pas aisé, en première approche, de proposer un système optique performant qui soit uniquement diffractif. Nous avons donc pris le parti, dans le cadre de cette thèse, de coupler nos optiques sub-lambda à des optiques réfractives, en leur donnant une fonction de correction de front d'onde. Ces corrections de front d'onde seront dans un premier temps de l'ordre de quelques fois la longueur d'onde, ce qui correspond à des angles de déviation faibles. Dans ce cadre, nous travaillerons à la correction d'aberration sur axe, pour un champ nul ou très faible (quelques degrés).

- Enfin une contrainte forte de ce cahier des charge est de respecter les contraintes de fabrication que nous aurons en salle blanche (voir section 2.4.1), c'est à dire nos limites en résolution de lithographie, en profondeur de gravure accessible, en incréments de dimensions géométriques accessibles...

Ce travail de thèse propose donc d'allier des optiques réfractives à des optiques sub-lambda de correction de front d'onde, afin de lever des contraintes sur la conception des optiques sub-lambda tout en diminuant les contraintes de fabrications des optiques réfractives associées (asphérisation, nombre de dioptries...). La problématique consiste dès lors à concevoir et simuler efficacement des systèmes optiques mêlant des lentilles réfractives et des optiques sub-lambda de dimensions centimétriques, dont le comportement ne peut être simulé qu'en utilisant des méthodes de calcul électromagnétique (FDTD, RCWA...) mais qu'il est impossible de simuler entièrement pour ces dimensions. Ce travail de thèse propose une étude de ces aspects de simulation afin de concevoir, simuler et optimiser de tels systèmes optiques "hybrides" et de grande dimensions.

Chapitre 2

Les outils développés : simulation, fabrication et caractérisation d'optiques sub-lambda

Sommaire

2.1	Introduction	47
2.2	Architecture pressentie	47
2.3	Les outils de simulation des réseaux sub-lambda	49
2.4	Simulation d'un système optique intégrant une optique sub-lambda	53
2.4.1	Conception de réseaux sub-lambda en RCWA	53
2.4.2	Simulation d'un système optique réfractif et amélioration par une optique sub-lambda	63
2.4.3	Simulation d'un système réfractif+sub-lambda : de la loi de Snell-Descartes généralisée à la Grid Phase Surface	69
2.4.4	Validation de l'approche par une comparaison à une optique réfractive, une simulation FDTD et un calcul analytique via la loi de Snell-Descartes généralisée	73
2.5	Procédés de fabrication de structures sub-lambda	84
2.5.1	Procédé de fabrication des premiers prototypes	84
2.5.2	Procédés de fabrication avancés	88
2.6	Banc de caractérisation optique	91
2.7	Conclusion	97

2.1 Introduction

Pour rendre compte d'un système optique intégrant des optiques réfractives et des structures sub-lambda il faut disposer d'un outil capable de simuler l'interaction d'une onde lumineuse avec une structure sub-lambda au moyen de calculs électromagnétiques, d'en extraire les informations sur le champ lointain et de les injecter dans une simulation de type tracé de rayons pour simuler le système optique dans sa globalité. Il devient alors possible de concevoir une optique sub-lambda répondant à un besoin spécifique dans un système optique, en particulier la correction de front d'onde pour l'amélioration de la qualité optique du système. Dans un premier temps ce chapitre décrira les outils de simulation d'optiques sub-lambda dont nous disposons, puis détaillera l'approche développée dans le cadre de cette thèse pour simuler des objets sub-lambda de taille centimétrique au sein de systèmes optiques, les concevoir et prévoir les performances optiques finales du système.

Dans un second temps ce chapitre introduira les procédés de fabrication de structures sub-lambda utilisés dans le cadre de cette thèse. Elle sera aussi l'occasion de dresser des perspectives de procédés adaptés pour la fabrication collective d'optiques sub-lambda. Enfin dans une dernière partie il sera question du banc de caractérisation optique mis en place durant la thèse pour tester les prototypes.

Les phases de conception et de fabrication d'une optique sub-lambda seront décrites en s'appuyant sur le cas pratique de premiers prototypes réalisés durant cette thèse. L'objectif poursuivi à travers ces premiers prototypes n'est pas la réalisation de lames sub-lambda aux performances optiques parfaites, mais de réaliser une preuve de concept pour valider l'approche numérique développée, en prenant des marges sur les paramètres géométriques des objets afin de pouvoir les réaliser avec une erreur minimale. La caractérisation des prototypes sera détaillée dans le chapitre 3 et des améliorations seront proposées pour atteindre des qualités optiques optimales.

2.2 Architecture pressentie

Pour concevoir nos optiques sub-lambda, nous nous baserons sur le cahier des charges détaillé à la fin du chapitre 1 et qui contraint notre espace des paramètres. Dans cette section, nous allons revenir sur les conséquences pressenties sur l'architecture de nos futurs prototypes.

Pour commencer, par nature nos optiques seront constituées de résonateurs de di-

mension inférieure à la longueur d'onde. Comme nous travaillons dans le LWIR (bande $8-14\mu m$), et que par ailleurs nous nous restreignons à des motifs que nos outils de lithographie seront en mesure de résoudre lors de la phase de fabrication, les dimensions typiques de nos résonateurs seront de l'ordre du micromètre à quelques micromètres. Par ailleurs, étant donné les fonctions de correction de front d'onde envisagées, donc la conception de systèmes optiques mêlant lentilles réfractives et lames sub-lambda, nos métasurfaces seront de grande dimension c'est à dire de quelques millimètres à un centimètre de diamètre : nous ne pourrons donc pas simuler de tels objets dans leur intégralité avec des outils de calcul électromagnétique de type différences finies par exemple. Par conséquent nous allons agencer les résonateurs en réseau périodique : la distance entre les résonateurs sera constante, afin de pouvoir rester dans un cas le plus proche possible d'une simulation d'un résonateur en réseau (voir par la suite). Afin de rester dans un régime où l'ordre 0 est prépondérant, la distance entre les résonateurs devra elle aussi être inférieure à la longueur d'onde, donc de l'ordre de quelques micromètres. L'hypothèse forte qui est faite à ce stade est l'indépendance de la phase rayonnée en champ lointain d'un résonateur sub-lambda vis à vis de ses voisins, car pour imprimer un gradient de phase il faudra faire varier les paramètres géométriques des résonateurs sur la lame sub-lambda. Nous étudierons la validité de cette hypothèse dans le cas de nos géométries dans la section 2.4.4 de ce chapitre.

Comme nous le constaterons par la suite, la phase rayonnée en champ lointain par des optiques sub-lambda peut être dépendante de l'angle d'incidence, donc du champ de vue et de l'ouverture de nos systèmes optiques. En première approche, nous nous limiterons donc à la correction d'aberrations sur axe afin de rester dans un cas où l'on ne considèrera que des champs nuls ou très faibles (inférieur à 10°). De la même manière, pour se prémunir de la nature dispersive des optiques sub-lambda, nous nous placerons dans le cadre de systèmes monochromatiques en plaçant des filtres étroits (quelques centaines de nanomètres de largeur de bande).

Comme nous l'avons indiqué dans le cahier des charges, nous restreignons aussi notre étude au cas de métasurfaces diélectriques (au sens optique du terme), donc sans couche métallique afin de se préserver de pertes métalliques. Notre choix se porte sur le silicium, de fort indice de réfraction (3.4) et transparent dans le LWIR, qui présente l'avantage d'être standard pour les procédés de fabrication issus de la microélectronique. De la même manière nous ne voulons pas la présence de couches absorbantes (oxyde par exemple) dans nos dispositifs.

Ces différentes contraintes vont nous permettre de nous concentrer sur le développement d'outils de simulation, de fabrication et de caractérisation dans un cadre d'étude moins complexe. Dans la mesure où ce cahier de charges sera respecté et où la démonstra-

tion de bonnes performances optiques sera faite, nous pourrons alors envisager de relâcher certaines contraintes (chromatisme, champ) pour complexifier nos systèmes et tendre vers des utilisations dans des systèmes plus “standards” d’imagerie infrarouge. Si des systèmes d’imagerie constitués d’optiques sub-lambda ont déjà été démontrés[28], ils se situent plus dans le domaine du proche infrarouge et pour des dimensions d’optiques inférieures au millimètre. Nos architectures sub-lambda pour l’imagerie LWIR se démarqueront par leurs dimensions millimétrique à centimétrique et leur association et co-simulation avec des optiques réfractives. Les métasurfaces de grandes dimensions ont été jusqu’ici peu étudiées mais commencent à émerger, par exemple dans le proche infrarouge[60].

2.3 Les outils de simulation des réseaux sub-lambda

Pour rendre compte des propriétés optiques des métasurfaces, certains travaux ont proposé d’utiliser la théorie des milieux d’indices effectifs[22, 23, 24, 25], cependant les dimensions très inférieures à la longueur d’onde et les facteurs d’aspect requis rend leur fabrication très compliquée aux longueurs d’onde optiques et donc l’utilisation de ces modèles est trop peu précise. Pour rendre compte de façon rigoureuse de l’interaction entre un champ électromagnétique et une métasurface à la fois en champ proche et en champ lointain, il faut utiliser des outils numériques plus avancés qui résolvent les équations de Maxwell dans la structure sub-lambda. On peut utiliser des méthodes intégrales, différentielles ou encore modales pour résoudre ce problème. Nous introduirons ici deux méthodes emblématiques et très utilisées pour la simulation de métasurfaces : la méthode aux différences finies FDTD (Finite-difference time-domain method), et la méthode modale RCWA (Rigorous coupled-wave analysis). Nous comparerons ces deux méthodes dans le cadre qui nous intéresse pour cette thèse à savoir le calcul en champ lointain de la phase et l’amplitude du champ transmis par des réseaux sub-lambda diélectriques.

La méthode aux différences finies dans le domaine temporel FDTD s’est fortement développée depuis les années 1980 et les travaux de A. Taflové[64]. Elle permet de résoudre les équations de Maxwell dans des géométries complexes et repose sur une discrétisation spatiale et temporelle du domaine simulé. La discrétisation spatiale se fait dans des cellules cubiques dites cellules de Yee du nom du mathématicien ayant proposé cette géométrie. Dans ces cellules et sur les arêtes de ces cellules sont définis les champs électriques et magnétiques, qui sont les inconnues du problème. Ces cellules sont très petites devant la longueur d’onde et le temps est discrétisé de sorte à ce que le champ ait pu se propager d’une cellule à l’autre. Du fait qu’il s’agisse d’une méthode du domaine temporel, le calcul couvre une large bande de fréquences obtenues via une transformée de Fourier. Il est crucial de bien définir les limites du domaine de simulation en FDTD, qui peuvent

être une condition de périodicité ou une PML (Perfectly Matched Layer) c'est à dire une couche absorbante parfaitement adaptée : les ondes incidentes depuis un domaine non PML vont s'y propager sans réflexion à l'interface. La méthode FDTD est précise, adaptée aux géométries complexes et aux études fréquentielles. Cependant elle est très gourmande en temps de calcul ce qui limite la taille des domaines de simulation. S'il est envisageable de simuler en FDTD des métasurfaces allant jusqu'à un ordre de grandeur de $100\mu\text{m}$ [18], au delà, il devient impossible de mener les calculs faute de puissance de calcul suffisante. Il faut alors faire des hypothèses de périodicité sur la structure de l'optique pour mener les calculs[19]. Avec des conditions de périodicité, il est possible de simuler une période d'un réseau sub-lambda et calculer en FDTD son impact sur la phase et l'amplitude du champ incident, cependant comme nous le verrons par la suite ce choix n'est pas le meilleur pour minimiser le temps de calcul.

Pour nos applications, les optiques sub-lambda sont de dimension centimétrique ce qui exclut l'utilisation de méthodes comme la FDTD pour simuler l'ensemble de l'optique. Il est nécessaire de ne simuler qu'une partie du dispositif tout en s'assurant de la précision du calcul. Dès lors deux solutions sont possibles. D'une part on peut envisager de réduire la taille du dispositif simulé par rapport à l'objet final [18]. D'autre part on peut envisager de simuler des réseaux de résonateurs de même taille et il faut alors considérer un réseau infini dans la simulation. Il faudra ensuite veiller à ce que les paramètres géométriques qui varient sur nos optiques sub-lambda afin de déformer un front d'onde en faisant varier la phase localement, rayonnent la même phase en champ lointain que lors de la simulation RCWA qui sous-tend l'hypothèse de périodicité et d'homogénéité des résonateurs[19]. La section 2.4.4 abordera ce point en comparant des simulations de résonateurs en réseau et une simulation d'un dispositif sub-lambda où les paramètres géométriques des résonateurs varient à chaque période du réseau sub-lambda (figure 2.27 page 79).

Pour le cas de réseaux de résonateurs comme c'est le cas pour nos réseaux sub-lambda il est intéressant d'utiliser la méthode modale RCWA pour sa rapidité et sa précision. La RCWA est une méthode semi-analytique résolvant la diffraction d'un champ électromagnétique par une structure périodique. Elle a été mise au point au début des années 1980 par MM. Moharam et Gaylord[65] et stabilisée numériquement notamment par les travaux de M. Lifeng Li dans les années 1990[66, 67] suite à la publication de MM. Lalanne et Morris permettant une forte amélioration de la convergence de la RCWA pour la polarisation TM[68]. La périodicité du problème permet sa décomposition en séries de Fourier et l'application du théorème de Floquet : la solution d'équations différentielles périodiques (ici les équations de Maxwell) est décomposable en fonctions de Floquet. La géométrie du problème est donc divisée en N zones invariantes selon z et de même périodicité (voir figure 2.1).

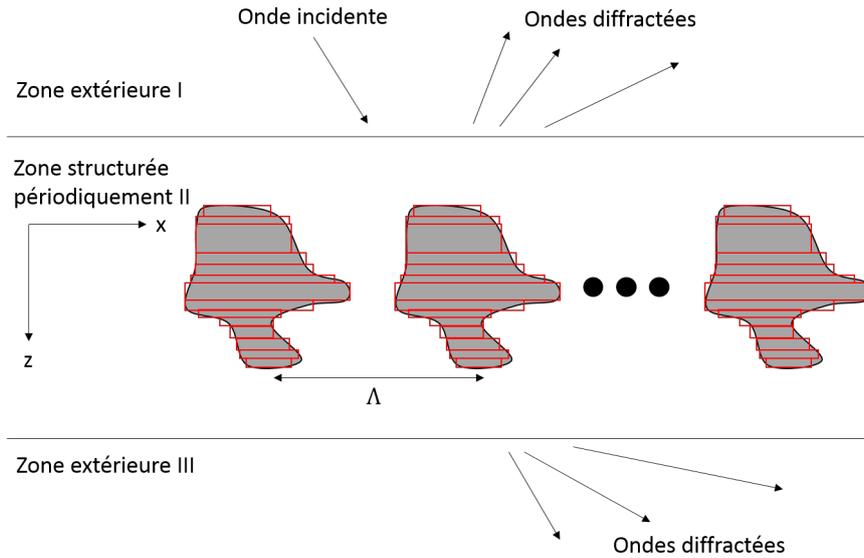


FIGURE 2.1 – Vue schématique du découpage géométrique en RCWA : les zones I et III non structurées correspondent aux ports d'entrée et de sortie de la simulation. La zone II, structurée périodiquement avec une période Λ est découpée en zones invariantes selon z et périodiques en x (et y pour un réseau 2D).

Ainsi dans le cas de géométries complexes en 3D, il y a une approximation dans une direction du fait de cette discrétisation en couches homogènes. Les modes propres de la structure, aussi appelés modes de Bloch, sont calculés dans chaque couche puis propagés de manière analytique à travers les couches. On choisit un nombre d'ordres à calculer pour trouver un compromis entre temps de calcul et précision. Le problème global de la propagation d'un champ électromagnétique à travers la structure est ensuite résolu en accordant les conditions limites des couches via des matrices de transfert (matrices S). On obtient ainsi en sortie d'une structure périodique, en champ proche comme en champ lointain, l'amplitude et la phase du champ dans les différents ordres diffractés, calculés en transmission et en réflexion.

A titre d'exemple considérons un réseau sub-lambda tel que décrit dans la figure 2.2, structure sur laquelle nous reviendrons dans les prochains chapitres. La période Λ est de $5\mu m$, le maillage hexagonal, la longueur d'onde λ de $7.7\mu m$ et la hauteur des plots en silicium de $h = 7\mu m$. On simule la structure éclairée en incidence normale en faisant varier le diamètre des plots ϕ entre 1 et $2.1\mu m$ afin de connaître le déphasage en champ lointain à l'ordre 0 en fonction du diamètre de plot. Les résultats obtenus avec la RCWA, en utilisant un code développé en interne au CEA-LETI, et la FDTD, en utilisant la suite Lumerical©, sont tracés sur la figure 2.3. On constate un accord entre les résultats issus des deux méthodes. Dès lors le critère qui prime est celui du temps de calcul nécessaire et il est très nettement à l'avantage de la méthode RCWA : le temps de calcul par point

FDTD était de l'ordre de 10 minutes contre 7 secondes avec la RCWA en utilisant 8 processeurs identiques dans les deux cas.

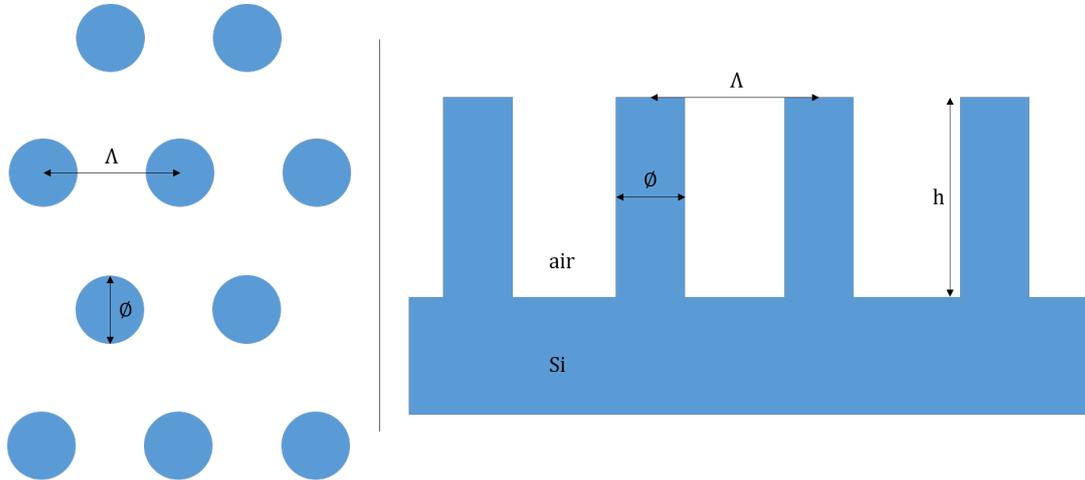


FIGURE 2.2 – Vue schématique du dessus et en coupe d'un réseau de plots sub-lambda de diamètre \varnothing et de hauteur h , fabriqué dans du silicium, selon un maillage hexagonal de période Λ

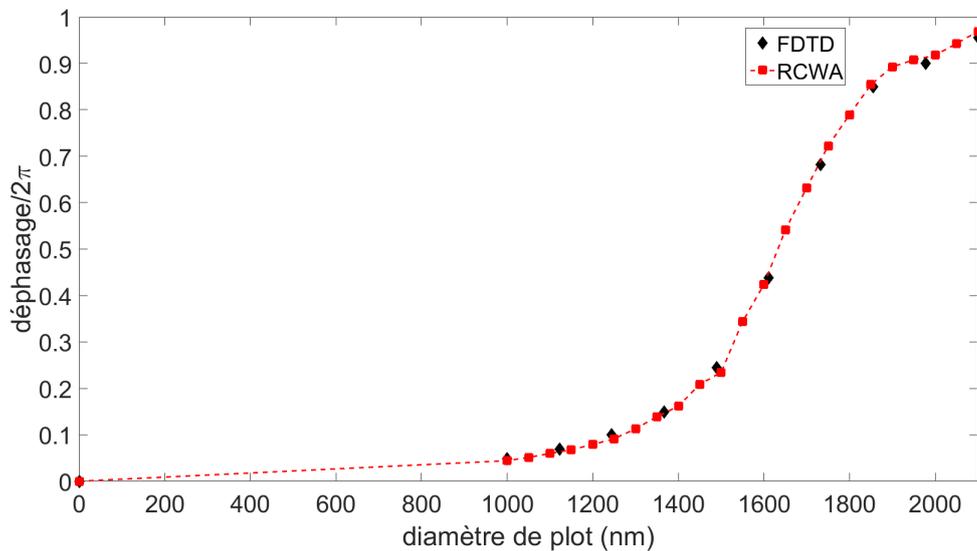


FIGURE 2.3 – Calcul du déphasage introduit par un réseau sub-lambda en fonction du diamètre des plots en RCWA et en FDTD. Le diamètre 0 correspond à une couche d'air de même épaisseur que la structuration sub-lambda, de $7\mu m$ dans ce cas. Le déphasage est ici défini comme étant la phase calculée moins la phase "de référence" de la couche non structurée, d'où la valeur nulle pour la couche non structurée. Le calcul est mené à la longueur d'onde $\lambda = 7.7\mu m$.

2.4 Simulation d'un système optique intégrant une optique sub-lambda

La simulation d'un système optique intégrant des optiques réfractives et des structures sub-lambda va se scinder en deux parties. D'une part le calcul de l'interaction entre la lumière et des géométries de structures sub-lambda, afin de déterminer des paramètres géométriques intéressants pour une structure sub-lambda. Des paramètres géométriques intéressants correspondront dans nos cas d'application à des structures indépendantes de la polarisation de la lumière, présentant un déphasage variable de 2π d'amplitude en fonction de la variation d'au moins un paramètre (typiquement le diamètre d'un plot) et ayant la meilleure transmission possible. Afin d'atteindre des résolutions suffisantes d'une part, et de proposer à terme des optiques bas coût d'autre part, nous fabriquerons nos optiques sub-lambda par des procédés issus de la microélectronique, sur lesquels nous reviendrons en détail dans la partie 2.5.

D'autre part le système optique global va être simulé via le logiciel de conception optique Zemax©. Dans un premier temps il pourra être simulé sans lame sub-lambda afin de déduire la fonction optique souhaitable pour la lame sub-lambda de correction de front d'onde. Pour simuler via Zemax le système global alliant réfractif et optiques sub-lambda, nous présenterons l'outil "Grid Phase Surface" disponible dans le logiciel Zemax et utilisé pour rendre compte de nos optiques sub-lambda d'après la loi de Snell-Descartes généralisée[26] (voir section 2.4.3).

2.4.1 Conception de réseaux sub-lambda en RCWA

Les optiques sub-lambda que nous étudierons dans cette thèse auront la forme de réseaux à l'ordre 0 (voir figure 1.15 page 37). D'une part, ce choix est motivé par la possibilité d'utiliser la méthode de calcul RCWA pour simuler le comportement de la lumière dans ces structures, à la fois en champ proche et en champ lointain. En effet la méthode RCWA n'est utilisable en théorie que pour des structures périodiques (voir figure 2.1 page 51) et est plus rapide et aussi précise que la méthode FDTD par exemple (voir figure 2.3 page 52). D'autre part, dans la mesure où l'on cherche à concevoir des dispositifs optiques de dimensions centimétriques la forme d'un réseau est aussi un choix logique pour optimiser le temps de simulation afin de ne pas avoir à calculer et simuler chaque résonateur du dispositif. Pour un réseau sub-lambda de dimension millimétrique on arrive à des millions de résonateurs répartis sur la surface ce qui serait impossible à calculer en l'absence d'un pavage régulier.

Ce choix a une contrepartie importante : par définition un réseau est défini par une période fixe et une géométrie répétée à l'infini. La lumière va être diffractée par ce réseau,

dans notre cas à l'ordre 0, avec une certaine phase et transmission, ainsi qu'une éventuelle dépendance à l'angle et à la polarité de l'onde incidente. Ces caractéristiques sont calculées via le code RCWA et ne sont donc valides a priori que pour ce réseau périodique infini. Or en pratique nous allons faire varier localement certains paramètres géométriques du réseau pour obtenir la fonction optique désirée sur le dispositif final. En particulier pour modifier la forme d'un front d'onde il faut pouvoir modifier sa phase avec une amplitude allant de 0 à 2π . Modifier la phase en sortie du réseau en fonction de l'endroit du dispositif sub-lambda est analogue à modifier la forme d'une lentille réfractive (i.e. son épaisseur, voir figure 2.4). Ainsi le réseau sub-lambda n'est plus homogène et infini : il est de taille finie (la taille de l'optique) et les paramètres géométriques des résonateurs vont être modifiés d'une période à l'autre pour obtenir la fonction optique désirée. Par période on désigne la distance entre deux résonateurs, qui elle reste constante. Par conséquent l'hypothèse initiale du calcul RCWA d'un réseau infini et homogène est violée. Pour ne pas que le résultat soit faux pour autant il faut donc veiller à ce que le champ transmis par un résonateur (i.e. une période du réseau) soit assez indépendant de ses voisins immédiats et/ou que la modification des paramètres géométriques soit la plus progressive possible. La section 2.4.4 sera l'occasion de revenir en détail sur ce sujet et de valider notre approche de conception et simulation. Il est important de noter que le problème serait le même avec la méthode de calcul aux différences finies FDTD si l'on choisissait de simuler les résonateurs un par un avec des conditions limites de périodicité, mais avec un temps de calcul plus long par rapport à la RCWA. Pour contrer cette limite il faudrait simuler le dispositif dans son intégralité, ce qui demande une puissance de calcul trop importante pour des optiques de dimensions au delà de quelques dizaines voire une centaine de micromètres de diamètre.

Connaissant ces contraintes, la première étape de conception d'optiques sub-lambda est donc le choix d'une géométrie de réseau qui garantisse la possibilité d'obtenir in fine la fonction optique voulue avec un niveau de performance optimal. Le premier critère est de se situer en régime sub-lambda c'est à dire de proposer un réseau à l'ordre 0. Pour ce faire on peut se référer à l'équation des réseaux (voir page 34) qui stipule que pour être dans le cas d'un réseau à l'ordre 0 il faut que la période Λ du réseau vérifie la relation suivante :

$$\Lambda < \frac{\lambda}{n_1 \cdot \sin(\theta_i) + n_2} \quad (2.1)$$

avec λ la longueur d'onde, n_1 l'indice de réfraction du milieu incident, θ_i l'angle d'incidence et n_2 l'indice de réfraction du réseau (on se situe ici dans le cas d'un réseau en transmission).

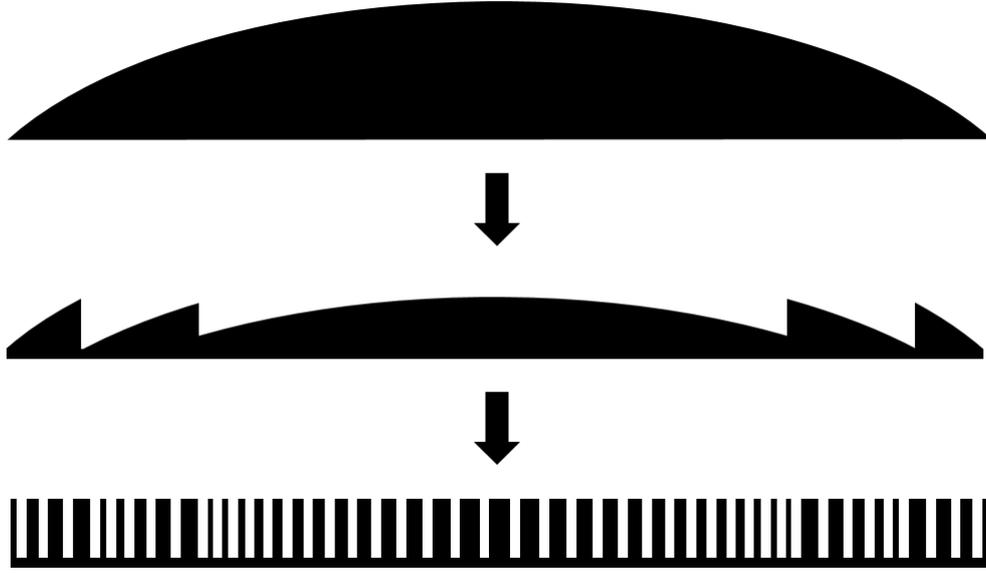


FIGURE 2.4 – De la même manière que l'on passe d'une lentille réfractive classique à une lentille de Fresnel en la découpant tout en gardant localement la même forme, on peut dessiner une lentille binaire où l'on module par 2π la loi de phase de la lentille $\phi(x, y) = \frac{2\pi}{\lambda} n \cdot e(x, y)$, avec λ la longueur d'onde considérée, n l'indice de réfraction de la lentille et $e(x, y)$ l'épaisseur de la lentille au point de coordonnées $(x; y)$. La phase est adaptée localement en choisissant le bon diamètre de résonateur.

Le premier prototype d'optique sub-lambda réalisé durant la thèse a été prévu pour fonctionner à la longueur d'onde $\lambda = 7.7\mu m$ pour une raison pratique, à savoir la possession d'un filtre passe bande étroit (200nm de largeur à mi-hauteur) centré à cette longueur d'onde. A cette longueur d'onde, la réalisation d'un réseau en silicium à l'ordre zéro vérifiant l'équation 2.1 correspond, en considérant une incidence normale, à une période de $2.25\mu m$. Or étant donné les moyens fabrication prévus pour réaliser nos premiers prototypes, nous disposons d'une résolution en lithographie de $1\mu m$ (voir section 2.5 page 84), c'est à dire qu'un résonateur ne peut pas avoir une dimension caractéristique inférieure au micromètre, et sa distance au plus proche voisin doit être au minimum d'un micromètre. Avec ces contraintes on arrive à une marge de seulement 250nm pour faire varier les tailles de résonateurs ce qui s'avère trop peu pour atteindre un déphasage de 2π d'amplitude. Aussi le choix a été fait de ne pas respecter la relation 2.1 afin d'être dans un cas de figure réalisable par les procédés auxquels nous avons accès pour le premier prototypage, tout en restant dans le cas d'un réseau sub-lambda c'est à dire donc la période est inférieure à la longueur d'onde. On pose donc la contrainte $\Lambda < \lambda$ et on cherchera à maximiser l'ordre 0 vis à vis des ordres supérieurs pour ce premier prototype.

Dans le cas de nos applications en imagerie infrarouge, nous cherchons à obtenir une optique au comportement indépendant de la polarisation puisque la scène imagée rayonne

une lumière non polarisée en imagerie thermique. Pour ce faire les résonateurs ne devront pas avoir de dimension privilégiée : on choisira donc des trous ou des plots circulaires ou carrés mais en aucun cas elliptiques ou rectangulaires (voir figure 2.5).

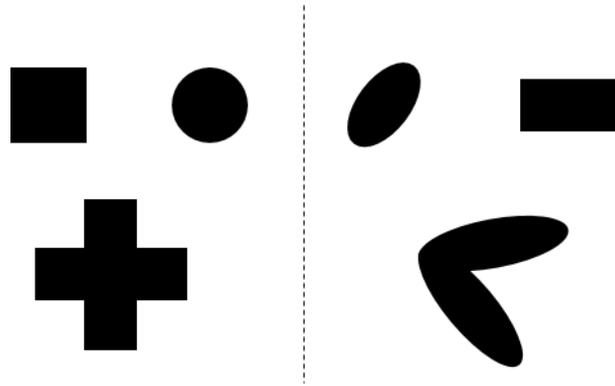


FIGURE 2.5 – La forme des résonateurs sub-lambda a un fort impact sur la sensibilité à la polarisation de la lumière. Pour des résonateurs carrés ou ronds représentés à gauche, il n’y a pas de direction privilégiée ce qui rend l’interaction avec la lumière indépendante de la polarisation. Au contraire pour des résonateurs elliptiques ou rectangulaires représentés à droite, l’interaction de la lumière avec le résonateur sera dépendante de l’angle de polarisation. Des formes plus complexes peuvent être imaginées et là encore on observera une dépendance à la polarisation si des directions privilégiées existent, comme dans le cas représenté en bas à droite, sauf si ces directions sont symétriques et perpendiculaires : dans le cas d’une croix par exemple, représentée en bas à gauche, on pourra avoir un résonateur sub-lambda indépendant de l’angle de polarisation.

Comme le montre la figure 2.4 une optique sub-lambda est binaire, la forme incurvée d’une optique réfractive étant remplacée par une loi de phase modulée par 2π . Notre réseau doit donc pouvoir imprimer un déphasage de 2π d’amplitude en fonction de la variation d’un paramètre géométrique. En résumé il nous faut des résonateurs circulaires ou carrés, de période inférieure à la longueur d’onde de sorte à maximiser l’ordre 0, et dont la variation du diamètre (ou du côté) va permettre d’explorer un espace de phase de 2π d’amplitude tout en restant réalisable en terme de résolution en lithographie (pour rappel ici nous disposons d’une dimension critique de $1\mu m$). Pour obtenir un tel déphasage tout en respectant les critères de fabrication et de période sub-lambda, on pourra jouer sur un autre paramètre : la hauteur du résonateur. Cependant cette hauteur est aussi limitée par les procédés de fabrication et nous choisirons pour ce premier prototype de nous limiter à un facteur d’aspect (rapport de la hauteur sur la largeur du résonateur) de 10 au maximum. Enfin, un dernier paramètre va rentrer en jeu et ajouter un degré de liberté : le choix du maillage du réseau, que nous choisirons entre un maillage carré et un maillage hexagonal (voir figure 2.6).

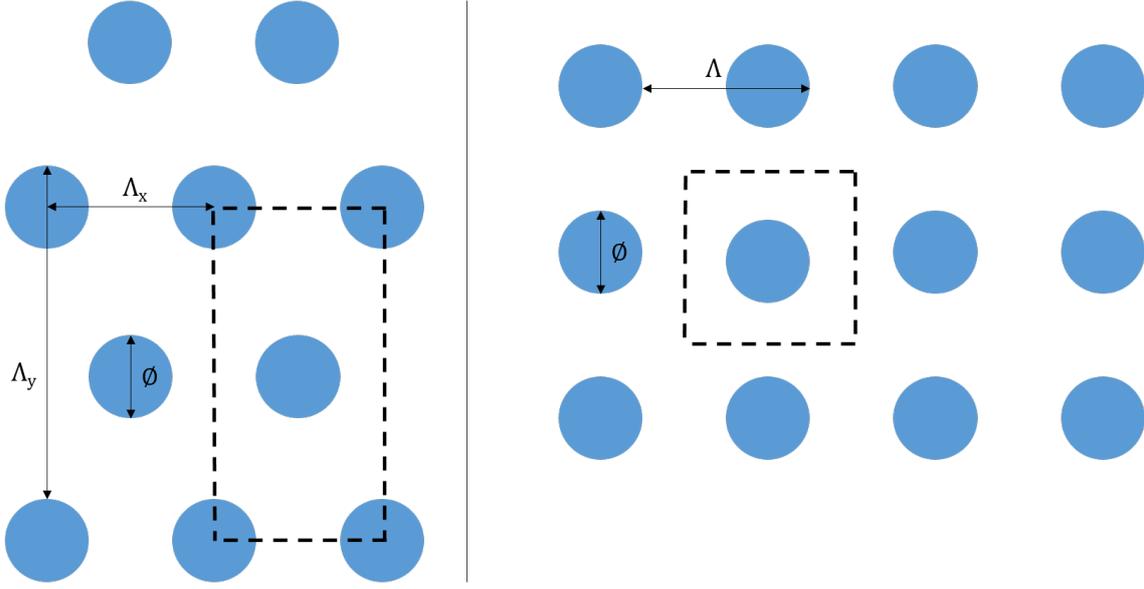


FIGURE 2.6 – Deux maillages de réseau seront simulés dans cette étude. Le maillage hexagonal, représenté à gauche, et le maillage carré, représenté à droite. Dans chacun de ces cas, une cellule unitaire périodique dans les deux directions est dessinée en pointillés. Pour un réseau à maillage carré, cette cellule, centrée sur un résonateur, est carrée et de côté égal à la période Λ du réseau. Pour nos réseaux à maillage hexagonal, on choisit une cellule rectangulaire de côtés Λ_x et Λ_y qui correspondent aux distances séparant deux plots en x et en y avec $\Lambda_y = 2\Lambda_x$, ce qui donne un hexagone irrégulier d'angle interne de 126.9° contre 120° pour un hexagone régulier (ce choix a été fait en première approche pour simplifier la programmation). Cette cellule est centrée sur un résonateur et inclut un quart de quatre résonateurs adjacents. Par convention, on notera $\Lambda = \Lambda_x$ la période d'un tel réseau hexagonal

Au moment de lancer de premier calculs en RCWA nous disposons donc de contraintes sur ce qui est réalisable :

- sur la période du réseau : $\Lambda < \lambda$, Λ maximisant l'ordre 0 tout en restant suffisamment supérieure à la dimension critique du procédé Cd_{min} . En chiffres on a donc : $\Lambda < 7.7\mu m$ et $\Lambda \gg Cd_{min}$ soit $\Lambda \gg 1\mu m$ et $\Lambda - Cd_{min} \gg \emptyset \gg Cd_{min}$ avec \emptyset la dimensions caractéristique du résonateur (diamètre, côté).
- résonateurs de forme ronde ou carré.
- une hauteur de plot h limitée par le facteur d'aspect (rapport de la hauteur sur la largeur) atteignable par nos procédés de gravure. Un facteur d'aspect de l'ordre de 10 maximum est un repère raisonnable pour de premières structures.

Et en parallèle, il est souhaitable conceptuellement d'avoir :

- la meilleure transmission possible, nous reviendrons dessus par la suite dans cette section
- la meilleure indépendance possible vis à vis de l'angle d'incidence, qui sera abordée

plus en détail dans le chapitre 3

- l'absence de chromatisme sur la plus large bande possible, qui sera abordée plus particulièrement dans le chapitre 4

Pour la fabrication de premiers prototypes, nous cherchions à respecter les critères sus-mentionnés tout en voulant faciliter le plus possible la fabrication. Il est alors utile de maximiser la période du réseau pour avoir une marge par rapport aux limites de résolution de nos équipements en lithographie ainsi que pour faciliter la gravure des résonateurs sub-lambda dans le silicium, tout en restant en régime sub-lambda. La longueur d'onde d'étude de ce premier objet étant de $7.7\mu m$, nous avons choisi dans un premier temps de fixer la période Λ à $5\mu m$. Concernant les résonateurs sub-lambda, nous avons choisi de graver des plots cylindriques dans le silicium, avec un diamètre \varnothing minimum de $1\mu m$, c'est à dire correspondant à la dimension critique Cd_{min} du procédé (voir section 2.5). Une fois ces choix effectués nous avons pu simuler différents réseaux sub-lambda : avec un maillage carré, avec un maillage hexagonal, et dans chacun des cas avec plusieurs hauteurs de plot h . D'autres maillages seraient envisageables mais n'ont pas encore été étudiés pour simplifier la programmation et limiter notre espace des paramètres dans le cadre de cette première étude. Le choix doit se porter sur une géométrie pour laquelle l'amplitude du déphasage est de 2π et où la transmission est la plus élevée possible à l'ordre 0.

Le paramètre qui varie pour faire évoluer la phase est le diamètre des plots. Ce choix a été préféré à celui de la variation du pas du réseau sub-lambda par exemple, car il nous a paru moins contraignant au niveau de la fabrication des dispositifs (respect des conditions $\Lambda < \lambda$ et $\Lambda - \varnothing \geq Cd_{min}$) et il facilite grandement le dessin des fichiers GDS (dessin du prototype pour la lithographie, voir section 2.5). Le déphasage est calculé comme étant la phase en champ lointain à l'ordre 0 pour un diamètre de plot donné, moins la phase en champ lointain en l'absence de plot. Les figures 2.7 et 2.8 montrent les résultats obtenus du déphasage et de la transmission en fonction du diamètre des plots et pour différentes hauteurs de plots, respectivement pour un réseau sub-lambda à maille carrée et pour un réseau sub-lambda à maille hexagonale. Au vu de ces résultats, le meilleur choix est celui d'une maille hexagonale, d'une hauteur de plots de $7\mu m$ avec des diamètres de plots variant entre $1\mu m$ et $2.1\mu m$.

En effet, pour un réseau à maille carrée si l'amplitude de déphasage atteint bien 2π dans les trois cas de figure étudiés (hauteur de plot de 5, 7 et $10\mu m$), on observe une chute de la transmission de l'ordre 0 autour de diamètres de plots de $1.6\mu m$ qui rend non fonctionnel un tel réseau en transmission. Pour un réseau à maille hexagonale l'amplitude de déphasage atteint bien 2π dans les trois cas de figure. Par ailleurs, le réseau hexagonal avec une hauteur de plot de $7\mu m$ présente une transmission globalement supérieure aux autres structures, notamment pour des déphasages supérieurs à π .

2.4. Simulation d'un système optique intégrant une optique sub-lambda

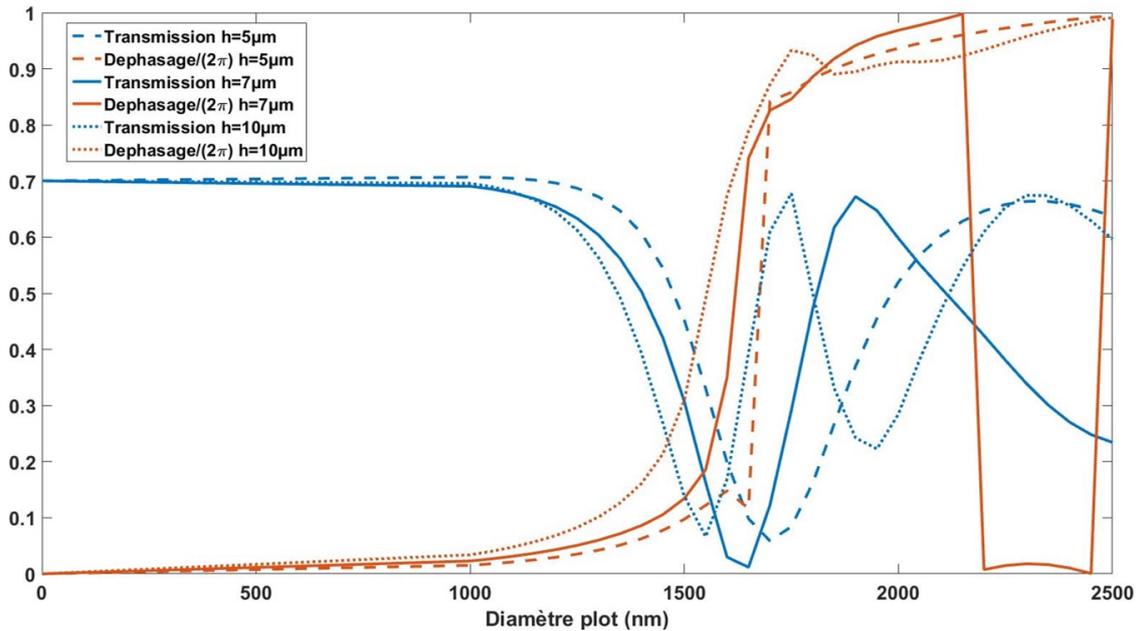


FIGURE 2.7 – Le déphasage $/2\pi$ (en rouge) et la transmission à l'ordre 0 (en bleu) en fonction du diamètre des plots d'un réseau sub-lambda de maillage carré et de période $5\mu m$ sont tracés sur ce graphe pour trois hauteurs de plots différentes : $5\mu m$, $7\mu m$ et $10\mu m$. La longueur d'onde de simulation est $\lambda = 7.7\mu m$ et l'angle d'incidence est nul.

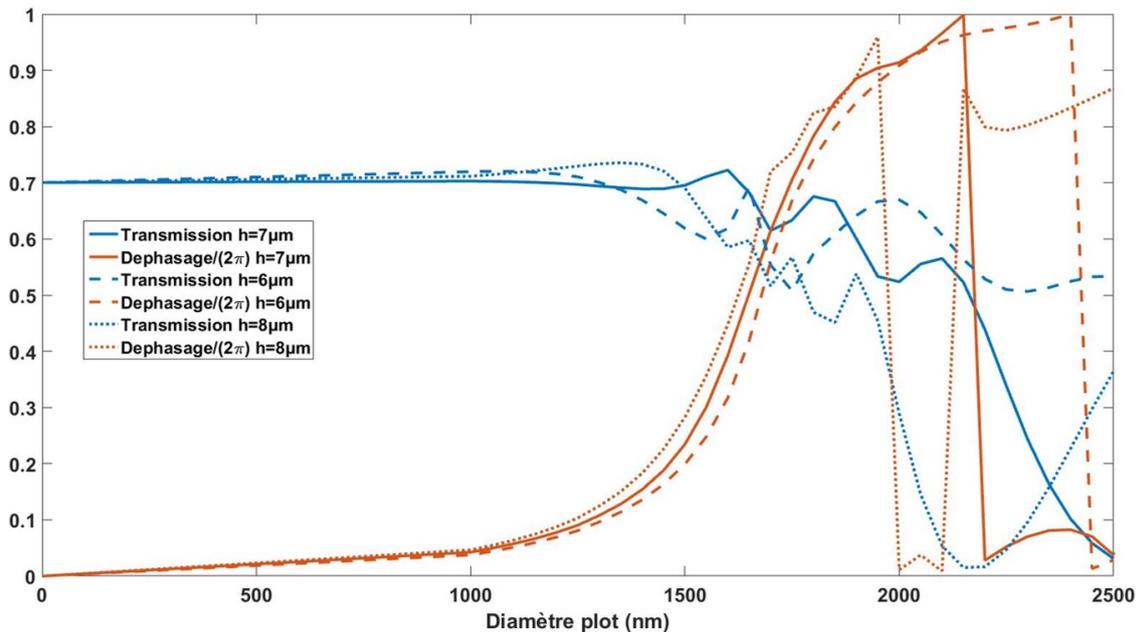


FIGURE 2.8 – Le déphasage $/2\pi$ (en rouge) et la transmission à l'ordre 0 (en bleu) en fonction du diamètre des plots d'un réseau sub-lambda de maillage hexagonal et de période $5\mu m$ sont tracés sur ce graphe pour trois hauteurs de plots différentes : $6\mu m$, $7\mu m$ et $8\mu m$. La longueur d'onde de simulation est $\lambda = 7.7\mu m$ et l'angle d'incidence est nul.

Le réseau hexagonal avec une hauteur de plots de $7\mu m$ est aussi intéressant car on constate un faible écart du déphasage par rapport au même réseau mais avec une hauteur de plots de $6\mu m$ ou $8\mu m$, ce qui veut dire qu'une incertitude sur la profondeur de gravure ne serait pas critique. Cette faible sensibilité de la phase en fonction de la hauteur de plot est importante car ce paramètre est difficile à contrôler avec une précision meilleure que $200nm$ autour de la valeur visée dans notre procédé de fabrication (voir section 2.5). Enfin, on constate avec ces premiers résultats que, sans avoir respecté la loi de l'équation des réseaux à l'ordre zéro (équation 2.1), on se situe quand même dans un cas de figure où l'ordre 0 est largement prépondérant avec moins de 2% de lumière dans les ordres supérieurs, une transmission et une réflexion de l'ordre de celles du silicium non structuré. En effet le calcul RCWA montre une transmission à l'ordre 0 variant entre 50% et 70% pour l'interface air-réseau-Si. C'est de l'ordre de la transmission d'une interface air-Si, qui vaut 70%. L'équation 2.2 montre le calcul de la transmission T en incidence normale, avec R le coefficient de réflexion, n_1 l'indice de réfraction du milieu incident et n_2 l'indice de réfraction du milieu. Ainsi le dispositif global présente une interface air-réseau-Si avec la transmission calculée via la RCWA, et une interface Si-air en sortie de lame qui vaut 70%, soit une transmission finale de l'ordre de 50% en l'absence de traitement anti-reflet sur la face arrière non structurée de la lame. Le lecteur pourra se référer au chapitre 3 et le prototypage avancé pour une proposition de structure optimisée en transmission.

$$T = 1 - R = 1 - \frac{(n_2 - n_1)^2}{(n_1 + n_2)^2} = \frac{4n_1n_2}{(n_1 + n_2)^2} \quad (2.2)$$

Ces premiers résultats de simulation permettent d'envisager la fabrication de premiers prototypes d'optiques sub-lambda à la longueur d'onde de $7.7\mu m$. Cependant plusieurs points importants restent à valider à ce stade : la largeur du filtre passe bande qui sera utilisé sur le banc expérimental doit être suffisamment fine pour ne pas observer de chromatisme sur l'optique sub-lambda. Par ailleurs la structure est calculée pour une incidence normale, il est important de connaître quelles sont les incidences limites au delà desquelles les phases et transmissions changent significativement.

Concernant la bande spectrale d'intérêt sur ce premier prototype, elle est fixée par le filtre passe-bande qui sera utilisé sur le banc expérimental (voir section 2.6). En l'occurrence, le filtre passe-bande centré à la longueur d'onde de $7.7\mu m$ que nous utiliserons a une largeur à mi-hauteur de $200nm$. Le graphe 2.9 permet de s'assurer que sur une telle bande spectrale le chromatisme est faible et ne devrait pas être limitant.

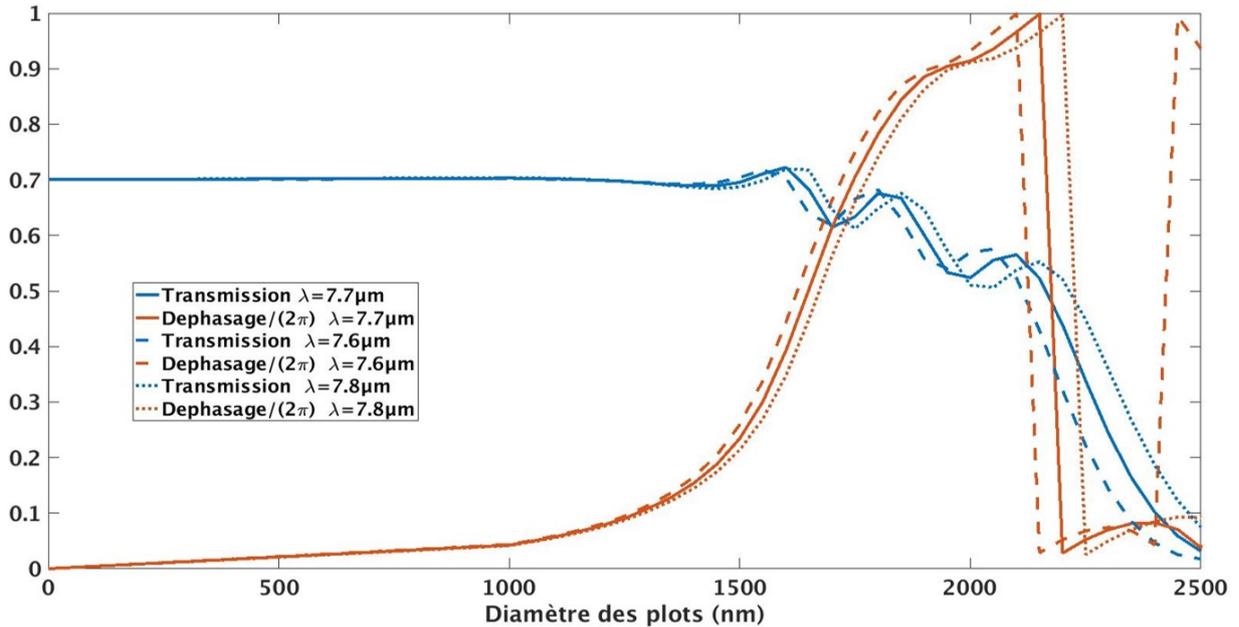


FIGURE 2.9 – Le déphasage $/2\pi$ (en rouge) et la transmission à l'ordre 0 (en bleu) en fonction du diamètre des plots d'un réseau sub-lambda de maillage hexagonal et de période $5\mu m$ sont tracés sur ce graphe pour trois longueurs d'onde différentes : $7.6\mu m$, $7.7\mu m$ et $7.8\mu m$ soit une largeur de bande de $200nm$ qui correspond à la largeur à mi-hauteur du filtre passe-bande qui sera utilisé sur le banc optique. La hauteur des plots est toujours de $7\mu m$ et l'angle d'incidence est nul. On constate bien une légère variation de la phase et de la transmission en fonction de la longueur d'onde, mais elle reste faible.

Le code RCWA permet de calculer la phase et la transmission en sortie d'un réseau dans les différents ordres de diffraction et pour ce faire il considère une onde incidente plane présentant un certain angle d'incidence. Nous reviendrons dans le chapitre 4 sur la prise en compte de fronts d'onde quelconques, mais dans un premier temps nous considérerons le cas d'une onde incidente plane. Quoiqu'il en soit, les calculs ont été menés pour une onde plane d'incidence normale or expérimentalement, même en utilisant des lentilles de collimation de bonne qualité, il est certain que la lame sub-lambda devra traiter des angles s'écartant légèrement de la normale et il est donc important de connaître jusqu'à quelle incidence l'impact reste faible sur la phase et la transmission à l'ordre 0 en champ lointain. Nous avons calculé le déphasage et la transmission en fonction de l'angle d'incidence et du diamètre des plots pour notre géométrie sub-lambda afin de quantifier la variation de la réponse de notre structure pour des incidences allant de 0 à 50° . La figure 2.10 montre que l'architecture choisie pour cette première lame sub-lambda supporte des angles jusqu'à $\pm 6^\circ$ avec une erreur modification de la phase inférieure à 5% , c'est à dire une incertitude qui serait du même ordre que celle due aux variations du procédé (variation de la hauteur de plots par exemple) et que nous jugeons acceptable sur de premiers prototypes. La

transmission est moins sensible à l'angle d'incidence. Au vu du banc expérimental (voir section 2.6), nous ne devrions pas dépasser ces incidences de $\pm 6^\circ$ lors de la caractérisation de nos prototypes. Ces performances angulaires seront drastiquement améliorées par la suite avec des géométries plus avancées (voir chapitre 4).

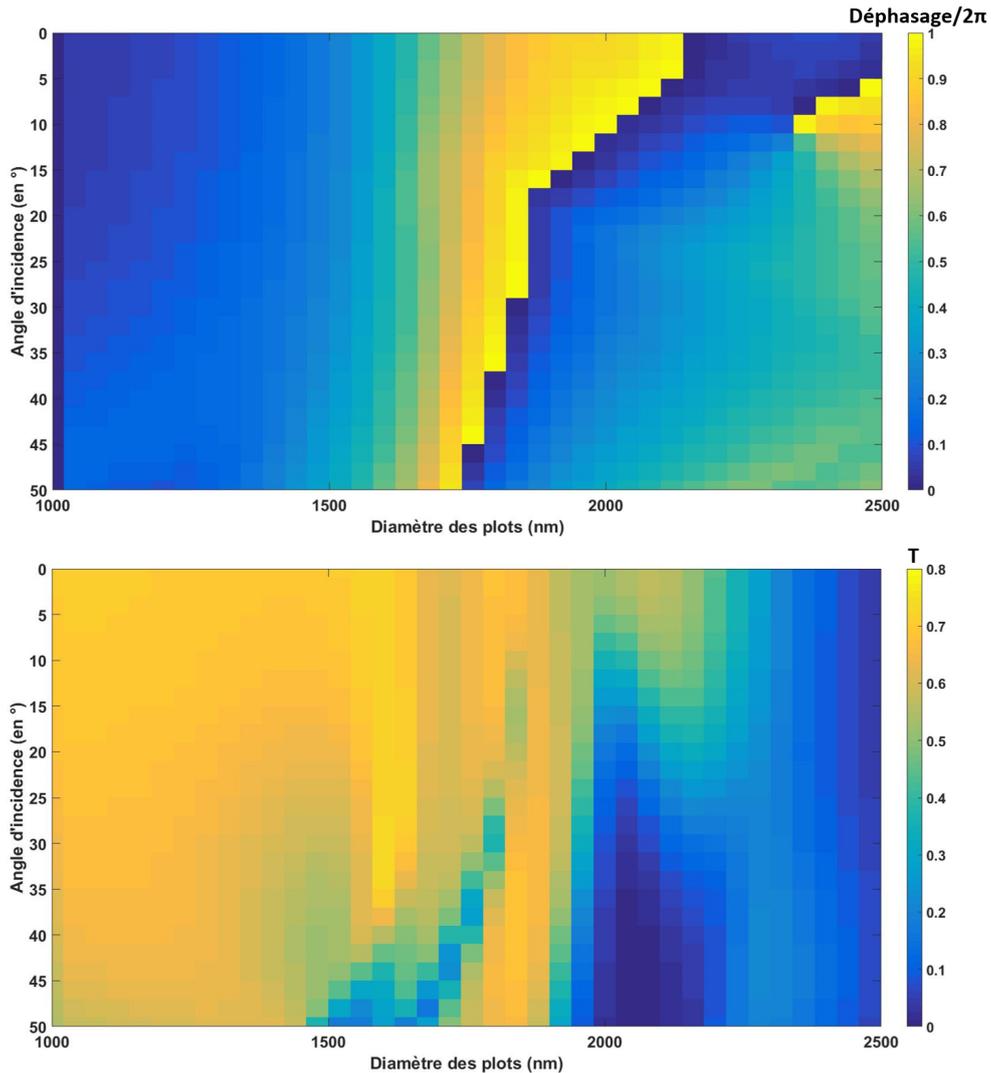


FIGURE 2.10 – Le déphasage $/2\pi$ et la transmission sont tracés en fonction du diamètre des plots et de l'angle d'incidence, à la longueur d'onde $\lambda = 7.7\mu m$ et pour la géométrie sub-lambda définie précédemment. Le déphasage varie de moins de 5% pour des incidences allant jusqu'à $\pm 6^\circ$, quant à la transmission elle est moins sensible à l'angle d'incidence. On pourra donc se servir de cette géométrie de réseau à de faibles incidences uniquement.

2.4.2 Simulation d'un système optique réfractif et amélioration par une optique sub-lambda

Nous avons vu dans la section précédente que la simulation d'une structure sub-lambda par RCWA permet d'obtenir les paramètres géométriques pour lesquels le déphasage va de 0 à 2π . Reste à déterminer quelle fonction optique donner à notre lame sub-lambda dans le cadre d'un système optique où elle sera associée à des lentilles réfractives. Pour ce faire on partira d'une solution réfractive initiale simulée sur un logiciel de conception optique, en l'occurrence Zemax©. Comme dans tout cas de conception optique, la qualité de la solution initiale est importante et doit tenir compte du cahier des charge afin de pouvoir ensuite converger vers la meilleure option possible lors de la phase d'optimisation. Dans le cadre de nos applications, comme cela a été évoqué dans le premier chapitre, nous avons besoin de systèmes optiques très ouverts pour garantir un flux infrarouge suffisant sur le détecteur. Ces grandes ouvertures, associées à un besoin en une bonne résolution sur des formats de détecteurs de plus en plus grands se traduit par des optiques fortement asphériques et la présence de plusieurs dioptries. La réduction de l'asphérisation et/ou du nombre de dioptries permettrait de réduire les coûts de fabrication des optiques d'une part, et de réduire l'encombrement lié au système optique d'autre part. L'idée est donc de compenser les défauts optiques des lentilles, dont on va diminuer l'asphérisation par exemple, par la présence de lames sub-lambda dans le système optique. Ces optiques planes pourront, à terme, remplacer avantageusement des éléments du système non fonctionnalisés optiquement, comme la fenêtre du cryostat, le film froid (ouverture du diaphragme froid) dans un système infrarouge refroidi ou encore le substrat de la face arrière d'un détecteur refroidi.

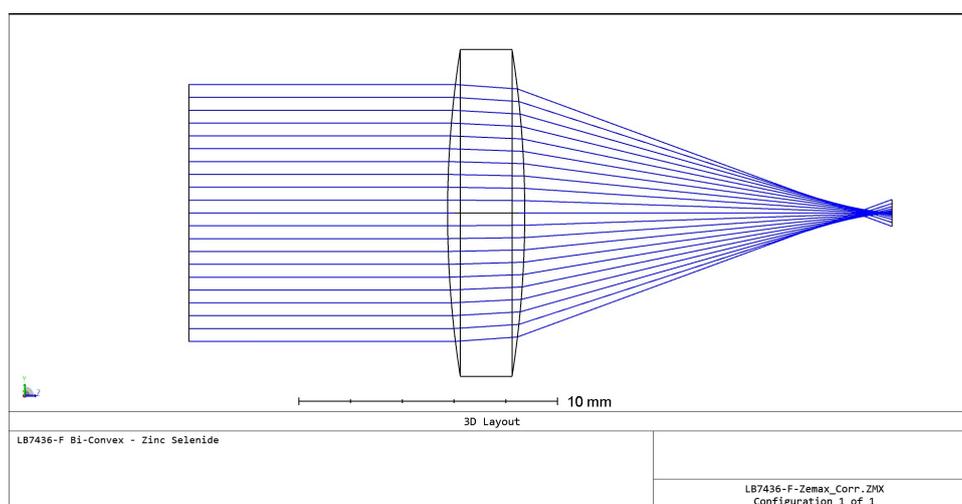


FIGURE 2.11 – Simulation sous Zemax de la lentille biconvexe Thorlabs LB7436, qui présente une forte aberration sphérique.

Pour un premier cas d'étude, nous allons étudier la correction d'une aberration sphérique d'une lentille réfractive par l'ajout d'une lame sub-lambda dans le système optique. Ce cas de figure simple permettra de faire l'analogie avec la réduction des coefficients d'asphérisation d'une lentille entraînant l'apparition d'aberrations géométriques telle que l'aberration sphérique. Nous considérerons une lentille du commerce (Thorlabs LB7436-F) biconvexe qui présente donc de l'aberration sphérique, aberration prépondérante dans ce système (voir figures 2.11 et 2.12) en éclairage à incidence normale. Cette lentille a une ouverture de 10mm, et une focale paraxiale de 14.2mm à la longueur d'onde de $7.7\mu m$.

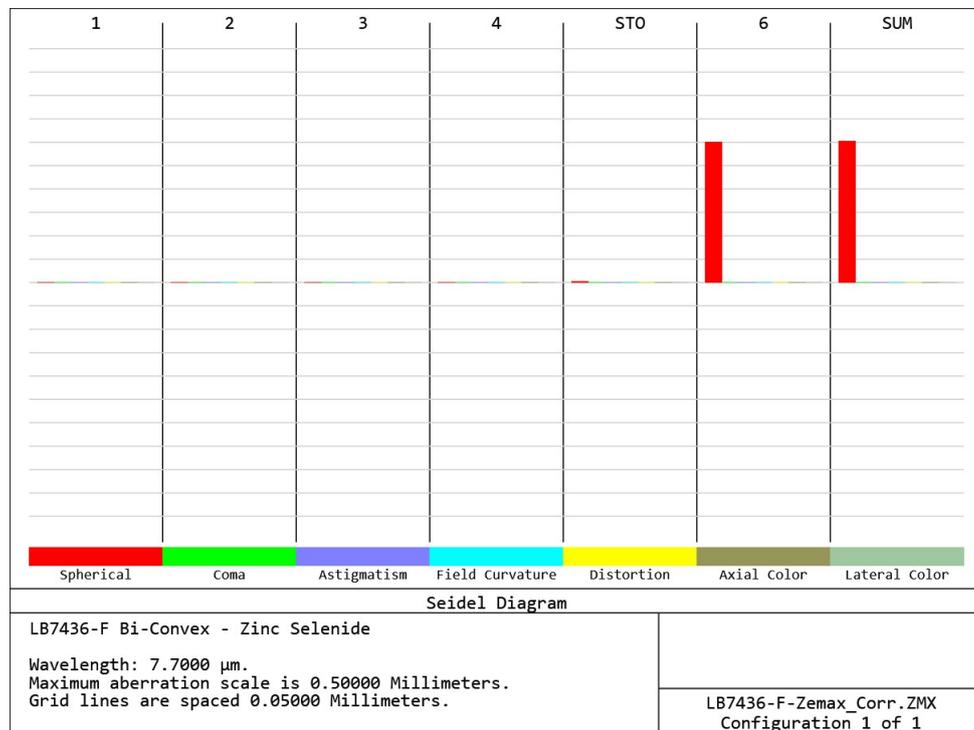


FIGURE 2.12 – Le logiciel Zemax permet de visualiser le poids des différentes aberration dans le système optique simulé, ici la lentille LB7436 représentée dans la figure 2.11

A partir de cette première simulation, nous avons une connaissance des performances de cette optique sous incidence normale. Dès lors on peut utiliser deux stratégies pour déterminer la loi de phase de la lame sub-lambda qui permettrait de corriger les défauts de la lentille réfractive. La première approche consiste à extraire cette loi de phase par la connaissance des aberrations géométriques, soit à partir de formules analytiques faisant appel aux paramètres géométriques de la lentille (rayons de courbure, conicité etc, voir [51]), soit à partir de la différence de chemin optique (OPD) issue de la simulation Zemax (voir figure 2.13). En effet la phase à compenser notée $\phi(r)$ et exprimée en fonction de la position radiale r (par symétrie de révolution) peut s'exprimer en fonction de l'OPD sous

2.4. Simulation d'un système optique intégrant une optique sub-lambda

la forme suivante :

$$\phi(r) = \frac{2\pi OPD(r)}{\lambda} \quad (2.3)$$

Si l'OPD est donnée en waves, il faut retirer la division par la longueur d'onde de l'équation précédente.

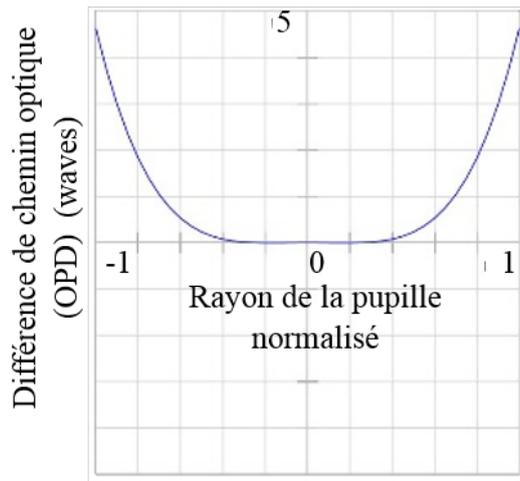


FIGURE 2.13 – Le logiciel Zemax permet de visualiser la différence de chemin optique (OPD), exprimé en “waves” c’est à dire en multiple de la longueur d’onde considérée (ici $7.7\mu m$).

L’équation 2.3 permet de connaître en tout point (x,y) de la lame la phase à donner à la lame sub-lambda pour compenser les défauts de la lentille, en notant que la position radiale r vaut $r = \sqrt{x^2 + y^2}$.

Afin de répondre à ce problème nous privilégierons une deuxième approche, plus adaptée aux cas de systèmes complexes et à l’optimisation d’un système optique : la lame sub-lambda va être modélisée par une lame à gradient d’indice. Cette approche permet de disposer de la position de la lame ainsi que de son indice de réfraction en fonction de r comme paramètres d’optimisation. Dans notre cas de figure simple, nous fixerons la position de la lame en amont de la lentille afin de se situer en éclairage incident normal à la surface, et à une distance de 10mm afin de simplifier le montage sur banc optique quand la lame sera testée. L’épaisseur de la lame à gradient d’indice est choisie égale à celle de la structuration sub-lambda, en l’occurrence à $7\mu m$ (voir section 2.4.1). Cette lame à gradient d’indice est située sur un substrat en silicium d’épaisseur équivalente au wafer (moins l’épaisseur structurée). Une simple optimisation de la loi d’indice de la lame à gradient d’indice permet de corriger parfaitement l’aberration sphérique de la lentille (voir figure 2.14). Nous avons utilisé la surface à gradient d’indice GRADIENT 3 de Zemax, qui exprime l’indice de réfraction comme étant un polynôme ne comportant que des ordres

pairs de la distance radiale r :

$$n(r) = n_0 + N_{r2}r^2 + N_{r4}r^4 + N_{r6}r^6 \quad (2.4)$$

On fixe $n_0 = 1$ et après optimisation les coefficients valent $N_{r2} = 4.310^{-3}$, $N_{r4} = 8.610^{-3}$ et $N_{r6} = 0$ (ce dernier paramètre était fixé à 0 dans cette optimisation). Dès lors qu'on connaît la loi d'indice $n(r)$, la phase correspondante vaut :

$$\phi(r) = \frac{2\pi.n(r).e}{\lambda} \quad (2.5)$$

avec e l'épaisseur de la lame à gradient d'indice, fixée à $7\mu m$ par la hauteur des plots.

Avec cette simulation faisant appel à une lame à gradient d'indice optimisée, on obtient le résultat idéal de notre système optique initial corrigé par l'ajout d'une lame dans le système optique. Cette lame à gradient d'indice s'identifie comme le cas limite d'une lame sub-lambda parfaite présentant une loi de phase optimisée et continue. Dans le cadre de cette première étude, l'ajout d'une telle lame permettrait d'obtenir un système optique en limite de diffraction sur axe (voir figure 2.14).

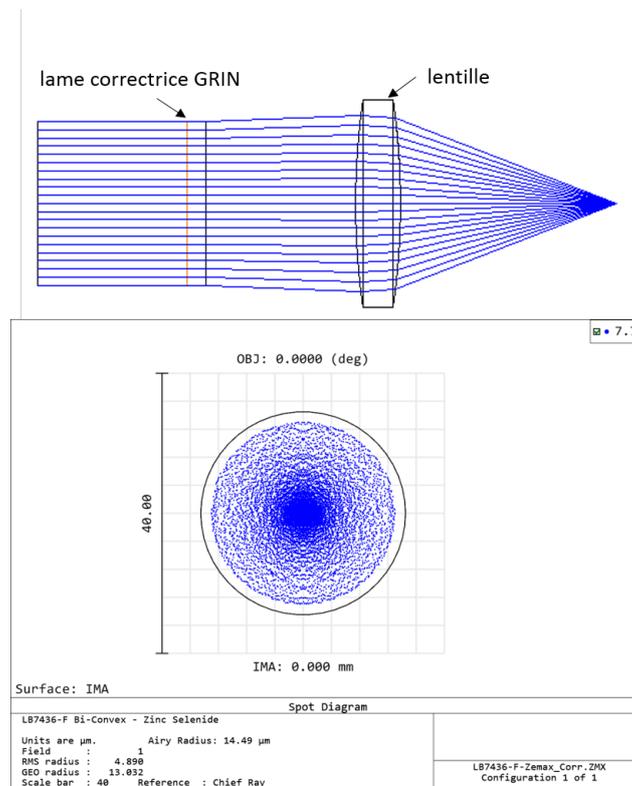


FIGURE 2.14 – Après optimisation de la lame à gradient d'indice sous Zemax, on obtient un système optique en limite de diffraction sur axe. Les points correspondent aux rayons tracés et le cercle noir à la tache d'Airy.

2.4. Simulation d'un système optique intégrant une optique sub-lambda

Dès lors que nous possédons un jeu de résonateurs sub-lambda qui permettent d'explorer l'espace de la phase de 0 à 2π d'une part, et une loi de phase permettant de corriger notre système optique initial d'autre part, il est possible de dessiner la lame sub-lambda. L'équation 2.5 impose une loi de phase $\phi(r)$. La figure 2.15 établit la correspondance entre la phase ϕ et le diamètre des plots ϕ . Finalement on obtient l'agencement des plots sur la lame sub-lambda en faisant correspondre la loi de phase issue de la simulation Zemax et de l'équation 2.5 avec les valeurs de phases accessible via notre géométrie sub-lambda. En pratique nous utiliserons des plots allant de $1\mu m$ à $2.15\mu m$ de diamètre avec une discrétisation de 50nm soit 24 plots de tailles différentes pour autant de valeurs de phase comprises entre 0 et 2π . Pour rappel, la phase de référence pour ce premier prototype est prise en l'absence de plot (voir section 2.4.1).

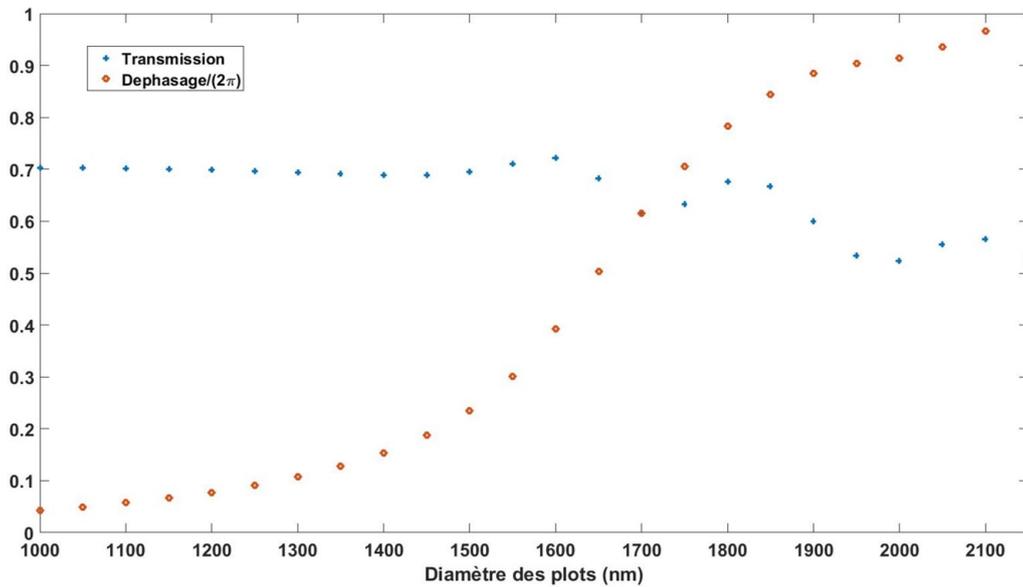


FIGURE 2.15 – On rappelle dans ce graphe les valeurs discrètes en déphasage $/2\pi$ et en transmission des différents diamètres de plots sub-lambda, en réseau hexagonal de période $5\mu m$, avec une hauteur de $7\mu m$ à la longueur d'onde $\lambda = 7.7\mu m$. La valeur nulle du déphasage correspond à l'absence de structuration.

La figure 2.16 montre la phase théorique obtenue via la lame à gradient d'indice et l'équation 2.5 modulée par 2π . Cette modulation par 2π ne modifie pas la fonction optique de la lame, et permet de l'approcher à partir des valeurs de phase comprise entre 0 et 2π accessibles par notre géométrie sub-lambda. La phase réelle de la lame sub-lambda est discrétisée en fonction du jeu de résonateurs sub-lambda défini précédemment, et l'ajustement de courbe est un ajustement en "marches d'escaliers" de la loi de phase théorique. Ceci a pour conséquence des erreurs de loi de phase en différents endroits de la lame, dont l'impact sera étudié plus en détail dans le chapitre 3. Une autre conséquence est la variation des paramètres géométriques des résonateurs en fonction de la loi de phase,

donc l'hypothèse que la phase rayonnée en champ lointain calculée en RCWA n'est pas modifiée en fonction des dimensions des résonateurs adjacents. Ce dernier point devra faire l'objet d'une validation (voir section 2.4.4).

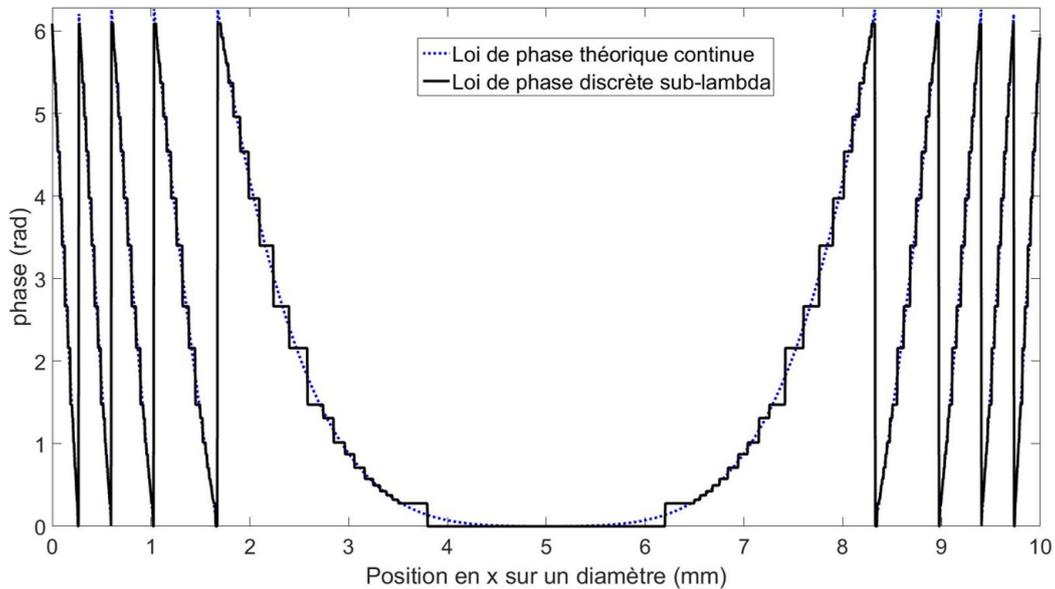


FIGURE 2.16 – La loi de phase de la lame à gradient d'indice modulée par 2π est approchée en “marches d'escaliers” par les valeurs discrètes accessibles avec notre géométrie sub-lambda.

La lame sub-lambda est à présent dessinée (voir figure 2.17), cependant à ce stade elle n'a pas encore été co-simulée avec le reste du système réfractif. C'est l'objet de la section 2.4.3.

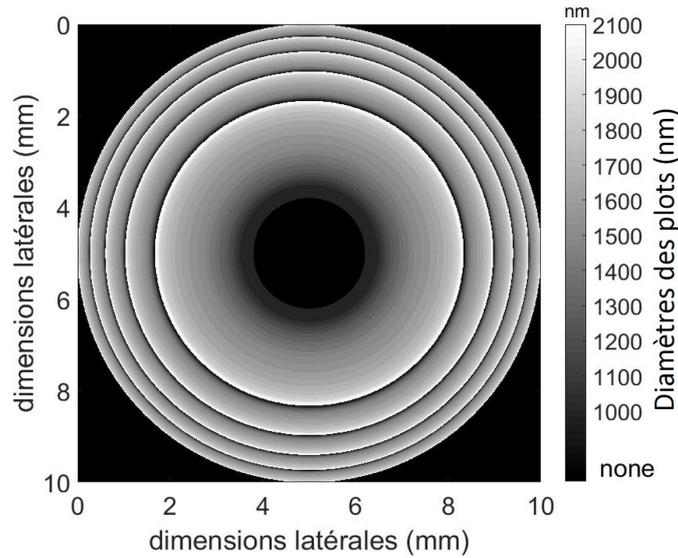


FIGURE 2.17 – A partir de l’ajustement de la loi de phase, on peut remonter aux dimensions des plots correspondant et établir une carte de la lame sub-lambda.

2.4.3 Simulation d’un système réfractif+sub-lambda : de la loi de Snell-Descartes généralisée à la Grid Phase Surface

Un objectif important de ce travail de thèse est la mise en oeuvre d’une méthode permettant de simuler des systèmes optiques intégrant des optiques réfractives et des lames sub-lambda. Dans ce cadre, et vu nos applications, les lames sub-lambda sont amenées à être de taille millimétrique à centimétrique ce qui exclut une simulation globale du dispositif par une méthode de type différences finies par exemple. Nous avons présenté précédemment la manière de dessiner une telle optique sub-lambda avec des temps de calculs faibles, via une conception du système optique sous Zemax et une simulation de l’optique sub-lambda via la méthode RCWA. Nous disposons à présent de l’architecture de la lame sub-lambda (voir figure 2.17) obtenue par ajustement de courbe de la loi de phase d’une lame à gradient d’indice optimisée pour corriger les défauts du système optique ; dans notre exemple il s’agit de la correction de l’aberration sphérique. Il reste cependant à simuler non pas le cas optimal théorique d’une lame à gradient d’indice mais le cas réel de la lame sub-lambda dessinée, à la phase discrète qui correspond sur la figure 2.16 à la courbe en marche d’escaliers. Ce n’est qu’à cette condition que l’on disposera effectivement d’une méthode de simulation mixte d’optiques réfractives et sub-lambda.

Pour simuler l’objet réel nous allons faire appel à la loi de Snell-Descartes généralisée[26] (voir équation 2.7). Cette loi généralisée dépasse le cadre de la loi de Snell-Descartes (équation 1.8) en rendant compte du cas de discontinuités de phase à l’interface entre deux milieux. Ce cas est typiquement celui dans lequel nous nous situons en utilisant des

optiques sub-lambda : en effet, à la différence de lentilles réfractives classique où la déviation de la lumière est due à la forme de la lentille, et dont la loi de Snell-Descartes rend compte, nos optiques sub-lambda présentent une surface plane et fonctionnalisée optiquement par des sauts discrets de phase. La loi de Snell-Descartes généralisée rend compte de la conservation de la composante tangentielle du vecteur d'onde \bar{k} à l'interface entre deux milieux (voir figure 2.18). La composante tangentielle du vecteur d'onde incident $k_0 n_i \sin(\theta_i)$ additionnée à la dérivée de la phase le long de l'interface $\frac{d\phi}{dx}$ doit être égale à la composante tangentielle du vecteur d'onde réfracté $k_0 n_t \sin(\theta_t)$, soit :

$$k_0 n_i \sin(\theta_i) + \frac{d\phi}{dx} = k_0 n_t \sin(\theta_t) \quad (2.6)$$

avec $k_0 = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ la longueur d'onde, n_i et n_t les indices de réfraction du milieu incident et du substrat, θ_i l'angle d'incidence et θ_t de réfraction. L'équation 2.6 permet de déduire la loi de Snell-Descartes généralisée :

$$n_t \sin(\theta_t) - n_i \sin(\theta_i) = \frac{1}{k_0} \frac{d\phi}{dx} \quad (2.7)$$

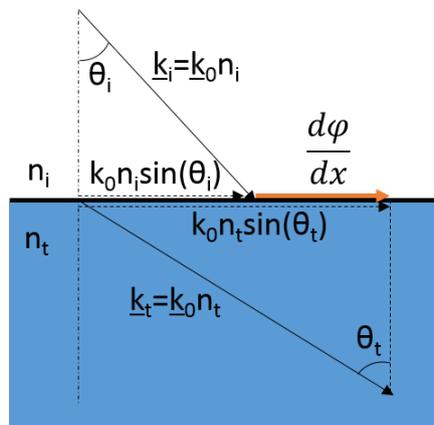


FIGURE 2.18 – La loi de Snell-Descartes se généralise au cas de la présence de discontinuités de phase à l'interface entre deux milieux, par conservation de la composante tangentielle du vecteur d'onde.

Une autre manière d'expliquer cette généralisation de la loi de Snell-Descartes est de faire appel au principe de Fermat selon lequel la trajectoire de la lumière est toujours celle qui minimise le trajet optique. A l'interface entre deux milieux et en présence d'une discontinuité de phase, la déviation des rayons lumineux obéit à ce principe et la discontinuité de phase a donc un impact sur la trajectoire des rayons lumineux[26].

Dès lors, connaissant la carte de phase de notre optique sub-lambda, il devient possible

2.4. Simulation d'un système optique intégrant une optique sub-lambda

de rendre compte de son comportement dans le cadre d'une simulation par tracé de rayons en utilisant la loi de Snell-Descartes généralisée. Zemax propose un type de surface adapté à ce cas de figure : la surface GRID PHASE. Il s'agit d'une carte de phase pixelisée que l'utilisateur doit renseigner via un fichier externe (voir figure 2.19). Nous définirons chaque pixel par une période de notre réseau sub-lambda, donc chaque pixel rendra compte d'un résonateur de la lame afin de décrire le plus précisément possible notre optique sub-lambda. Dans notre cas ce fichier est généré automatiquement lors de la conception sous matlab de la lame sub-lambda. Chargé dans Zemax, le logiciel utilise la loi de Snell-Descartes généralisée pour calculer la déviation des rayons lumineux à l'interface avec cette surface, ce qui permet de simuler l'objet sub-lambda réellement dessiné dans le cadre d'un système optique quelconque.

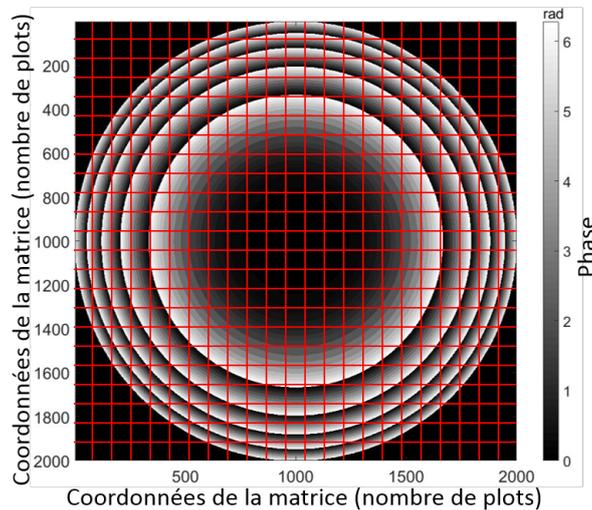


FIGURE 2.19 – Vue schématique de la pixelisation de la carte de phase renseignée dans la surface GRID PHASE de Zemax. En pratique on choisira un pixel par résonateur sub-lambda par souci de précision.

Finalement, la figure 2.20 montre l'effet de la lame réelle simulée sous Zemax et associée à la lentille biconvexe LB7436-F. Il apparaît ici clairement que la lame sub-lambda a bien un effet sur le trajet des rayons, un effet divergent conformément au souhait de corriger une aberration sphérique. Cependant il apparaît aussi que le niveau de performance atteint se situe bien en deçà du cas théorique optimal vu avec la lame à gradient d'indice (voir figure 2.14). Nous reviendrons en détail sur cet écart aux performances nominales qui s'explique par la différence entre la loi de phase théorique optimisée et la loi de phase réellement atteinte via l'ajustement de courbe, présenté sur la figure 2.16. La déviation effective de la lumière selon la dérivée de la phase doit aussi être dépendante de la largeur des marches de phases devant la longueur d'onde. De trop larges marches de phase doivent

aussi entraîner des pertes, c'est à dire que les rayons lumineux qui traversent le centre de telles zones ne sont pas déviés. En première approche nous estimerons ne pas nous situer dans ce cas de figure, qui sera discuté dans les limites du modèle du chapitre 4.

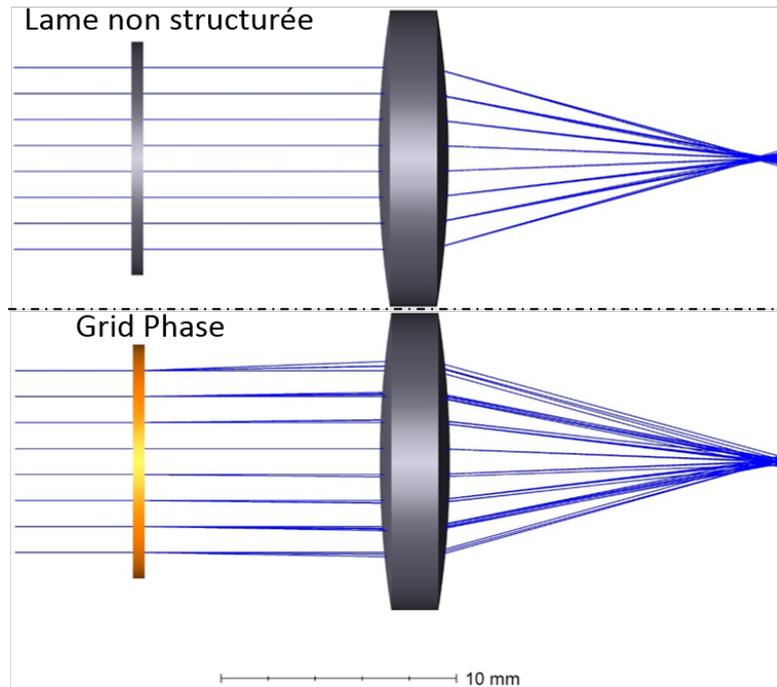


FIGURE 2.20 – Simulation Zemax de la lentille Thorlabs biconvexe LB7436-F avec et sans la lame sub-lambda.

Le but de ce premier prototype n'est cependant pas d'atteindre un niveau de performance parfait mais bien de valider l'outil de simulation d'optiques sub-lambda associées à des optiques réfractives. L'optimisation des optiques sub-lambda pourra être menée dans un second temps une fois l'outil de simulation validé par l'expérience (voir chapitre 3). On pourra alors améliorer les structures sub-lambda de sorte à respecter un cahier des charges donné, et conduire des co-optimisations des optiques réfractives et sub-lambda. Dans le cadre de la conception, de la réalisation et du test de ce premier prototype, il nous faut donc vérifier que l'effet simulé de la lame sub-lambda dans le système optique correspond à la mesure qui sera faite sur le banc de test optique. Le banc optique sera détaillé dans la section 2.6. Le banc optique a donc été simulé en utilisant Zemax, dans le cas de la présence de la lentille de test seule et dans le cas de la lentille associée à la lame sub-lambda où celle-ci est approximée par une loi de phase digitalisée. Le banc est fait pour faire l'image d'une fente à travers le système optique testé (voir section 2.6).

2.4.4 Validation de l'approche par une comparaison à une optique réfractive, une simulation FDTD et un calcul analytique via la loi de Snell-Descartes généralisée

L'objet de cette section est de valider dans le cadre d'un cas d'étude simple la méthode présentée plus haut d'utilisation de la loi de Snell-Descartes généralisée, donc d'une surface GRID PHASE dans Zemax pour rendre compte du comportement d'une lame sub-lambda au sein d'un système optique quelconque. Pour ce faire nous allons étudier le cas d'un prisme, qui se ramène en fait au cas d'un réseau blazé binaire du fait de la modulation par 2π de la phase. Le choix s'est porté sur cet objet car il est simple conceptuellement, la période du réseau blazé est de quelques dizaines de micromètres donc simulable par FDTD avec des conditions de périodicité, il est réalisable avec nos outils de fabrication et simple à caractériser. Par ailleurs, de nombreux travaux traitent du cas d'un réseau blazé binaire fabriqué via une structuration sub-lambda : dans le visible[23, 69, 70], avec des efficacités de couplage à l'ordre 1 allant de 58% à 85% selon les prototypes, mais aussi dans le LWIR à $10.6\mu m$ [71]. Dans le cadre de ce travail, nous proposerons un réseau blazé sub-lambda de grandes dimensions ($2 \times 5mm$) fonctionnant à $10.6\mu m$.

Nous déroulerons le cheminement du calcul de la structure sub-lambda à la loi de phase, et nous comparerons les résultats issus du modèle analytique, d'une simulation FDTD ainsi que du logiciel Zemax. Pour commencer, rappelons que la déviation D de la lumière par un prisme réfractif peut s'exprimer en fonction de l'angle incident I_1 , de l'indice de réfraction du prisme n et de l'angle A du prisme via la loi de Snell-Descartes (voir figure 2.21) :

$$D = I_1 - A + \arcsin[\sqrt{n^2 - \sin^2(I_1)}\sin(A) - \cos(A)\sin(I_1)] \quad (2.8)$$

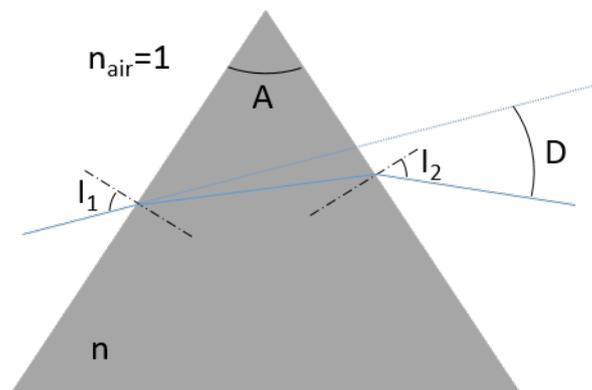


FIGURE 2.21 – Déviation de la lumière par un prisme

Dans le cas d'un prisme sub-lambda, c'est à dire d'une optique plane possédant une structuration sub-lambda et dont la loi de phase obéit à celle d'un prisme, on utilise la loi de Snell-Descartes généralisée (voir équation 2.7 et figure 2.22). Un tel prisme sub-lambda est constitué d'une succession de plots dont la phase varie linéairement entre 0 et 2π :

$$\frac{d\phi}{dx} = \frac{2\pi}{N\Lambda} \quad (2.9)$$

avec N le nombre de plots choisi pour parcourir la phase de 0 à 2π et Λ la période du réseau sub-lambda. Notre cas d'étude se ramène à celui d'un réseau blazé de période $P = N\Lambda$, avec l'angle A du prisme qui correspond à l'angle de blaze θ_B du réseau (voir figure 1.14 dans la section 1.4.1 du chapitre 1). La figure 2.23 montre l'équivalent en réfractif de notre cas d'étude, où notre optique sera éclairée en incidence normale.

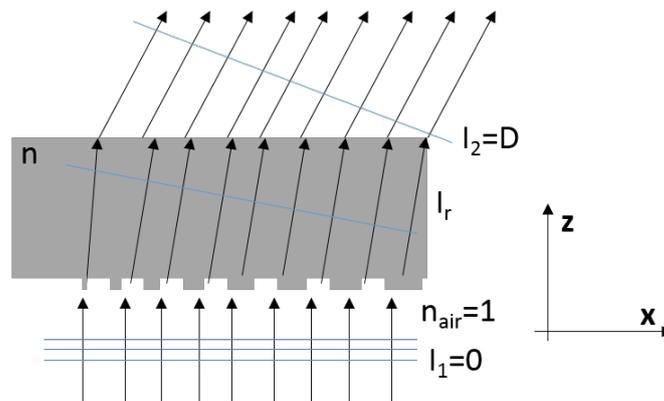


FIGURE 2.22 – Déviation de la lumière par un prisme sublambda

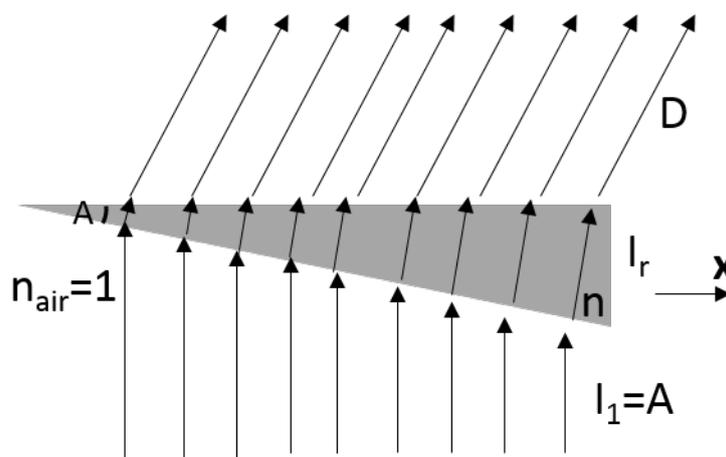


FIGURE 2.23 – Cas d'étude comparative entre un prisme réfractif et un prisme sub-lambda décrit par la figure 2.22. L'angle A correspond à l'angle de blaze de notre réseau échelonné.

2.4. Simulation d'un système optique intégrant une optique sub-lambda

Pour ce prototype, les paramètres choisis sont une longueur d'onde $\lambda = 10.6\mu m$, une période de réseau sub-lambda $\Lambda = 4\mu m$, avec un maillage carré et une hauteur de plots $h = 7.5\mu m$. Les résonateurs sub-lambda présentent un déphasage variant de 0 à 2π lorsque les plots ont un diamètre variant de 1 à $3\mu m$, avec une transmission comprise entre 42% et 81% comme le montre la figure 2.24. Cette géométrie sub-lambda est différente de celle dessinée à la longueur d'onde $7.7\mu m$ et décrite précédemment, ce qui illustre que la longueur d'onde influence les paramètres géométriques.

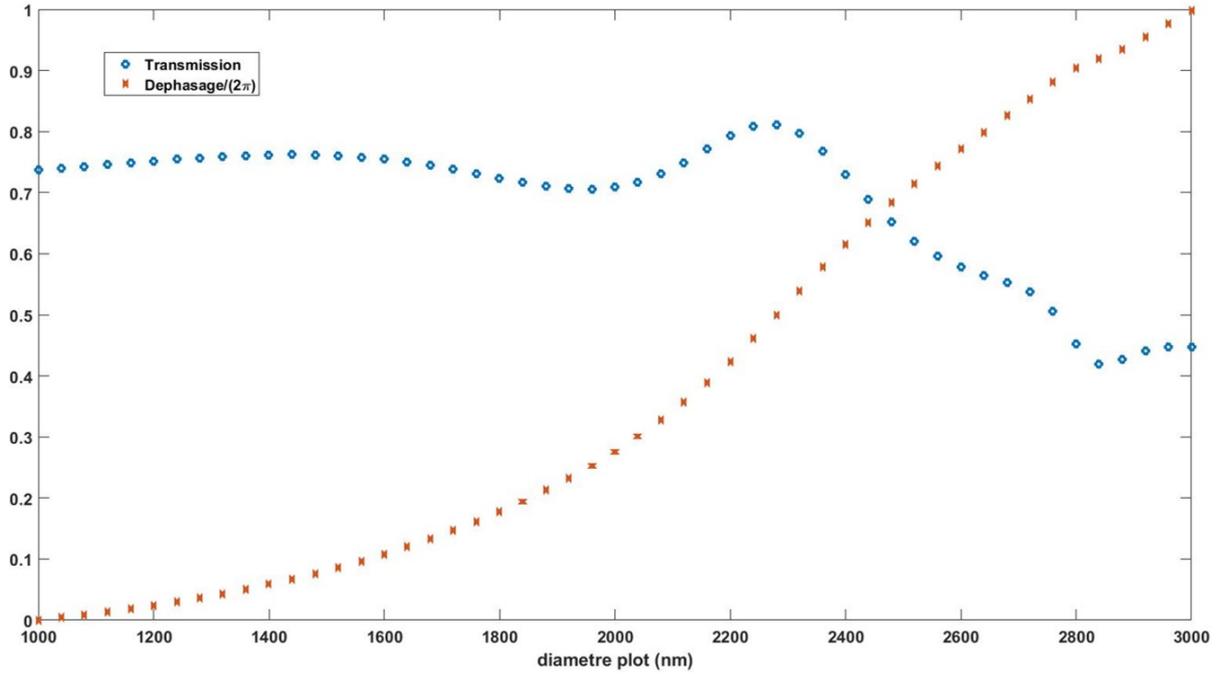


FIGURE 2.24 – Le déphasage $/2\pi$ (en rouge) et la transmission à l'ordre 0 (en bleu) en fonction du diamètre des plots d'un réseau sub-lambda de maillage carré et de période $4\mu m$ sont tracés sur ce graphe pour une hauteur de plots de $7.5\mu m$. La longueur d'onde de simulation est $\lambda = 10.6\mu m$ et l'angle d'incidence est nul (onde normale au réseau).

Le prisme sub-lambda sera défini comme parcourant la phase de 0 à 2π en 8 périodes, soit 8 résonateurs apportant chacun un incrément de $\frac{\pi}{4}$. Cette variation rapide de la phase permettra de pouvoir simuler l'intégralité du dispositif via une simulation aux différences finies, puisque la période P du réseau blazé binaire vaut $P = 8 \times 4 = 32\mu m$. Avec cette structuration, la variation de la phase vaut donc :

$$\frac{d\phi}{dx} = \frac{2\pi}{8\Lambda} = 0.1963 \text{rad} \cdot \mu m^{-1}$$

L'angle d'incidence I_1 est défini comme étant nul et en utilisant la loi de Snell-Descartes

généralisée on obtient l'angle de déviation I_r dans le substrat en silicium ($n = 3.42$) :

$$I_r = a \sin\left(\frac{\lambda}{2\pi n} \frac{d\phi}{dx}\right) = a \sin\left(\frac{\lambda}{8\Lambda n}\right) \quad (2.10)$$

Soit

$$I_r = 0.0970 \text{ rad}$$

soit $I_r = 5.56^\circ$. De même, en utilisant la loi de Snell-Descartes en sortie du substrat on obtient l'angle de déviation D en sortie du substrat en silicium :

$$D = a \sin(n \cdot \sin(I_r)) = 0.3376 \text{ rad}$$

soit $D = 19.34^\circ$.

On peut calculer l'angle du prisme réfractif équivalent, qui est l'angle de blaze du réseau échelette pour obtenir le même angle de déviation à l'ordre $m = 1$, à partir de la relation 1.16 :

$$A = \theta_B = 7.84^\circ$$

avec $n_1 = 1$ (le milieu incident est l'air) et $n_2 = 3.42$, et à la longueur d'onde $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$. L'angle réfracté dans le substrat en silicium, d'après la loi de Snell-Descartes vaut $\theta_r = 2.28^\circ$ par rapport à la normale à la surface du prisme. D'après la loi des réseaux, l'angle diffracté à l'ordre 1 par ce réseau est de $\theta_{m=1} = 5.56^\circ$, à la longueur d'onde $\lambda = 10.6 \mu\text{m}$, pour une période de $32 \mu\text{m}$ et en incidence normale par rapport au plan du réseau d'indice $n_2 = 3.42$. Conformément à ce qui était attendu, on obtient bien : $\theta_B = \theta_r + \theta_{m=1}$ (voir figure 1.14 page 35).

Vérifions à présent que d'une part cette géométrie de résonateurs sub-lambda simulée par FDTD et non RCWA donne un résultat concordant avec les autres méthodes, et d'autre part que la simulation Zemax d'une telle optique via une surface GRID PHASE se comporte comme prévu.

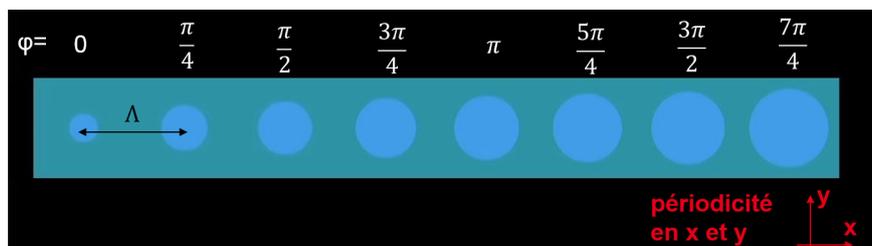


FIGURE 2.25 – Simulation du prisme par la méthode FDTD avec le logiciel lumerical©. En théorie, l'effet d'un résonateur à 0 ou à 2π est le même d'où le retour à 0 après le résonateur à $\frac{7\pi}{4}$ (périodicité en x et en y).

2.4. Simulation d'un système optique intégrant une optique sub-lambda

La figure 2.25 décrit la simulation FDTD du dispositif. Les diamètres des plots correspondant aux déphasages voulus sont ceux trouvés via le calcul RCWA de cette géométrie (voir figure 2.24). On s'attend à trouver un angle de déviation $D = 19.3^\circ$ conformément à la loi de phase d'un tel prisme sub-lambda gravé sur un substrat en silicium. Cependant, comme nous l'avons déjà évoqué, le calcul RCWA est rigoureux pour un réseau périodique infini de plots de mêmes caractéristiques géométriques. Une hypothèse très importante de ce travail est l'extrapolation des valeurs de phase calculées par RCWA au cas où les résonateurs sont en réseau mais avec des paramètres géométriques variant de sorte à obtenir une loi de phase. Le cas d'un prisme variant de 0 à 2π sur seulement 8 périodes permet de pousser cette hypothèse avec une évolution rapide et forte des paramètres géométriques des résonateurs. Ainsi si le calcul FDTD donne un résultat conforme à la valeur de déviation de la lumière calculée théoriquement ce sera un argument fort en faveur du choix de la RCWA, plus rapide, malgré l'évolution des paramètres géométriques des résonateurs sur nos dispositifs.

Outre les paramètres de périodicité selon x et y comme présenté sur la figure 2.25, le domaine de simulation est borné selon z par des conditions PML. La lumière (à la longueur d'onde $\lambda = 10.6\mu m$ et polarisée selon l'axe x) se propage selon z depuis l'air vers la structure sub-lambda (en incidence normale), puis se propage dans le substrat en silicium (d'indice de réfraction fixé à $n = 3.42$) sur plusieurs dizaines de micromètres d'épaisseur, et ressort dans l'air. C'est à ce niveau qu'est calculé l'angle de déviation du prisme sub-lambda, présenté sur la figure 2.26.

La simulation FDTD montre bien une déviation en sortie du prisme sub-lambda, avec une onde quasi-plane. Le calcul de l'angle de déviation par simulation FDTD donne le résultat suivant :

$$D = \arctan\left(\frac{11.1}{32}\right) = 0.3338rad$$

Soit

$$D = 19.13^\circ$$

En comparaison au cas théorique calculé en début de cette section, qui donnait une déviation $D = 19.34^\circ$ avec la loi de Snell-Descartes généralisée, on reste dans un écart de l'ordre de 1% entre ce résultat théorique et la simulation FDTD, et ce malgré l'hypothèse de la phase inchangée entre calcul en réseau via la RCWA et cas réel où la géométrie des plots varie d'une période à une autre. Notre approche est donc renforcée par ce résultat.

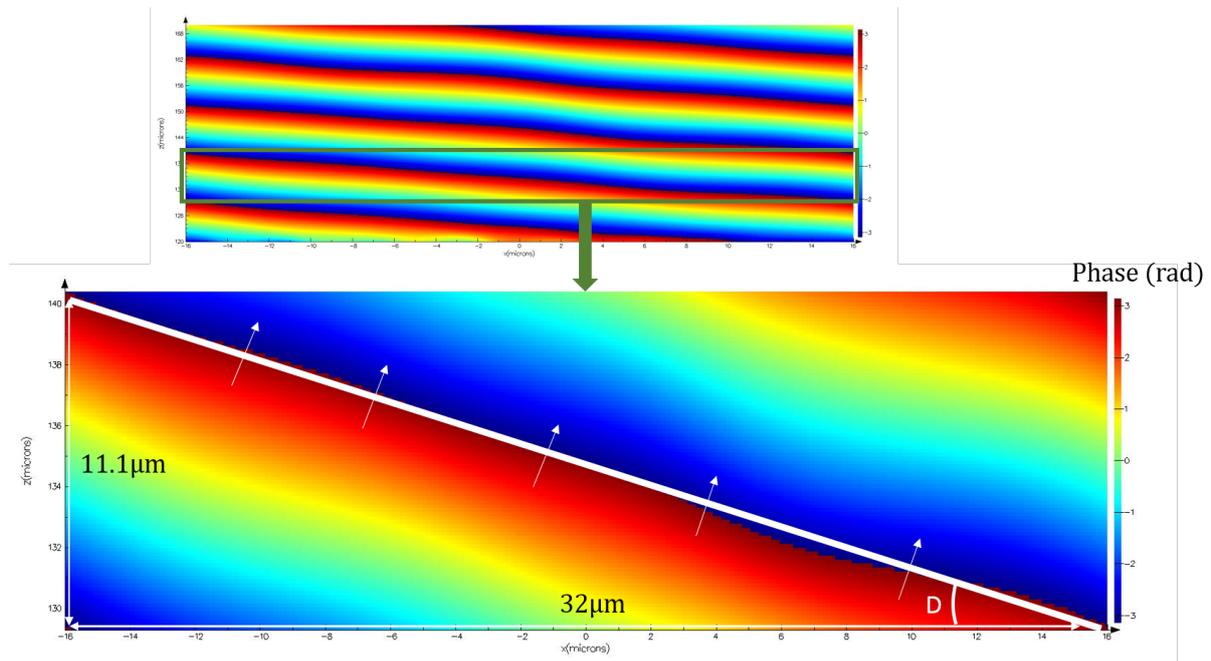


FIGURE 2.26 – Simulation du prisme par la méthode FDTD avec le logiciel lumerical©. La phase du champ électrique selon x est tracée dans l'air en sortie du silicium. On observe bien une onde quasi-plane et déviée d'un angle $D = \arctan(\frac{11.1}{32}) = 0.3338rad$ soit $D = 19.13^\circ$ ce qui confirme les résultats obtenus précédemment.

La petite différence par rapport au cas théorique peut être due à notre hypothèse d'une phase égale entre un plot en réseau (calcul RCWA) et un plot à proximité d'un autre plot de dimensions différentes (cas réel de notre optique sub-lambda ici simulée via la méthode FDTD). La figure 2.27 permet de comparer le champ électrique selon x dans des plots en réseau et dans le cas du prisme. On observe bien une légère différence entre ces deux cas, avec une déformation des modes dans la structure comme pour s'accorder à ceux des résonateurs voisins. Cependant globalement le champ reste très corrélé dans le cas du prisme à celui observé dans le cas des plots en réseau. Ce résultat est de première importance, puisqu'il valide notre hypothèse selon laquelle le résultat de la simulation RCWA pour déterminer la phase des résonateurs reste vrai sur nos optiques où les dimensions des résonateurs varient. La validité de cette hypothèse dépendra nécessairement du type de géométrie sub-lambda et cette analyse sera à reconduire pour d'autres géométries sub-lambda.

Le dernier point de validation de notre approche est de pouvoir retrouver ces mêmes résultats par simulation de l'objet sub-lambda dans Zemax. Afin de le simuler, nous définissons une loi de phase renseignée dans une surface GRID PHASE de Zemax correspondant à ce même prisme, c'est à dire 8 valeurs de phases multiples de $\frac{\pi}{4}$ pour parcourir 0 à 2π en 8 périodes. Pour rendre compte d'un objet de grande taille, on répètera ce

2.4. Simulation d'un système optique intégrant une optique sub-lambda

motif en réseau (comme dans la simulation FDTD, voir figure 2.25) de sorte à obtenir un prisme sub-lambda de dimensions 5x5mm. La carte de phase est renseignée via un fichier texte d'extension .dat lisible par Zemax exporté depuis Matlab. Dans ce fichier, une valeur est renseignée pour chaque résonateur, ce qui pour un dispositif de période $4\mu\text{m}$ et de dimensions 5x5mm représente une carte de 1250x1250 valeurs de phase.

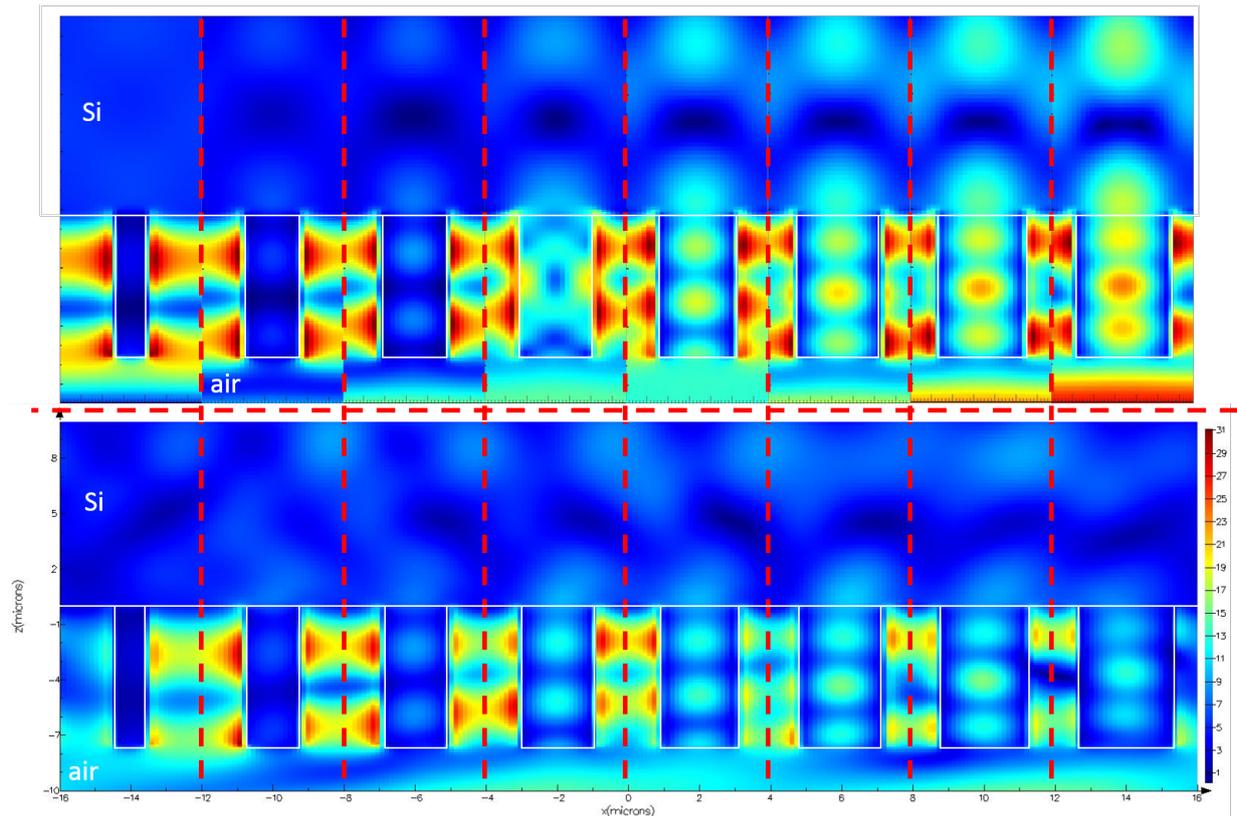


FIGURE 2.27 – Simulation par la méthode FDTD avec le logiciel lumerical©. Le champ électrique selon x est tracé au niveau de la structuration sub-lambda (représentée par les traits blancs). La lumière est injectée sous la forme d'une onde plane à incidence normale selon l'axe z (propagation du bas vers le haut des figures). Le cas de la simulation du prisme étudié dans cette section est représenté en bas. En haut il s'agit des calculs menés individuellement pour chaque plot constituant le prisme, simulé en réseau périodique infini à l'instar du calcul RCWA. On observe un "accordage" entre les modes du champ dans les plots et dans le prisme avec une forte corrélation entre le cas des plots calculés individuellement en réseau et le cas du dispositif sub-lambda avec une évolution rapide des paramètres géométriques d'une période à l'autre, ce qui va dans le sens de notre hypothèse d'utilisation de la RCWA malgré la variation de paramètres géométriques pour obtenir une loi de phase. L'échelle des couleurs est arbitraire pour chaque simulation.

La figure 2.28 représente les valeurs de phase sur une section du dispositif ainsi que sa

dérivée. La valeur de la dérivée de la phase discrète est calculée comme suit dans Zemax :

$$\frac{d\phi}{dx} = \frac{\phi(x + \delta x) - \phi(x - \delta x)}{2\delta x} \quad (2.11)$$

En pratique ici la phase varie à chaque période du réseau sub-lambda donc on a $\delta x = \Lambda$. Dans le cas général la dérivée est calculée pour chaque “marche” de phase qui peut être large de plusieurs périodes (voir figure 2.16) et δx correspondra à la largeur de chaque marche de phase. Nous reviendrons sur ce qu’implique ce choix pour δx dans la section 3.5 discutant des limites du modèle dans le chapitre 3.

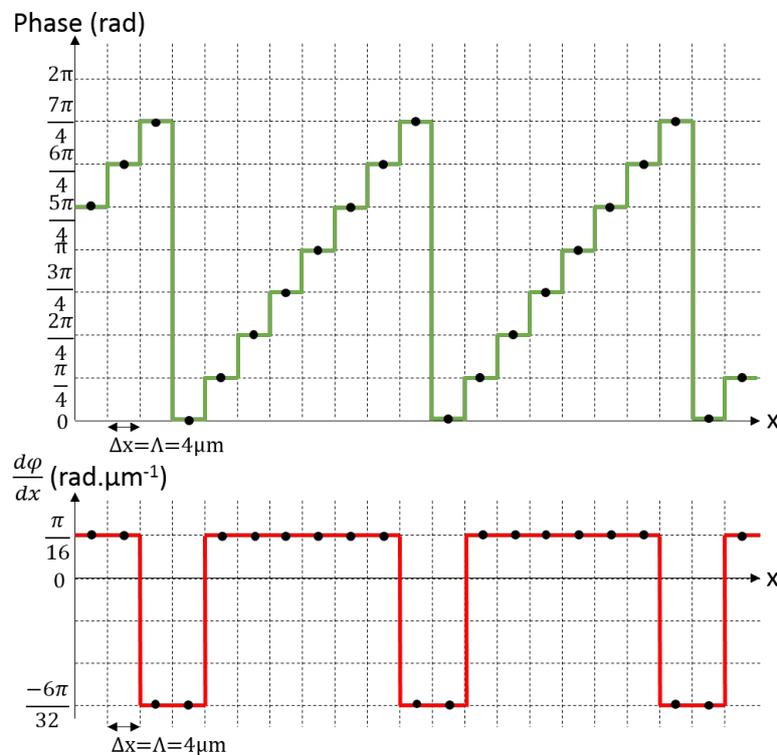


FIGURE 2.28 – La loi de phase ainsi que sa dérivée telle que calculée dans Zemax sont représentées pour une section quelconque du dispositif, où 3 retours à 0 de la phase sont visibles. Ces retours à zéro sont dus à la modulation par 2π de la loi de phase. La loi de phase est discrète par nature pour un réseau sub-lambda, d’où sa forme en marche d’escaliers. Les 8 valeurs de phase sont visibles, comme défini lors de la conception du prisme, et 0 et 2π étant équivalents on ne parcourt l’espace des phases que de 0 à $\frac{7\pi}{4}$ rad.

Du fait de la modulation de la loi de phase par 2π , Zemax calcule donc deux valeurs de dérivée possibles pour la phase : sur 6 des 8 périodes constituant un prisme, la valeur de la dérivée vaut :

$$\frac{d\phi}{dx} = \frac{\frac{2\pi}{4}}{2\Lambda} = \frac{\pi}{16} \text{rad} \cdot \mu\text{m}^{-1}$$

2.4. Simulation d'un système optique intégrant une optique sub-lambda

Et sur les périodes de retour à 0 de la phase, la dérivée vaut :

$$\frac{d\phi}{dx} = \frac{\frac{\pi}{4} - \frac{7\pi}{4}}{2\Lambda} = \frac{-6\pi}{32} \text{rad} \cdot \mu\text{m}^{-1}$$

Comme le montrent les figures 2.28 et 2.29, d'après les équations 2.7 et 2.10 et pour une onde à incidence normale, l'angle réfracté derrière la structuration sub-lambda dans le substrat en silicium d'indice $n = 3.42$ et à la longueur d'onde $\lambda = 10.6\mu\text{m}$, serait de $I_{r1} = 0.0970\text{rad}$ soit 5.56° pour la valeur de dérivée de la phase de $\frac{\pi}{16}\text{rad} \cdot \mu\text{m}^{-1}$. Sur les périodes de retour à 0 de la phase où la dérivée vaut $\frac{-6\pi}{32}\text{rad} \cdot \mu\text{m}^{-1}$, l'angle correspondant vaudrait $I_{r2} = 0.295\text{rad}$ soit -16.9° . Ces deux angles I_{r1} et I_{r2} se traduiraient, en sortant du substrat en silicium et d'après la loi de Snell-Descartes par un angle de déviation totale $D_1 = 0.3376\text{rad}$ soit 19.34° pour I_{r1} et $D_2 = -1.4589\text{rad}$ soit -83.59° pour I_{r2} . Si D_1 correspond bien aux calculs fait précédemment ainsi qu'au résultat trouvé par simulation FDTD, la valeur de D_2 n'est pas attendue. Dans la mesure où une valeur de phase de 2π ou de 0 sont censées entraîner le même effet optique sur un front d'onde la valeur D_2 localisée aux retours à 0 de la loi de phase doit correspondre à une erreur du modèle intrinsèque au calcul discret de la dérivée de la loi de phase effectué par Zemax et non à un effet physique réel. C'est ce qu'indique la simulation FDTD du dispositif, et c'est aussi ce qui est attendu avec le cas d'un réseau de type échelle.

Notre optique constitue un réseau échelle binaire à 8 niveaux, ce qui induit que toute la lumière n'est pas transmise à l'ordre 1 du réseau (l'efficacité dépend du nombre de niveaux de phase [8, 72]). En pratique, l'équation 2.12[73] nous indique un rendement de $\eta_1 = 95\%$ à l'ordre 1 pour un réseau binaire à $N = 8$ niveaux de phase, les 5% restant se répartissent dans d'autres ordres (y compris l'ordre 0) du réseau :

$$\eta_1 = \text{sinc}^2\left(\frac{1}{N}\right) \quad (2.12)$$

L'angle de sortie du substrat de l'ordre $m = -3$ correspond à un angle de $D_{m=-3} = -83.6^\circ$, très proche de l'angle calculé par Zemax aux retours de la phase à 0 sur notre dispositif (figure 2.29). Cela s'explique par le fait que la dérivée de la phase correspondant à cette déviation s'exprime sur 2 périodes sub-lambda, contre 6 périodes sub-lambda pour la dérivée de la phase donnant l'angle de l'ordre 1. Cependant l'efficacité d'un tel ordre doit en théorie être inférieure à 5% or Zemax prédit 25% de transmission à cet angle (2 périodes sub-lambda sur 8 comme le montre la figure 2.28), ce qui va donc dans le sens d'une erreur de Zemax dans la manière de calculer la dérivée de la phase aux modulations de phase entre 0 et 2π plus que d'une réalité physique. Pour contrer ce problème il faut redéfinir le calcul de la dérivée et renseigner ces valeurs de dérivée dans Zemax en plus des valeurs de phase.

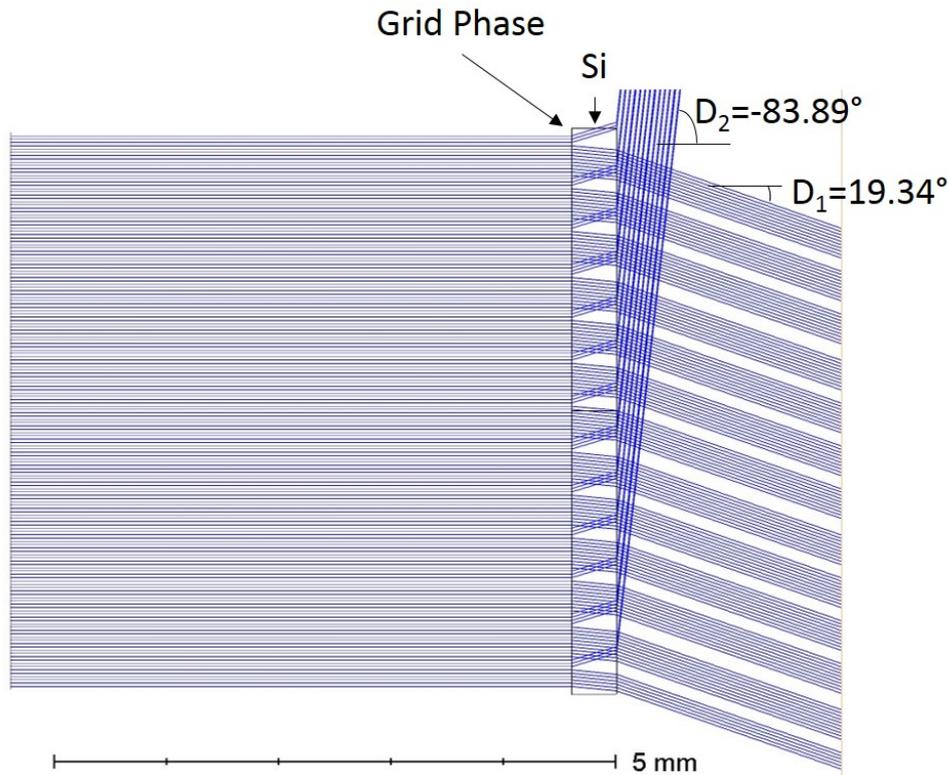


FIGURE 2.29 – Simulation Zemax du prisme sub-lambda au moyen d'une surface GRID PHASE. Comme prévu par le calcul on observe deux angles de déviation $D_1 = 19.34^\circ$ et $D_2 = -83.59^\circ$.

Une vérification expérimentale pourra définitivement écarter un des comportements prévus, en effet si cette valeur d'angle $D_{m=-3}$ est physique et non due à une mauvaise méthode de calcul de la dérivée, il sera observable et mesurable. Cependant à de tels angles de déviation, il faut prendre en compte la variation des coefficients de Fresnel en réflexion en fonction de l'angle d'incidence et de la polarisation de la lumière[73]. En effet, si pour les angles correspondant aux ordre 0 et 1 la réflexion en sortie du substrat en silicium vaut 30% quelque soit la polarisation (TE ou TM) ce n'est plus le cas à l'ordre $m = -3$ avec un angle de déviation dans le silicium de -16.9° (soit -83.6° dans l'air par réfraction en sortie du substrat). A cette incidence on a un coefficient de réflexion pour la polarisation TE de $R_{TE} = 87\%$ et de $R_{TM} = 19\%$ pour la polarisation TM. Ainsi, comme nous travaillons en lumière non polarisée, on suppose une répartition égale du flux dans les deux polarisations et in fine un coefficient de réflexion à l'ordre $m = -3$ de $R_{m=-3} = 53\%$. La différence avec le coefficient de réflexion aux ordres 0 et 1 change la part relative du signal capté dans les différents ordres. Ainsi si il ne s'agissait pas d'une erreur de méthode de calcul de la dérivée de la phase par Zemax on doit s'attendre non

2.4. Simulation d'un système optique intégrant une optique sub-lambda

pas à 25% du signal en sortie à l'angle -83.6° , mais à 18%. A cette hauteur de 18% du signal il s'agit d'une proportion non négligeable du flux qui devrait être détectable sur notre banc optique (voir section 2.6). Cette vérification expérimentale sera l'objet de la section 3.2 page 100 du chapitre 3.

Nous avons mis au point une méthode de simulation d'optiques sub-lambda de grandes dimensions couplées à des optiques réfractives au sein de systèmes optiques. Afin d'être fonctionnalisées optiquement, nos lames sub-lambda sont constituées de résonateurs aux dimensions géométriques variant localement ce qui introduit un gradient de phase dont la loi de Snell-Descartes généralisée permet de rendre compte. Ce faisant, une hypothèse forte de notre méthode consiste à supposer que la phase rayonnée en champ lointain par un résonateur sub-lambda est la même quelque soit la dimension des résonateurs voisins : en effet nous calculons cette phase par la méthode RCWA, qui considère les résonateurs en réseau périodique infini, donc entourés de voisins de dimensions identiques, puis nous utilisons cette valeur pour imprimer une loi de phase sur l'optique sub-lambda en choisissant localement la dimension de chaque résonateur. Il n'est pas sûr, a priori, que cette phase soit la même indépendamment des résonateurs adjacents. Nous avons donc mené une simulation par FDTD d'un réseau blazé sub-lambda, afin de valider cette hypothèse pour nos géométries sub-lambda par une simulation de l'optique dans son intégralité avec des résonateurs de dimensions variables. Cette simulation donne bien le résultat escompté et nous permet, avec ce type de géométries sub-lambda, d'utiliser notre approche. L'analyse de ce réseau blazé a permis par ailleurs de mettre en évidence de possibles valeurs erronées du calcul de la dérivée de la phase dans la simulation Zemax : en effet ces valeurs, situées au niveau des modulations de phase de 0 à 2π entraînent des déviations importante des rayons simulés, qui ne sont ni attendues par la théorie des réseaux -a minima pas à cette ampleur- ni visibles dans la simulation FDTD de l'objet. La caractérisation de prototypes permettra, dans le chapitre 3, d'identifier clairement ces potentielles erreurs numériques, qui seront ensuite discutées dans les limites du modèle (section 3.5 du chapitre 3). Le calcul de la dérivée de la loi de phase dans Zemax apparaît comme une limite de cette méthode dans certains cas, en particulier du fait de la modulation de la loi de phase avec des erreurs qui peuvent être commises aux retours de 0 à 2π . Ces erreurs n'apparaîtraient pas en démodulant la loi de phase, ou en calculant la dérivée de la phase par nous même et non en laissant Zemax en faire le calcul.

Connaissant le fonctionnement de notre outil de simulation, des solutions sont donc possibles pour éviter les erreurs du modèle et dès lors notre méthode est prometteuse pour simuler de grandes optiques sub-lambda au sein de système optique d'imagerie.

2.5 Procédés de fabrication de structures sub-lambda

Les optiques sub-lambda présentent un avantage économique potentiel en terme de fabrication : elles sont réalisables via des procédés utilisés en microélectronique, là où des lentilles réfractives classiques seront polies par exemple. Le domaine de l'infrarouge est d'autant plus intéressant qu'il permet d'utiliser le silicium comme substrat puisque ce dernier est transparent à ces longueurs d'onde et par ailleurs il présente un fort indice de réfraction. Or le silicium est le matériau de base utilisé en microélectronique. On pourra donc se fournir en wafers en silicium de faible coût. Un deuxième avantage de l'infrarouge vient de la longueur d'onde : elle se situe du micromètre dans le proche infrarouge, à quelques dizaines de micromètres dans l'infrarouge lointain - nous nous intéressons dans cette thèse au LWIR c'est à dire au domaine de longueurs d'onde $8 - 14\mu m$. Or par définition une optique sub-lambda est composée de résonateurs de taille caractéristique inférieure à la longueur d'onde, dans notre cas l'ordre de grandeur est donc le micromètre, ce qui est parfaitement compatible avec les équipements dont nous disposons en salle blanche pour cette étude.

Les prototypes fabriqués lors de cette thèse l'ont été dans les salles blanches de la Plateforme Technologique Amont (PTA)[74] sur le centre du CEA Grenoble, qui possède de nombreux équipements pour des substrats allant de petits échantillons (comme nous utiliserons dans cette étude) à des wafers de 100mm. Dans cette section nous allons détailler le procédé de fabrication mis au point durant cette thèse pour la réalisation des prototypes : dans un premier temps un procédé standard et peu coûteux pour la réalisation des premiers prototypes (voir section 2.4), et dans un second temps nous proposerons des pistes pour des prototypes plus avancés dont il sera question au chapitre 3 notamment, nécessitant des moyens plus performants. Globalement ces procédés sont peu complexes et comportent un nombre restreint d'étapes dans la mesure où l'on ne fera qu'un niveau de lithographie et une étape de gravure pour réaliser les résonateurs. Nous finirons par dresser des perspectives sur des procédés adaptés à la réalisation collective à l'échelle industrielle de telles optiques.

2.5.1 Procédé de fabrication des premiers prototypes

Pour rappel, lors de la conception des premières structures sub-lambda, nous avons listé un certain nombre de contraintes venant des équipements utilisés pour la fabrication de nos optiques sub-lambda. Le choix s'est orienté vers des structures de dimension critique $Cd_{min} = 1\mu m$, de hauteur de l'ordre de $7\mu m$, avec un pas de discrétisation des diamètres de plot de $50nm$ dans le cas de l'optique sub-lambda de correction d'une aberration sphérique. En détaillant ce procédé de fabrication (voir figure 2.30) nous allons expliquer

2.5. Procédés de fabrication de structures sub-lambda

l'origine de ces contraintes. La taille de nos optiques étant centimétrique et comme notre approche concerne du prototypage et non de la fabrication collective, le procédé détaillé ici concerne des échantillons de $2 \times 2\text{cm}$ de silicium provenant d'un wafer clivé.

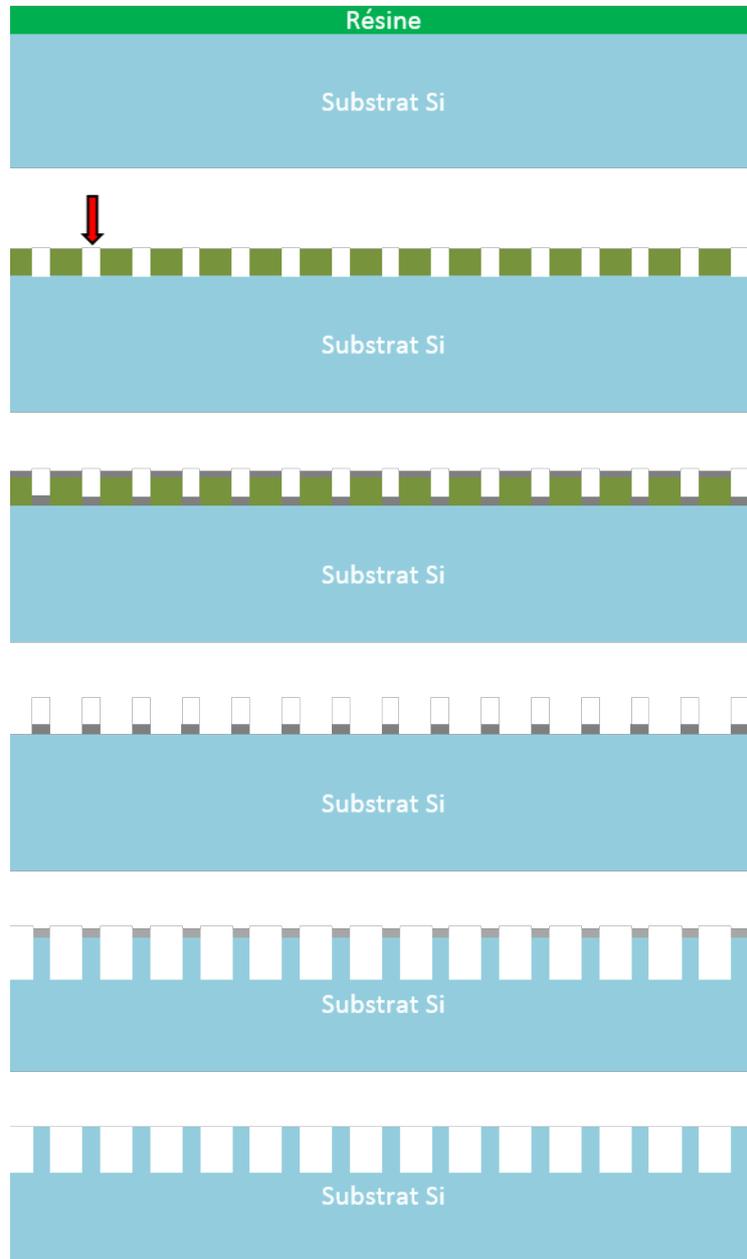


FIGURE 2.30 – Les différentes étapes du procédé de fabrication : étalement du promoteur d'adhérence et de la résine; lithographie et développement; dépôt du masque dur en aluminium; lift off (retrait de la résine); gravure; retrait du masque dur.

La première étape consiste en l'étalement de la résine photosensible en vue de l'étape de photolithographie à suivre. Dans ce procédé, nous utilisons une résine positive, c'est à dire dont les zone insolées lors de la lithographie partiront au développement. Cette résine

fait plus d'un micromètre d'épaisseur ce qui aura son importance dans la suite du procédé par rapport à l'épaisseur du masque dur. Pour assurer une bonne adhérence de la résine, on dépose en premier lieu un promoteur d'adhérence. Une fois le promoteur d'adhérence et la résine étalés sur l'échantillon en silicium, on procède à un recuit de l'échantillon.

Vient ensuite l'étape de lithographie qui consiste à insoler la résine de sorte à ce que, après développement, les motifs qui correspondent à notre future lame sub-lambda soient définis. A une nuance près : dans le cas de notre procédé, nous n'allons pas graver l'échantillon directement après l'étape de lithographie : en effet, la hauteur de plots visée et la verticalité des parois de ces derniers sera plus aisément atteinte en déposant un masque dur, constitué d'une couche de métal, à l'emplacement des futurs plots. Ainsi on va dans un premier temps retirer la résine à l'emplacement des futurs plots, pour y déposer le masque dur. Par conséquent, les zones insolées correspondent aux sommets des plots sub-lambda. Pour cette étape on utilise l'équipement de lithographie laser Heidelberg Instruments μ PG101. Si les données constructeur annoncent une résolution de 600nm et une grille de 20nm accessibles, d'une part notre résine est limitée en résolution à $1\mu m$ d'où notre choix de dimension critique, et d'autre part le choix a été fait de prendre une marge sur la grille annoncée en choisissant la valeur de 50nm (pas de discrétisation des diamètres de plots). Le grand avantage de cette machine est qu'elle fonctionne sans masque : on entre directement dans l'ordinateur qui la pilote le fichier GDS (dessin) de notre prototype. Cela permet de réaliser rapidement et facilement des prototypes. Bien sûr, ce procédé est bien plus long qu'une lithographie classique avec masque et ne sera donc pas adapté dans le cas de fabrication de nombreuses optiques (voir section 2.5.2) : dans notre cas l'insolation de la lame sub-lambda de 10mm de diamètre corrigeant une aberration sphérique dure un peu plus de deux heures. Suite à l'étape de lithographie, on procède au développement de la résine : l'échantillon est immergé dans une solution de développeur qui va retirer la résine là où elle a été insolée (dans le cas présent d'une résine positive).

A ce stade on procède à l'étape de dépôt du masque dur. Le masque dur aura pour rôle de protéger les emplacements des futurs plots lors de l'étape de gravure. Le dépôt d'un masque dur permet de mieux protéger le silicium qu'une simple épaisseur de résine (meilleure sélectivité) car il résiste plus à la gravure, et permet donc d'atteindre des hauteurs de gravure plus importantes. Le masque dur est ici en Aluminium et d'une épaisseur de 200nm. D'une part, comme on le verra par la suite, cette épaisseur de 200nm est suffisante pour résister au temps de gravure nécessaire pour atteindre une hauteur de plots de $7\mu m$, et d'autre part cette épaisseur est suffisamment petite devant l'épaisseur de la résine (plus de $1\mu m$) pour que l'étape de lift off puisse se faire. L'étape de lift off intervient juste après le dépôt du masque dur : en effet à ce stade, les 200nm d'Aluminium

2.5. Procédés de fabrication de structures sub-lambda

recouvrent tout l'échantillon or in fine il ne faut de l'aluminium que sur l'emplacement des futurs plots, c'est à dire les zones sans résine. Le lift off consiste à immerger dans un solvant (ici de l'acétone) l'échantillon : l'acétone va attaquer la résine qui va partir et l'aluminium déposé dessus n'adhèrera pas à l'échantillon. Il ne restera alors de l'aluminium que sur les zones sans résine.

On peut à présent passer à la gravure de l'échantillon. Pour la gravure on utilise l'équipement Plasmalab100 de l'entreprise Oxford et de type ICP (Inductively Coupled Plasma with RF excitation). Notre échantillon étant en silicium, on utilise les gaz CH_2F_2 + SF_6 pour graver, et par ailleurs comme nos wafers ne comportent pas de couche d'oxyde, nous n'avons pas de couche d'arrêt de gravure. Ainsi il nous faut caractériser la vitesse de gravure du silicium et graver au temps pour atteindre la profondeur voulue. Nos réglages (voir annexe A) nous donnent une vitesse de gravure du silicium de $2.1\mu\text{m}/\text{min}$. Nous gravons ainsi notre échantillon durant 3min20sec pour atteindre une hauteur de plots de $7\mu\text{m}$. Les paramètres de la chambre pouvant varier légèrement au fil du temps et des utilisations successives, il est utile de caractériser la vitesse de gravure avant chaque réalisation de prototype. La vue meb de la figure 2.31 montre le résultat obtenu : on a bien gravé des plots, protégés par l'aluminium à leur sommet. Il est important de noter qu'en l'absence de couche d'arrêt de gravure, on procède à l'aveugle en connaissant la vitesse de gravure pour déterminer le temps de gravure nécessaire. Il en résulte une marge d'erreur de quelques centaines de nanomètre d'après nos mesures, ce qui n'a pas un impact notable sur les performances du dispositif : en effet, la simulation RCWA montrait une bonne résilience de cette géométrie à la variation de hauteur des plots (voir figure 2.8 page 59). La dernière étape du procédé consiste à retirer cet aluminium, en immergeant l'échantillon dans la solution adéquate (Alu etch). L'échantillon est alors uniquement en silicium et structuré selon le dessin initial.

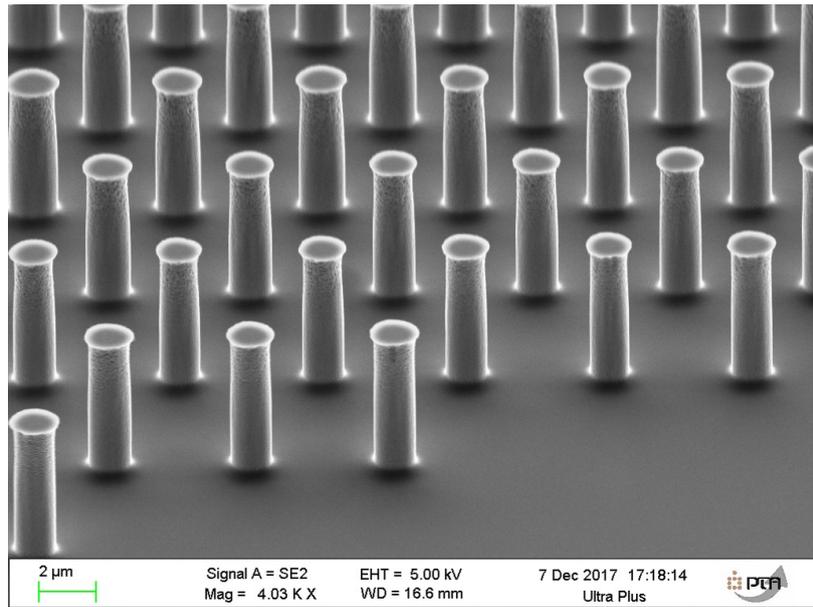


FIGURE 2.31 – Vue prise au MEB d'un échantillon après gravure. On voit bien que la gravure a permis de former notre réseau de plots sub-lambda, et on voit le masque dur en aluminium présent au sommet des plots. Ce dernier va être retiré et l'échantillon sera prêt pour la caractérisation optique. Les mesures ont montré une erreur inférieure à 300nm sur la hauteur des plots.

2.5.2 Procédés de fabrication avancés

Le procédé décrit précédemment présente deux limites fortes : d'une part ce procédé n'est adapté qu'à la fabrication unitaire de prototypes, et d'autre part il est limité en résolution des motifs. En effet nous avons choisi en concertation avec les équipes de la PTA de limiter la taille des motifs à $1\mu\text{m}$ minimum et avec un pas de discrétisation des diamètres de plots de 50nm. Il est envisageable de baisser ce pas de discrétisation puisque d'après les données constructeur de la machine de lithographie laser une grille de 20nm est atteignable en théorie. Cependant, comme nous le verrons dans le chapitre 3, il est souhaitable de descendre à une taille de grille encore plus fine pour améliorer les performances de nos optiques sub-lambda. Nous allons détailler un procédé plus avancé pour augmenter la finesse des motifs sub-lambda puis nous reviendrons à la fin de cette section sur la fabrication collective d'optiques sub-lambda.

Comme ce sera décrit dans le chapitre 3, le but du développement d'un procédé de fabrication plus avancé est de pouvoir d'une part abaisser la dimension critique atteignable à 500nm contre $1\mu\text{m}$ précédemment et d'autre part abaisser la taille de grille (c'est à dire le pas de discrétisation des dimensions des motifs sub-lambda) à 5nm contre 50nm précédemment. Pour atteindre de telles dimensions il est nécessaire de faire appel à des outils de lithographie plus performants que ceux que nous utilisions précédemment. Dans

2.5. Procédés de fabrication de structures sub-lambda

le cadre de la PTA et des outils qui y sont disponibles, nous avons décidé de faire appel à l'outil de lithographie par faisceau d'électrons ou e-beam (JEOL6300FS). Cet équipement doit nous permettre d'atteindre les dimensions requises, mais au prix d'une adaptation du reste du procédé de fabrication. En effet en premier lieu on change de résine, pour s'adapter au procédé et pour atteindre une meilleure résolution. Cette résine (PMMA) ne fait plus que 200nm d'épaisseur, contre plus de $1\mu m$ dans le procédé initial. La conséquence directe de cette épaisseur de résine bien plus fine est qu'on ne peut plus déposer un masque dur de 200nm d'épaisseur. En effet pour que l'étape de lift off se passe bien, c'est à dire que les zones avec la résine partent, il faut que l'épaisseur du masque dur ne dépasse pas un quart de celle de la résine. On doit donc se limiter à une épaisseur de 50nm de masque dur, qui devra résister à une gravure de l'ordre de $7\mu m$ du silicium soit une sélectivité de l'ordre de 150.

Un deuxième paramètre important du masque dur est qu'il faut utiliser un métal qui présente, après l'étape de dépôt, une taille de grain la plus fine possible et en particulier plus petite que la dimension de la grille désirée, c'est à dire 5nm dans notre cas. Or l'aluminium qui était utilisé précédemment présente une taille de grain de l'ordre de 20nm à 30nm ce qui était compatible avec une évolution des dimensions de nos dispositifs de 50nm en 50nm dans le cas des premiers prototypes mais n'est plus compatible avec une évolution qu'on vise à 5nm (et quand bien même elle serait supérieure à 5nm pour des raisons de développement de la résine par exemple, on ne peut se permettre de la limiter par le masque dur). On change donc l'Aluminium pour le Chrome, qui présente une taille de grain bien plus fine après dépôt. Des observations au MEB effectuées avec Laurent Carle (laboratoire LI2T, CEA-LETI) n'ont pas permis de caractériser la taille des grains de Chrome après dépôt. Au vu de la résolution des vues MEB en question, nous sommes confiants sur le fait qu'ils sont inférieurs à 10nm et probablement inférieurs à 5nm.

Il restait à s'assurer que le Chrome est suffisamment résistant à la gravure par rapport au silicium pour que 50nm de Chrome résiste à une gravure de $7\mu m$ de silicium. Un simple dépôt de 50nm de Chrome sur un substrat en Si suivi d'une gravure de 3min30sec a permis de graver un peu plus de $7\mu m$ de silicium sans pour autant que le masque dur n'ait été entièrement consommé, autorisant donc l'utilisation de Chrome comme masque dur pour ce procédé de fabrication.

Un premier essai a été mené pour la réalisation d'une optique sub-lambda de 10mm de diamètre, avec un réseau hexagonal de période $\Lambda = 3.5\mu m$ constitué de plots de diamètres variant entre 1 et $3\mu m$ avec un pas de discrétisation de 5nm et une hauteur $h = 7\mu m$. Le temps de lithographie e-beam est beaucoup plus long, l'exposition a duré une nuit. La section 3.4 du chapitre 3 détaillera la conception et la caractérisation de ce prototype. La figure 2.32 montre une vue meb de l'échantillon fini après lithographie e-beam, dépôt du

masque dur en Chrome, lift off, gravure et chrome etch.

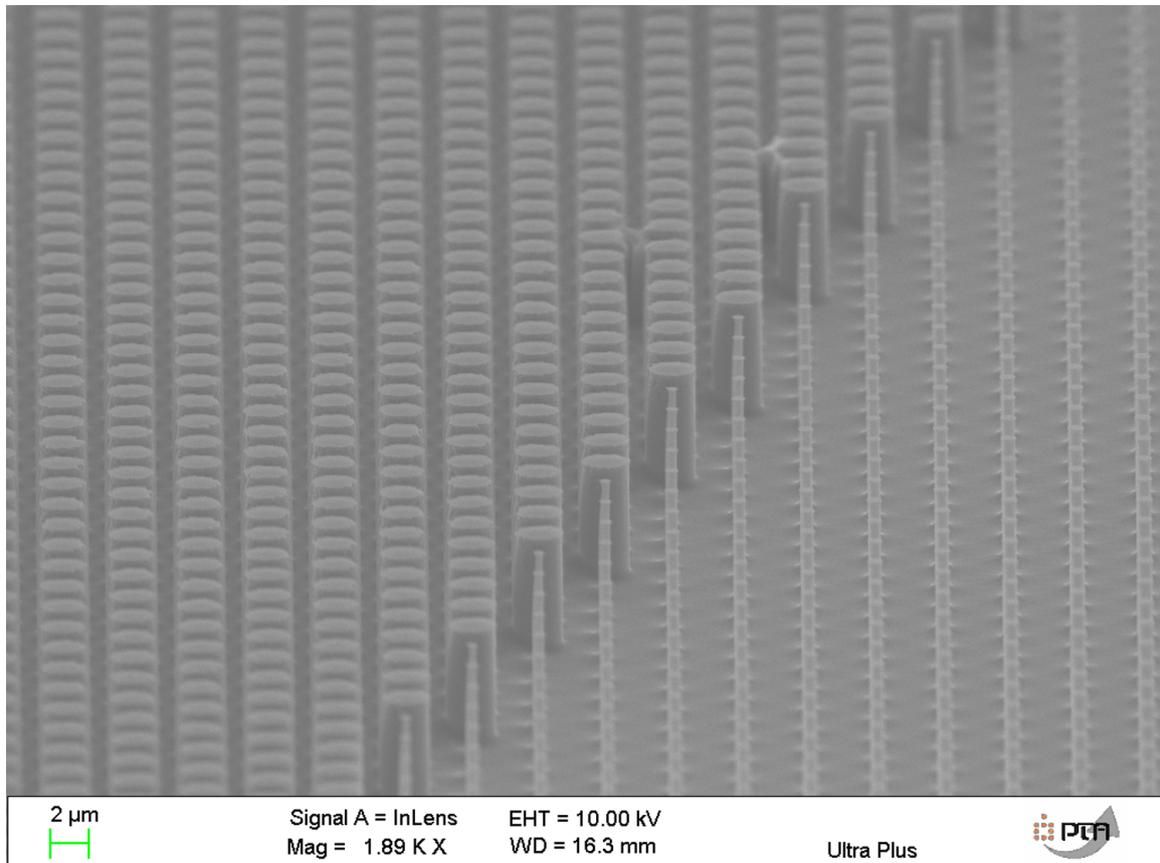


FIGURE 2.32 – Vue prise au MEB d'un échantillon après lithographie e-beam et gravure. Le résultat est très satisfaisant, on voit des plots de grande dimension côtoyer de petits plots sans problème apparent. Il semble cependant que les plots soient plus fins que prévu : les plus petits plots ont un diamètre qui a été mesuré à 680nm au lieu de $1\mu m$, et les plus gros plots à $2.6\mu m$ au lieu de $3\mu m$.

Le but à terme des optiques sub-lambda que nous étudions dans le cadre de cette thèse est de pouvoir avoir un intérêt technologique et économique dans le cadre de systèmes d'imagerie infrarouge. Pour y arriver il faudra à la fois atteindre des dimensions critiques inférieures au micromètre et des grilles de l'ordre de 5 - 10nm et fabriquer de manière collective ces optiques. On ne peut donc pas envisager de maintenir des procédés de fabrication faisant appel à de la lithographie e-beam ou même laser. Il sera logique de s'orienter vers des solutions de lithographie avancée (Deep UV par exemple, pour avoir des résolutions fines) et d'utiliser des masques pour une réalisation rapide et en grand nombre d'optiques sub-lambda sur un wafer. On pourra par exemple s'orienter vers des équipements de type stepper (équipement qui insole des champs et les répète successivement, muni d'un système optique permettant d'atteindre de hautes résolutions) pour des résolutions fines et une étape de lithographie bien plus rapide.

2.6 Banc de caractérisation optique

Le banc que nous utilisons pour caractériser nos optiques est décrit dans la figure 2.33. Il est constitué dans sa première partie d'un corps noir pouvant chauffer à 1200°C en tant que source de rayonnement infrarouge, d'un motif de test (fente, ouverture circulaire,... variable suivant la caractérisation souhaitée) et d'une optique de collimation en faisant l'image à l'infini. Ainsi, l'objet (prisme,...) ou l'ensemble d'objets (lame sub-lambda et lentille, ...) à tester projette cette image à l'infini dans son plan focal. Il est également précédé d'un filtre afin de sélectionner la bande spectrale d'intérêt. Pour finir on dispose d'une caméra bolométrique au format VGA (640x480 pixels) au pas de 17μm pour imager le signal en sortie, devant laquelle on peut placer un objectif pour grossir l'image (non représenté sur la figure 2.33).

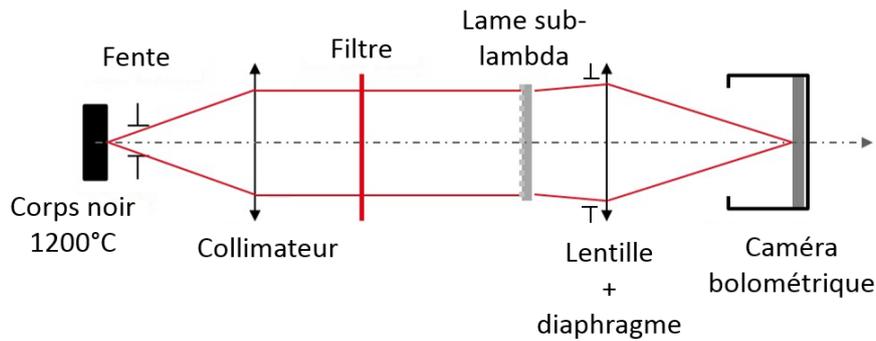


FIGURE 2.33 – Schéma du banc de caractérisation optique

Il est important de noter la présence d'une ouverture sous forme d'une fente devant le corps noir. Cette fente est réglable en largeur ce qui permettra de mesurer une LSF (Line Spread Function) ou une ESF (Edge Spread Function) selon la largeur de l'ouverture. On se basera en effet sur ces mesures pour calculer, si le flux est suffisant, la FTM (Fonction de Transfert de Modulation) de nos optiques. C'est cette méthode de mesure que nous allons présenter dans cette section.

En premier lieu nous nous basons sur le cas théorique d'une optique d'ouverture circulaire en limite de diffraction pour rappeler le principe du calcul d'une FTM via la LSF. Cette optique étant dépourvue d'aberrations, seule la diffraction par l'ouverture circulaire intervient dans sa PSF et on a donc :

$$PSF(x, y) = TF \left(Circ \left(\frac{\sqrt{x^2 + y^2}}{\frac{d}{2}} \right) \right) \propto \left(\frac{2J_1 \left(\frac{\pi d \sqrt{x^2 + y^2}}{\lambda z} \right)}{\frac{\pi d \sqrt{x^2 + y^2}}{\lambda z}} \right)^2 \quad (2.13)$$

Avec d le diamètre de l'ouverture circulaire, J_1 la fonction de Bessel d'ordre 1, λ la longueur d'onde, z la distance entre la lentille et le plan d'observation (on choisit $z = f$ avec f la focale de la lentille) et E_0 l'éclairement au centre de la tache d'Airy. La figure 2.34 montre la tache d'Airy correspondant à cette PSF pour $\lambda = 10\mu m$, $d = 10mm$, et $z = 14mm$.

La LSF s'obtient en intégrant le profil de la PSF suivant une direction. Ainsi, la LSF suivant la direction x se calcule en intégrant la PSF selon y en chaque point :

$$LSF(x) = \int_y PSF(x, y) dy \quad (2.14)$$

La figure 2.35 représente la LSF correspondant à la PSF de la figure 2.34.

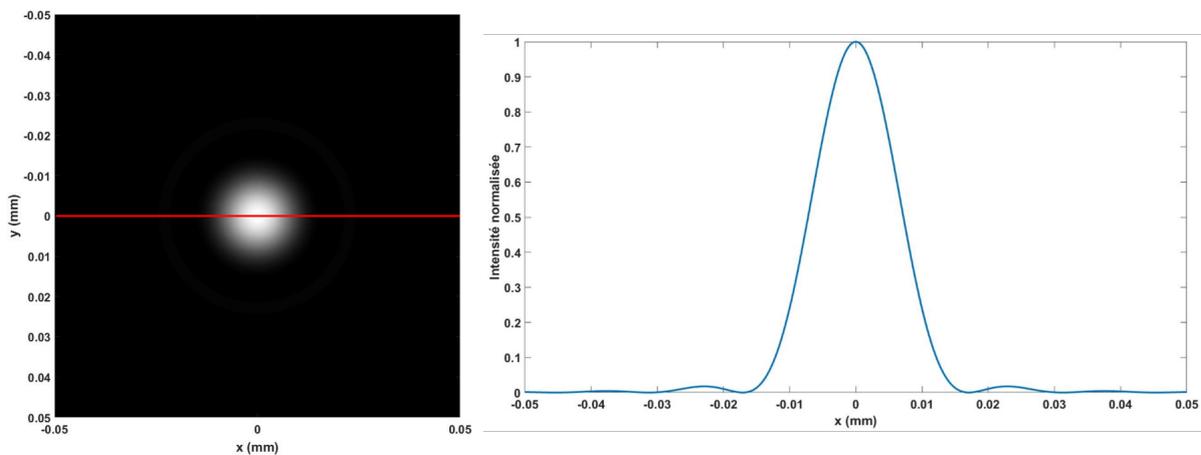


FIGURE 2.34 – PSF en 2D et en coupe selon x (intensité normalisée) pour $\lambda = 10\mu m$, $d = 10mm$, et $z = 14mm$, d'après l'équation 2.13

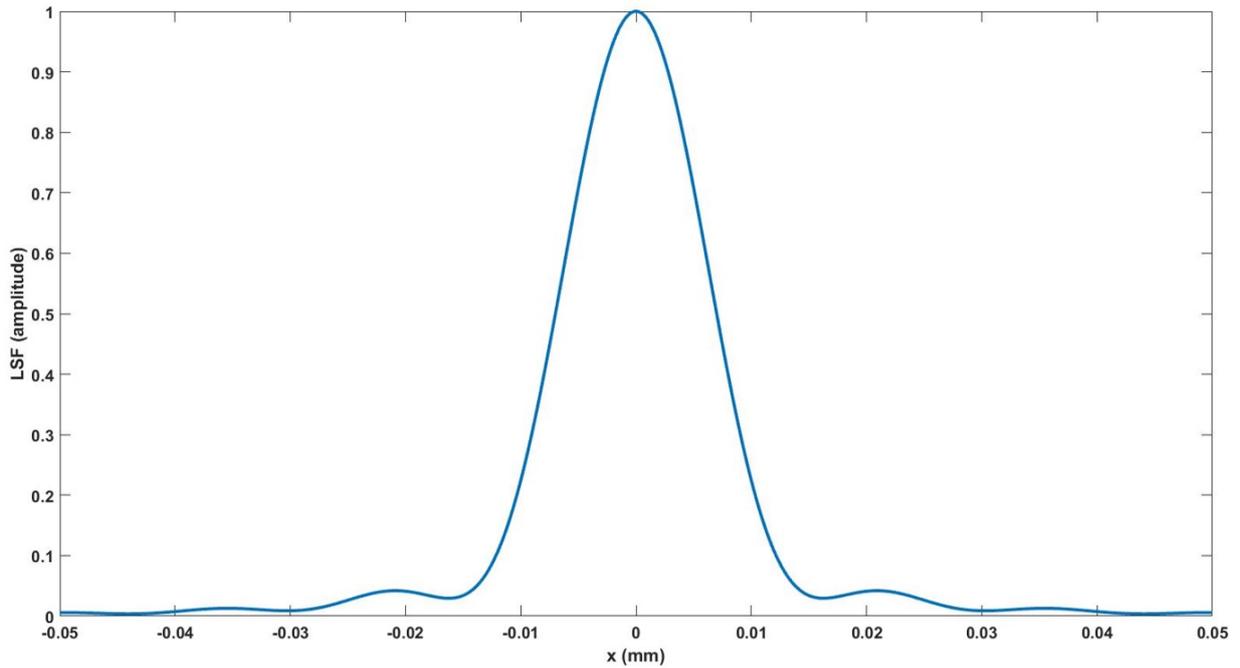


FIGURE 2.35 – LSF selon x (intensité normalisée) pour $\lambda = 10\mu m$, $d = 10mm$, et $z = 14mm$, d’après les équations 2.13 et 2.14

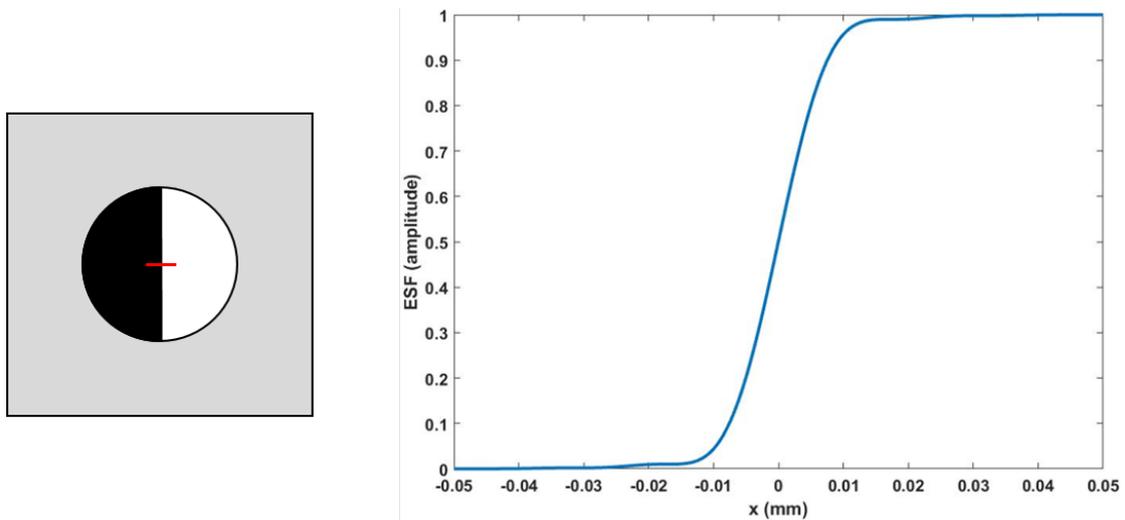


FIGURE 2.36 – ESF selon x (intensité normalisée) pour $\lambda = 10\mu m$, $d = 10mm$, et $z = 14mm$ et une ouverture circulaire à demi ouverte. La courbe représente l’intensité (normalisée) selon la coupe représentée par la ligne rouge sur le schéma.

La LSF peut se trouver par d’autres méthodes : soit en imageant une fente très fine à travers le système optique (voir équations 2.26 et 2.27), soit en passant par l’ESF (Edge Spread Function) c’est à dire l’image à travers le système optique d’une ouverture occultée

en partie (voir figure 2.36). Il est souvent plus simple expérimentalement de procéder ainsi pour trouver la LSF que de passer par la PSF pour des considérations radiométriques.

La LSF correspond en effet à la dérivée de l'ESF :

$$LSF(x) = \frac{\partial ESF(x)}{\partial x} \quad (2.15)$$

La fonction de transfert de modulation (FTM) à une dimension du système optique se déduit ensuite directement en calculant et normalisant la transformée de Fourier de la LSF :

$$FTM(f_x) = |TF(LSF(x))|_n \quad (2.16)$$

La FTM de notre cas d'étude d'une lentille dépourvue d'aberrations, de diamètre d'ouverture 10mm observée à une distance de 14mm, soit le cas d'une lentille de focale 14mm et d'ouverture $f_{\#} = 1.4$ à la longueur d'onde $\lambda = 10\mu m$ est tracée sur la figure 2.37. On observe bien une fréquence de coupure $f_c = 71cycles/mm$ conformément à l'équation suivante :

$$f_c = \frac{1}{\lambda f_{\#}} \quad (2.17)$$

Analytiquement, la FTM correspondant à une ouverture circulaire telle que décrite ici vaut [75] :

$$FTM\left(\frac{f_x}{f_c}\right) = \frac{2}{\pi} \left[\cos^{-1}\left(\frac{f_x}{f_c}\right) - \left(\frac{f_x}{f_c}\right) \sqrt{1 - \left(\frac{f_x}{f_c}\right)^2} \right] \quad (2.18)$$

Pour $f_x < f_c$. Pour $f_x > f_c$, $FTM\left(\frac{f_x}{f_c}\right) = 0$

En pratique sur notre banc expérimental, on peut régler la largeur de la fente devant le corps noir de sorte à imager directement la LSF du système optique sur le détecteur, ou bien ouvrir cette fente de sorte à pouvoir imager une ESF sur le détecteur, puis en déduire la LSF et la FTM via les équations décrites plus haut. On privilégiera la mesure directe d'une LSF en imageant une fente plutôt que la mesure d'une ESF car le calcul de la LSF via la dérivée de l'ESF est plus sensible au bruit. Il est important de noter que notre banc comporte un collimateur entre la source et l'optique à tester. Ainsi l'image correspondra à la convolution de la fente (de largeur e et de hauteur h) avec la PSF du système optique constitué du collimateur et de l'optique de test, notée PSF_{SO} . Le système optique considéré présente un facteur de grandissement G , rapport des focales de l'optique de test f_{OT} et du collimateur f_{coll} :

$$G = \frac{f_{OT}}{f_{coll}} \quad (2.19)$$

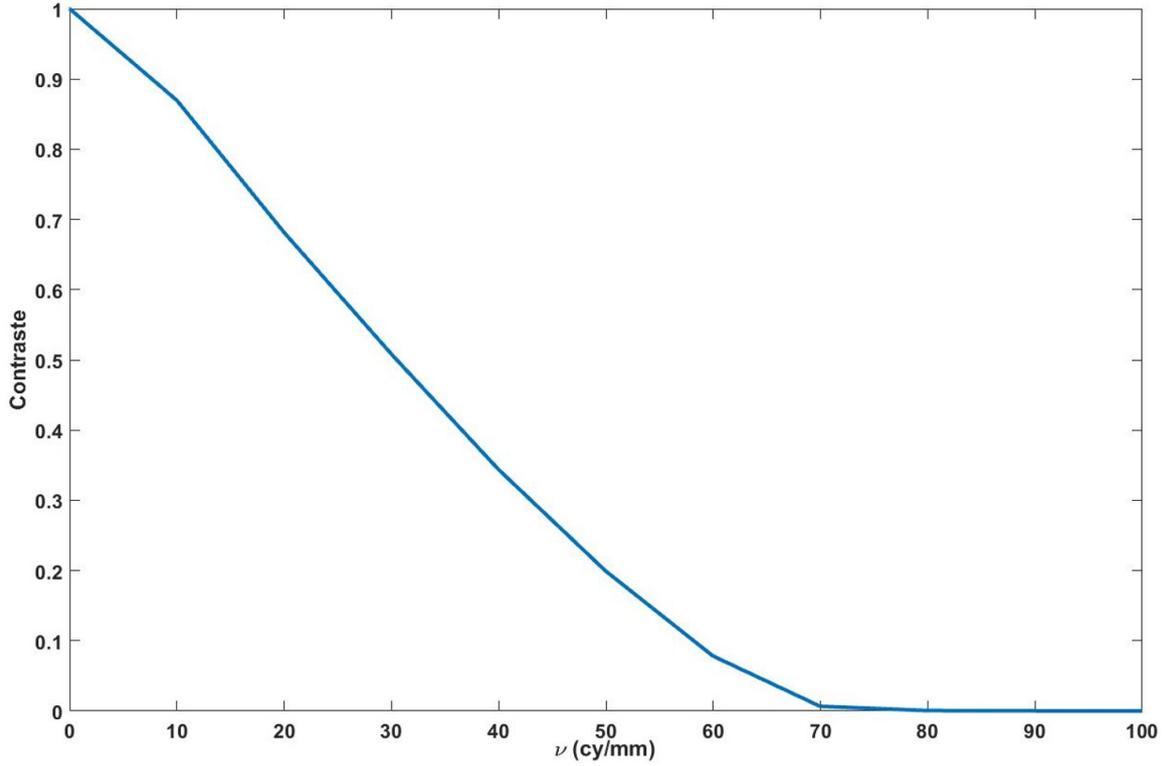


FIGURE 2.37 – FTM obtenue en calculant la transformée de Fourier de la LSF.

Ainsi dans le plan d'observation, l'image s'exprime comme suit :

$$Image(x, y) = PSF_{SO} * rect\left(\frac{y}{G \times h}\right) * rect\left(\frac{x}{G \times e}\right) \quad (2.20)$$

Dans le cadre de l'image d'une fente on considèrera uniquement la dimension selon x dans la suite et on la supposera infini dans l'autre direction. En calculant la transformée de Fourier de l'image de la fente dans le plan d'observation du banc optique, on obtient le produit de la FTM du système optique (notée FTM_{SO}) avec la transformée de Fourier de la fente qui est un sinus cardinal :

$$|TF(Image(x, 0))| = FTM_{SO} \times sinc(\pi G e f_x) \quad (2.21)$$

La mesure de cette image est effectuée via une caméra bolométrique de pas pixel qu'on notera w_x . Sur notre caméra $w_x = 17\mu m$. La mesure est donc impactée par le filtrage fait par le détecteur, dont il faut ajouter la contribution dans les équations ci-dessus pour rendre compte de la mesure réalisée :

$$|TF(Mesure(x, 0))| = FTM_D \times FTM_{SO} \times sinc(\pi G e f_x) \quad (2.22)$$

avec FTM_D la FTM du détecteur. La FTM théorique du détecteur, matrice de pixels carré (de dimensions $w_x = 17\mu m$ et $w_y = 17\mu m$ selon les axes x et y) de réponse uniforme, s'exprime sous la forme d'un produit de sinus cardinal (transformée de Fourier d'une fonction rectangle qui correspond aux pixels) :

$$FTM_D = sinc(\pi w_x f_x) \times sinc(\pi w_y f_y) \quad (2.23)$$

La fréquence d'échantillonnage spatial est déterminée par le pas pixel du détecteur. La fréquence de coupure du détecteur est :

$$f_{cD} = \frac{1}{w_x} \quad (2.24)$$

Dans notre cas on a $f_{cD} = 59 \text{cycles/mm}$, qu'il ne faut pas dépasser (première valeur à laquelle la FTM détecteur s'annule) pour éviter la division par 0 lors du calcul de FTM_{SO} . Cependant la fréquence de Nyquist vaut la moitié de la fréquence d'échantillonnage, soit $f_{Nyquist} = 30 \text{cycles/mm}$. Au delà de 30 cycles/mm, de l'aliasing se produit. Le banc de mesure est alors limité par cette fréquence de Nyquist. Une optique relais permettant d'agrandir l'image sur le détecteur permet de repousser cette limite. Dans le cas de l'optique théorique que nous considérons ici, dont la fréquence de coupure se situe à 70 cycles/mm, il faudrait ajouter une optique relais permettant d'agrandir suffisamment pour avoir une fréquence de Nyquist non pas à 30 mais à au moins 70 cycles/mm. Une telle optique relais serait évidemment à prendre en compte dans les équations de calcul de la FTM.

Sur notre banc optique, on calcule donc la FTM du système optique en retirant les contributions de la fente et du détecteur :

$$FTM_{SO}(f_x) = \frac{|TF(Mesure(x, 0))|}{FTM_D \times sinc(\pi G e f_x)} = \frac{|TF(Mesure(x, 0))|}{sinc(\pi w_x f_x) \times sinc(\pi G e f_x)} \quad (2.25)$$

Afin de mesurer une LSF, il faut que la largeur e de la fente soit en limite de diffraction. En pratique, l'image de la fente par le système optique doit respecter la condition suivante :

$$G \times e < \frac{2.44 \lambda f_{OT}}{D_{ouverture}} \quad (2.26)$$

D'après l'expression du grandissement (équation 2.19), l'équation 2.26 peut s'exprimer indépendamment de l'optique testée :

$$e < \frac{2.44 \lambda f_{coll}}{D_{ouverture}} \quad (2.27)$$

En pratique le collimateur de notre banc est une lentille Thorlabs (ref. AL72550G) de focale $f_{coll} = 50mm$ de qualité optique en limite de diffraction sur l'axe. Ainsi la condition de l'équation 2.27 pour une lentille d'ouverture $D_{ouverture} = 10mm$ caractérisée à la longueur d'onde $\lambda = 10\mu m$ vaut : $e < 122\mu m$. En considérant toujours la même optique de focale $f_{OT} = 14mm$, l'expression d'une fente de $e = 100\mu m$ d'épaisseur dans l'espace de Fourier avec le terme $sinc(\pi G e f_x)$ devra être prise en compte. A l'inverse pour une fente moins épaisse, avec $e = 10\mu m$ par exemple ce terme pourra être négligé pour des valeurs de fréquence spatiales inférieures à 20 cycles/mm (valeur du sinus cardinal proche de 1).

La simulation Zemax du système optique complet correspondant au banc expérimental montre que le collimateur n'a pas un impact visible sur la FTM : la FTM du système optique est dominée par la FTM du système optique testé (lentille, lentille associée à une lame sub-lambda par exemple). En effet, en simulant uniquement l'optique de test on retrouve une FTM identique. On peut donc se fier à nos mesures sur ce banc pour caractériser nos optiques : lentilles, lames sub-lambda associées à des optiques, etc. Par ailleurs, dans le cas des optiques sub-lambda que nous avons testé dans le cadre de cette thèse, leur comportement chromatique nécessite l'utilisation d'un filtre passe bande étroit centré sur la longueur d'onde de fonctionnement. On perd ainsi un flux important et il est parfois utile d'ouvrir la fente plus largement, et faire l'image d'un créneau à la place d'une LSF. On pourra donc comparer directement la simulation de l'image de la fente dans Zemax et la mesure faite sur le détecteur, sans procéder à un calcul de FTM pour vérifier si mesure et simulation d'optiques sub-lambda sont bien corrélées.

Dans le cas d'un prisme sub-lambda, le banc est adapté en le montant sur des platines rotatives où le prisme sub-lambda est placé au centre de rotation afin de mesurer l'angle de déviation et de le comparer à la simulation.

2.7 Conclusion

Les outils numériques et les méthodes qui ont été mis en oeuvre durant cette thèse sont prometteurs en vue de simuler des optiques sub-lambda de grandes dimensions (centimétrique) au sein de systèmes optiques où se trouvent aussi des optiques réfractives. L'étude d'un réseau blazé sub-lambda a néanmoins mis en avant qu'il faudra être attentif aux erreurs qui peuvent être commises lors du calcul de la dérivée de la phase aux modulations entre 0 et 2π de la loi de phase. Dans le cas particulier d'un réseau blazé, Zemax ne peut pas rendre compte du rendement réel de diffraction dans les différents ordres. Il conviendra de prendre en compte ces limites dans nos approches de conception, notamment en cas de loi de phase présentant un nombre important de modulations entre

0 et 2π .

Un point primordial est que nous avons validé que la phase rayonnée en champ lointain par nos résonateurs est indépendante des dimensions des plots voisins, en comparant une simulation FDTD à nos prédictions faites par RCWA et Snell-Descartes généralisée. De ce fait l'utilisation de la RCWA, plus rapide que la FDTD, couplée à Snell-Descartes généralisée dans le logiciel Zemax permet de simuler et d'optimiser des systèmes optiques hybrides réfractifs et sub-lambda, avec des métasurfaces optiques centimétriques. De telles dimensions représentent une avancée dans le domaine des métasurfaces optiques, que nous utiliserons dans des applications d'imagerie LWIR. Avec ces outils nous sommes en mesure de tester et d'optimiser des structures sub-lambda : en transmission, en acceptance angulaire, en correction de front d'onde. Il devient aussi envisageable de mener des co-optimisations de systèmes optiques réfractifs couplés à des optiques sub-lambda.

Par ailleurs des méthodes de fabrications ont été mises au point pour fabriquer de premiers prototypes. En parallèle, nous avons mis en œuvre un banc de caractérisation optique afin de mesurer des LSF et des FTM de nos systèmes d'imagerie pour quantifier l'amélioration des performances apportée par nos lames sub-lambda. Fruit de longues études des procédés de fabrication pour trouver de bons paramètres de fabrication, ces objets vont permettre d'une part de confronter les simulations à l'expérience grâce au banc optique, et d'autre part de mener de premières études d'amélioration des performances optiques de nos dispositifs.

Chapitre 3

Prototypage de lames sub-lambda

Sommaire

3.1	Introduction	99
3.2	Prisme sub-lambda	100
3.3	Correction d'une aberration sphérique dans le LWIR	108
3.4	Prototype optimisé de correction d'une aberration sphérique	120
3.5	Domaine de validité de l'approche et perspectives d'applications	137
3.6	Conclusion	144

3.1 Introduction

Les outils numériques présentés dans le chapitre 2, mis au point durant cette thèse, nous permettent de simuler, dessiner et optimiser des lames sub-lambda au sein de systèmes optiques. Les procédés de fabrication développés permettent la réalisation de ces objets tout en imposant des contraintes sur les dimensions des résonateurs. Dans ce chapitre nous décrirons plusieurs prototypes simulés, fabriqués et caractérisés.

Le chapitre précédent a introduit la loi de Snell-Descartes généralisée et montré la constance des résultats trouvés par différents moyens de simulation et de calcul (FDTD, RCWA+Snell-Descartes généralisée) dans le cas d'un prisme sub-lambda. Nous avons fabriqué et caractérisé ce prisme décrit dans la section 2.4.4 afin d'une part de valider expérimentalement nos modèles dans un cas simple et d'autre part de développer les procédés de fabrication. Nous décrirons ensuite un prototype dont il a déjà été question dans le chapitre précédent, dont la fonction est de corriger une aberration sphérique d'une lentille issue du commerce à la longueur d'onde de $7.7\mu m$. Le but de ce prototype est aussi de valider les outils numériques, dans le cadre d'un objet plus grand et plus complexe

qu'un prisme. Sur la base de ces résultats, nous proposerons de nouvelles structures aux performances plus élevées mais plus complexes à réaliser (utilisation de lithographie e-beam).

3.2 Prisme sub-lambda

La section 2.4.4 valide la méthode de simulation mise au point en la confrontant à une simulation de type différences finies (FDTD). Comme la FDTD ne peut permettre de simuler de grands objets, la méthode envisagée dans le cadre de cette thèse pour modéliser des lames sub-lambda de grande taille au sein de systèmes optiques est l'association d'un calcul RCWA et de la loi de Snell-Descartes généralisée. Il devient alors possible de simuler dans Zemax un système optique mêlant lentilles réfractives et structures sub-lambda. Pour cette étude, un objet simple, périodique et de petite dimension était nécessaire pour pouvoir conduire la simulation FDTD en un temps de calcul raisonnable. Nous ne pouvons pas envisager de simuler un objet de dimension millimétrique en FDTD, ainsi dans notre cas si l'objet final est bien de dimension millimétrique, il est constitué de la reproduction d'un motif périodique de dimension $32 \times 4\mu m$ (voir figures 2.25, 2.26 et 2.27 pages 76, 78 et 79). Nous avons donc simulé cette partie de l'objet, avec des conditions de périodicité.

L'objet retenu est un prisme, qui doit dévier la lumière d'un angle donné, en l'occurrence de 19.3° à la longueur d'onde $\lambda = 10.6\mu m$. On choisit cet objet car sa loi de phase est une droite, qui devient naturellement périodique quand elle est modulée par 2π pour effectuer l'ajustement de courbe avec notre structure sub-lambda (voir figure 2.28 page 80). De plus la mesure d'un angle de déviation est aisée à réaliser sur le banc optique. Cependant l'appellation prisme peut être contestée pour un tel objet : en effet, du fait de la modulation par 2π de la loi de phase, on finit par obtenir un réseau échelette ou blazé binaire, à la manière des travaux sur les réseaux blazés à l'ordre 1 de Lalanne et al. [69, 76, 77]. L'objectif principal de ce prototype n'est pas d'atteindre une efficacité optimale mais bien de confirmer la fonction optique c'est à dire une déviation de la lumière de l'ordre de 19.3° .

Notre choix s'est porté sur une discrétisation de la loi de phase de ce réseau blazé en 8 valeurs entre 0 et 2π . Ce choix permet, avec une géométrie sub-lambda de période $\Lambda = 4\mu m$ décrite par la figure 2.24 page 75, d'obtenir un pas de réseau blazé $P = 8\Lambda = 32\mu m$, compatible avec une simulation FDTD définie avec des conditions de périodicité. Il faut bien distinguer la période $\Lambda = 4\mu m$ de la structuration sub-lambda avec la période $P = 8\Lambda$ du "macro-réseau" blazé, constitué de marches de phases de largeur Λ dans notre cas (un résonateur sub-lambda par valeur de phase). Les calculs menés en FDTD ainsi que via la RCWA associée à Snell-Descartes généralisée sous Zemax pré-

disent un angle de déviation de $D_1 = 19.3^\circ$ par cet objet. La théorie prédit par ailleurs qu'avec 8 niveaux de phase, notre réseau blazé binaire doit avoir une efficacité $\eta_1 = 95\%$ à l'ordre 1 (voir équation 2.12 page 81). Ce niveau de couplage de la lumière à l'ordre 1 contredit la simulation Zemax selon laquelle 18% (en prenant en compte les coefficients de Fresnel en sortie du substrat en silicium) de la lumière partirait selon un angle de -83.9° , un angle proche de la valeur attendue pour l'ordre $m = -3$ de ce réseau échelle. Afin de valider notre méthode de simulation, et de tester l'apparition d'erreurs dans le calcul de la dérivée de la phase aux retours de 0 à 2π , nous avons réalisé et caractérisé ce prisme ou plutôt réseau blazé sub-lambda.

La loi de phase de la lame sub-lambda doit idéalement correspondre à 8 valeurs de phases multiples de $\frac{\pi}{4}$ pour parcourir l'espace de 0 à 2π en 8 périodes. En réalité ces valeurs ne sont pas exactement des multiples de $\frac{\pi}{4}$ mais des valeurs approchées : en effet, la géométrie du réseau sub-lambda répond à des contraintes de fabrication selon lesquelles nous avons choisi une référence de plot de diamètre minimum $1\mu m$ et maximum $3\mu m$ (dimension critique de $1\mu m$ pour une période de réseau de $4\mu m$), une hauteur de $7.5\mu m$ et un pas de discrétisation des diamètres de $40nm$. C'est ce pas de discrétisation qui donne les valeurs de phases accessibles (voir graphique 2.24 page 75). Concrètement le tableau 3.1 résume les valeurs des diamètres de plots et de phase correspondantes choisis pour ce prisme sub-lambda, et les compare aux valeurs théoriques à savoir des pas de phase de $\frac{\pi}{4}$.

Diamètre plot (μm)	1	1.64	1.96	2.16	2.28	2.4	2.56	2.76
Déphasage (rad)	0	0.72	1.59	2.44	3.14	3.87	4.67	5.53
Déphasage théorique (rad)	0	0.78	1.57	2.36	3.14	3.93	4.71	5.50

TABLE 3.1 – Comparaison entre le déphasage imposé par les résonnateurs réellement fabricables et le déphasage théorique visé

Sur cette base nous avons fabriqué ce prototype selon le procédé développé et décrit dans la section 2.5.1 du chapitre 2, page 84. La réalisation de ce prototype a été cependant difficile, du fait de dérives constatées sur l'équipement de lithographie laser : les paramètres d'insolation et de temps de développement qui avaient été trouvés initialement, et avec lesquels un prototype sub-lambda a été fabriqué (voir section 3.3), n'étaient plus corrects. Il a fallu retrouver des paramètres de fabrication, et la qualité a été impactée par ces problèmes sur l'équipement de lithographie, comme on peut le voir sur la vue MEB de la figure 3.1 et en annexe B. Cependant un prototype fonctionnel a bien pu être fabriqué malgré une détérioration de la structuration : notamment au niveau des gros plots de $3\mu m$ de diamètre, où l'on peut voir une zone mal gravée et donc un lien entre ces plots selon une dimension, ainsi que quelques collerettes en haut de certains plots.

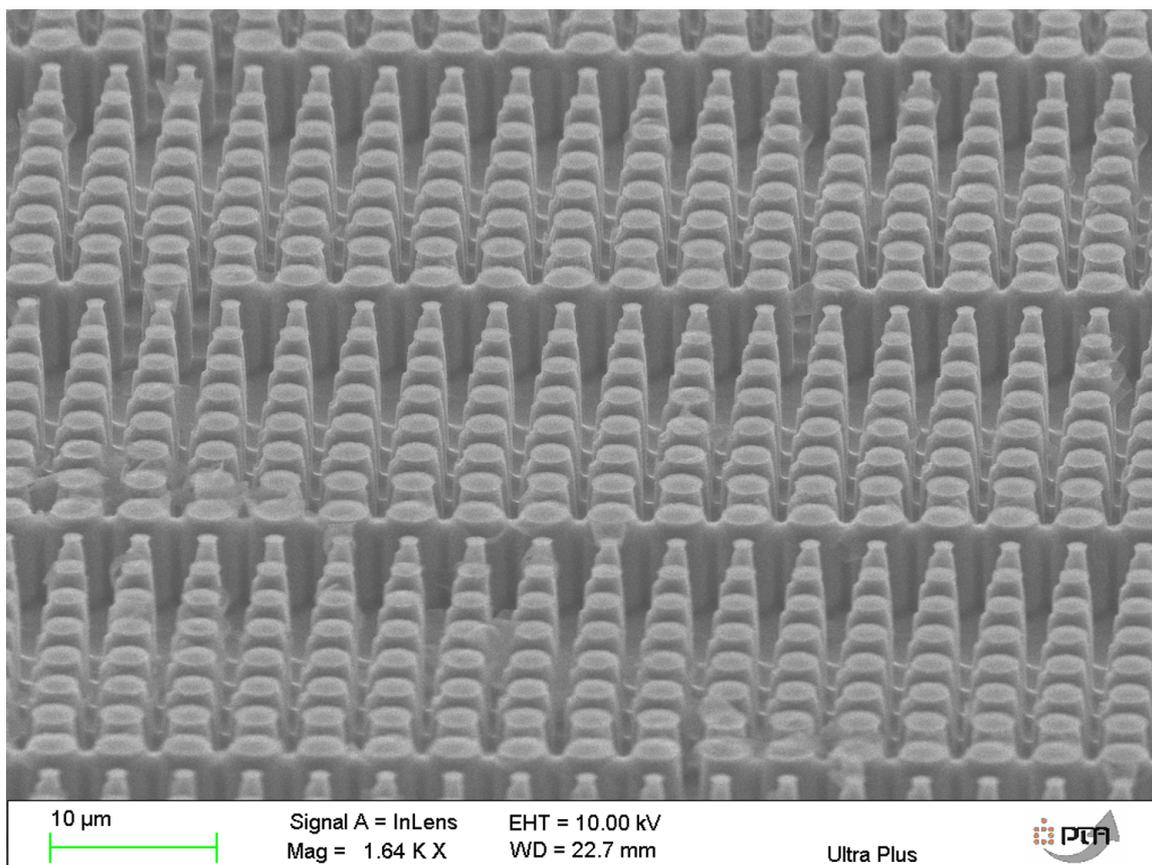


FIGURE 3.1 – Vue au microscope électronique à balayage (MEB) du prototype. Des défauts sont visibles notamment au niveau des plots gros plots. A l'échelle du prototype ($2 \times 5 \text{ mm}$), certaines zones sont plus atteintes que d'autres.

On s'attend à ce que les défauts de fabrication diminuent l'efficacité du réseau (pour rappel la théorie donne $\eta_1 = 95\%$), mais nous devrions être en mesure de valider les résultats théoriques, et de confirmer la présence d'erreurs de la méthode de calcul de la dérivée de la phase dans les surfaces GRID PHASE de Zemax, sous certaines conditions décrites précédemment, en l'occurrence un gradient négatif calculé au niveau des modulation de phase entre 0 et 2π qui ne doit pas apparaître physiquement (équivalence de 0 et 2π en phase). Ce gradient correspondrait une déviation de la lumière à l'angle de -83.9° à hauteur de 18% du signal d'après Zemax mais à hauteur quasi nulle d'après la théorie des réseaux.

Le prototype a été placé sur le banc optique, tel que décrit dans la section 2.6 du chapitre 2 à la différence que nous ne mesurons ici pas de LSF mais un angle de déviation. Aussi l'ouverture devant le corps noir n'est pas une fente mais un trou de 1mm de diamètre, et la caméra bolométrique est munie d'un objectif. Le prisme se trouve au centre d'une

platine de rotation, sur laquelle est fixée la caméra qui va donc pouvoir tourner autour du prisme pour mesurer des angles de déviation du signal par le prisme. La figure 3.2 présente le montage expérimental mis en oeuvre. Afin de limiter la transmission de lumière à travers les zones non-structurées du substrat, nous avons diaphragmé la lame sub-lambda en accolant un matériau absorbant dans l'IR tout autour de la structuration. Ainsi le signal passe en grande partie dans la zone structurée, ce qui est important pour ne pas surrestimer l'ordre 0.

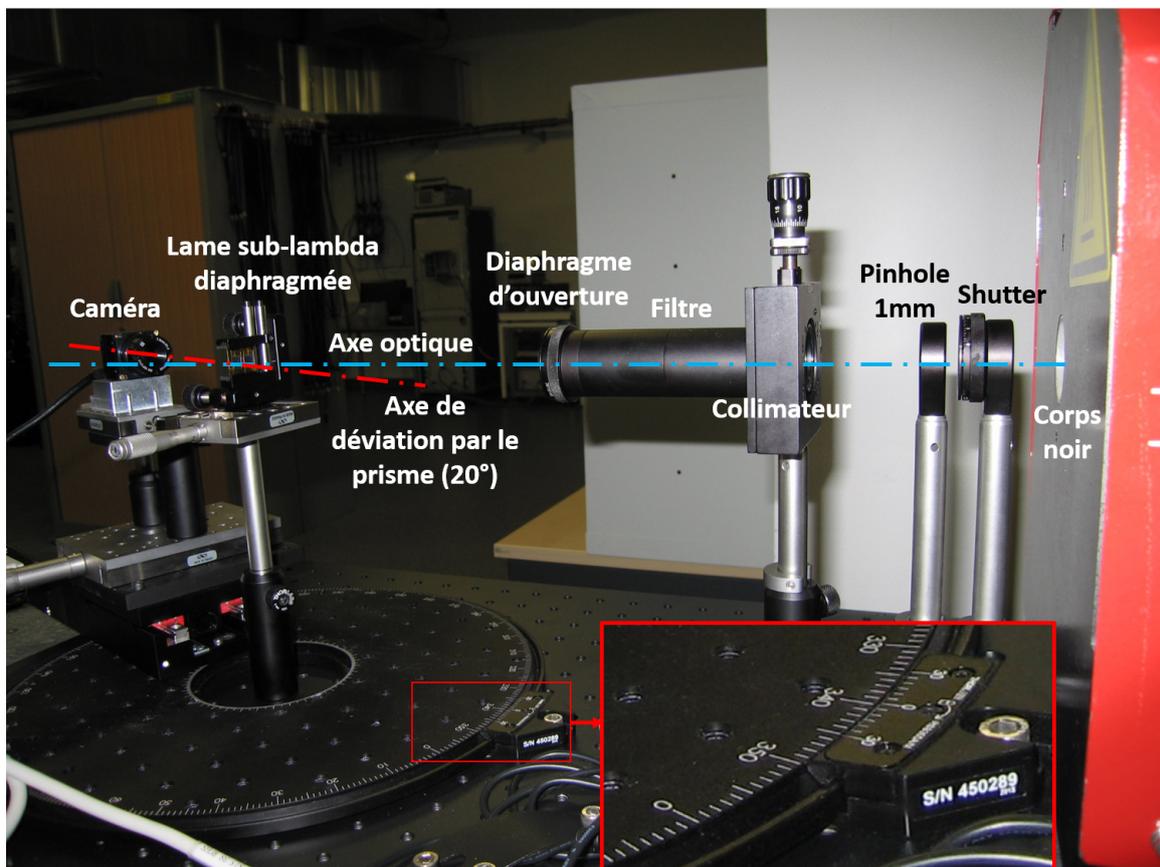


FIGURE 3.2 – Photographie du banc optique mis en oeuvre pour caractériser le prisme ou réseau blazé sub-lambda. Un zoom montre la mesure de l'angle sur la platine, la graduation à 340° indique une déviation de 20° par rapport à l'axe optique.

Nous avons dans un premier temps effectué un balayage angulaire avec la caméra, en partant de l'axe optique, c'est à dire un angle nul correspondant à l'ordre 0 du réseau blazé (voir figure 3.3 pour l'image à l'ordre 0 pour un diaphragme d'ouverture de 4mm). Nous avons ensuite progressivement fait tourner la caméra avec la platine de rotation : l'ordre 0 disparaît puis le signal correspondant à l'ordre 1 apparaît autour de 18° et nous avons trouvé un signal centré à 20° (voir figure 3.4). La largeur angulaire trouvée correspond au champ induit par la largeur du trou devant le corps noir, en amont du collimateur.

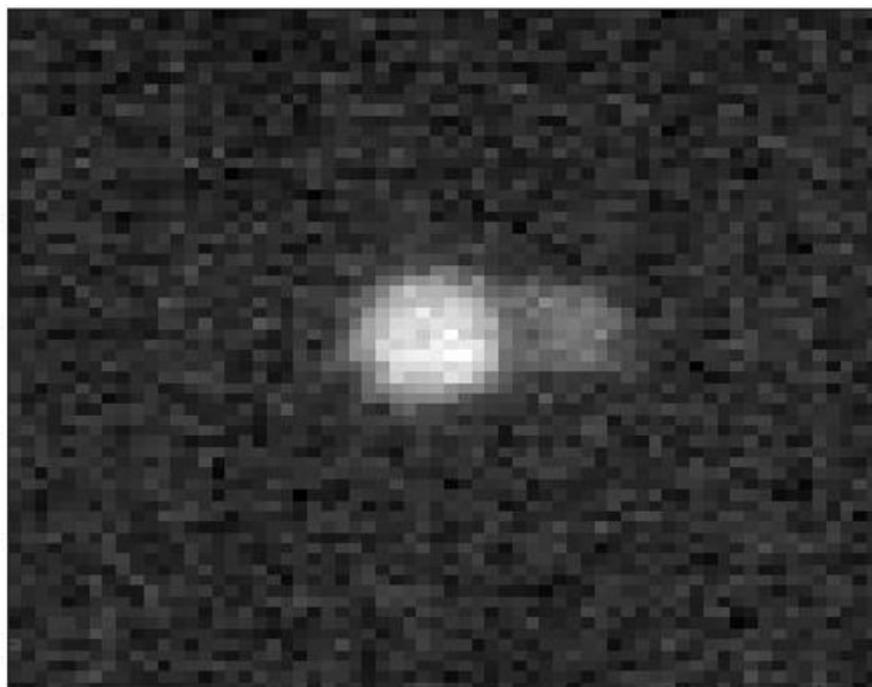


FIGURE 3.3 – La détection par la caméra de l’ordre 0, pour un diaphragme d’ouverture de 4mm. Moyenne de 5 images, à laquelle la moyenne de 5 images “dark” (obturateur du corps noir fermé) a été retirée, pour minimiser le bruit. Un petit signal sur la droite correspond à des réflexions parasites.

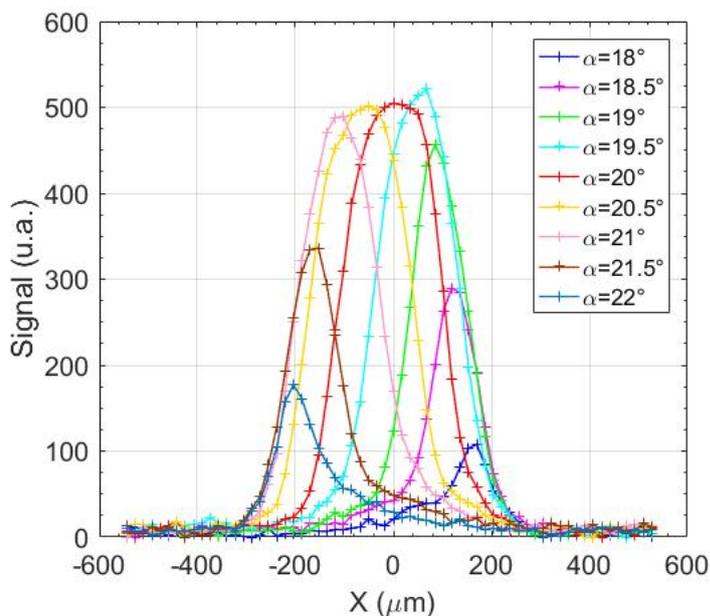


FIGURE 3.4 – Le balayage angulaire de la caméra montre un signal centré autour de 20° , conformément à ce qui était attendu en théorie (19.3°). La différence de moins d’un degré entre la mesure et la valeur théorique peut s’expliquer par les incertitudes de mesures et de fabrication.

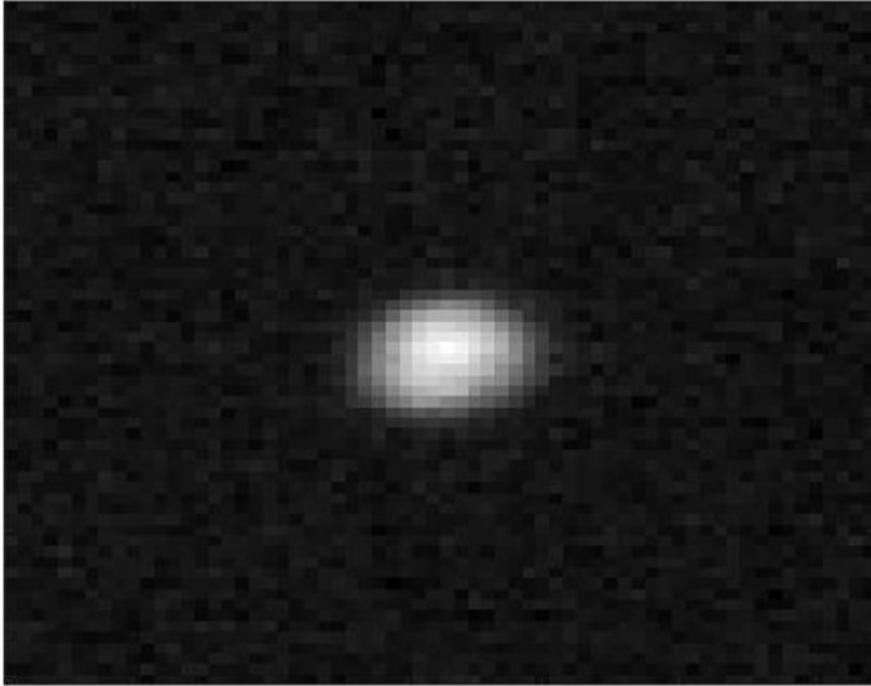


FIGURE 3.5 – La détection par la caméra de l’ordre 1, pour un diaphragme d’ouverture de 4mm. Moyenne de 5 images, à laquelle la moyenne de 5 images “dark” (shutter du corps noir fermé) a été retirée, pour minimiser le bruit. On observe un niveau de signal plus fort qu’à l’ordre 0.

La mesure montre donc un signal à l’ordre 1 à 20° , une valeur très proche de celle attendue qui était de 19.3° , et dans la marge d’erreur de la mesure compte tenu des nombreuses optiques à aligner et des incertitudes de fabrication. L’image prise à l’ordre 1 est montrée dans la figure 3.5. Qualitativement on observe un niveau de signal à bruit supérieur par rapport à l’image à l’ordre 0 de la figure 3.3. Des mesures ont aussi été effectuées autour de l’angle -83.9° pour confronter la mesure à la prédiction du modèle Zemax. Conformément à notre analyse, aucun signal n’a pu être mesuré dans cette zone angulaire or si un tel signal avait existé à hauteur de 18% de celui présent à l’ordre 1 nous l’aurions vu. Cela nous permet de confirmer la présence possible, sous certaines conditions, d’erreurs dues au calcul de la dérivée de la phase dans la simulation Zemax avec des surfaces de type GRID PHASE. Ainsi il nous sera possible d’analyser des rayons qui nous paraîtraient aberrants dans les simulations Zemax pour confirmer ou non leur existence physique.

Du fait de la mesure de deux ordres de diffraction, l’ordre 0 et l’ordre 1, nous allons pouvoir quantifier l’efficacité η_1 du couplage de la lumière à l’ordre 1 par ce réseau blazé binaire en comparant le niveau de signal obtenu dans chacun de ces ordres. La figure 3.6 permet de comparer ce niveau de signal entre ordre 0 (angle $\alpha = 0^\circ$) et ordre 1 (angle

$\alpha = 20^\circ$), pour un diaphragme d'ouverture de 4mm. On obtient une l'efficacité suivante :

$$\eta_{1exp} = 71\%$$

L'ordre 0 contient les 29% restant sur ces mesures.

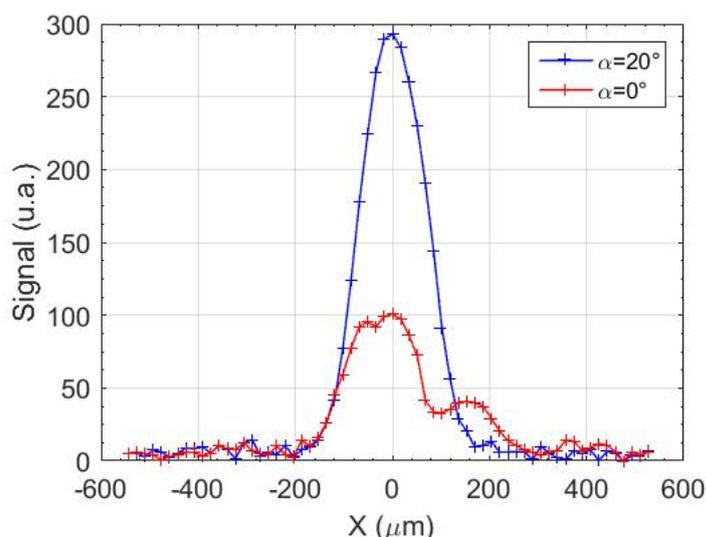


FIGURE 3.6 – Comparaison du niveau de signal à l'ordre 1 ($\alpha = 20^\circ$) et à l'ordre 0 ($\alpha = 20^\circ$) pour une ouverture de 4mm. Cette vue en coupe est issue des images captées par la caméra. On calcule ainsi une efficacité de couplage à l'ordre 1 $\eta_{1exp} = 71\%$, et cette valeur reste constante pour différentes ouvertures de quelques millimètres.

Cette efficacité reste mesurée autour de 70 à 75% pour des ouvertures du diaphragme de quelques millimètres. Elle baisse en revanche pour un diaphragme ouvert à 1cm ou plus. En effet, élargir le diaphragme d'ouverture permet d'augmenter le flux, et ce faisant nous détectons deux ordres supplémentaires du réseau : les ordres -1 (à l'angle $\alpha = -20^\circ$) et +2 (à l'angle $\alpha = 42^\circ$), comme le montre la figure 3.7 où les mesures ont été faites avec une ouverture de 12mm de diamètre. Il est important de noter qu'on ne capte toujours aucun signal aux ordres ± 3 qui correspondent à la seconde incidence prévue par Zemax. On doit donc revoir à la baisse notre efficacité de couplage à l'ordre 1, de l'ordre de :

$$\eta_{1exp} = 57\%$$

l'ordre 0 a ici une part de

$$\eta_{0exp} = 25\%$$

l'ordre 2 une part de

$$\eta_{2exp} = 13\%$$

et l'ordre -1 une part de

$$\eta_{-1exp} = 5\%$$

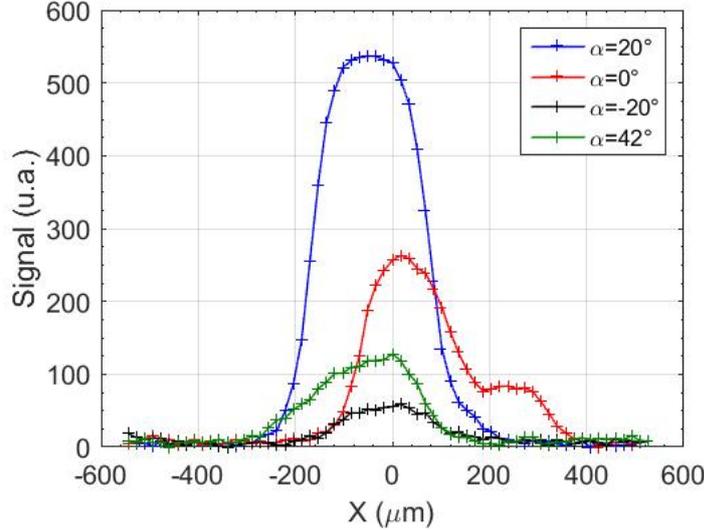


FIGURE 3.7 – Comparaison du niveau de signal à l'ordre 1 ($\alpha = 20^\circ$), à l'ordre 0 ($\alpha = 20^\circ$), à l'ordre -1 ($\alpha = -20^\circ$) et à l'ordre 2 ($\alpha = 42^\circ$) pour une ouverture de 12mm.

Il est important de noter que pour les ordres de diffraction -1, 0, 1 et 2 de ce réseau de diffraction, les coefficients de Fresnel en réflexion ne changent pas, le calcul d'efficacité n'est donc pas impacté par l'interface silicium-air en sortie du substrat.

La théorie prédisait une efficacité de couplage à l'ordre 1 de 95% pour un réseau blazé binaire à 8 niveaux de phase. L'écart de 35-40% observé expérimentalement peut être attribué à plusieurs facteurs. D'une part, comme cela est rappelé dans le tableau 3.1, du fait de contraintes de fabrication nous avons commis de petites erreurs de phase. D'autre part la fabrication de ce prototype a été entachée par des difficultés rencontrées sur l'équipement de lithographie laser avec pour conséquence un niveau de finition moins bon qu'escompté, et inhomogène à l'échelle de la lame (de dimension $2 \times 5mm$, voir vues meb de l'annexe B). Par conséquent on cumule des erreurs de fabrication systématiques avec des zones importantes du prototype très dégradées (voir annexe B). Ce faisant on se rapproche du cas d'un réseau comportant moins de valeurs de phases, avec un plus faible couplage à l'ordre 1 et plus d'ordres de diffraction transmis.

Pour conclure, il est intéressant de noter que pour dévier la lumière à de forts angles au moyen d'un réseau blazé sub-lambda, il faut diminuer le pas de ce réseau (voir équation 2.10 page 76). Diminuer la période du réseau blazé peut se faire de deux manières

différentes :

- on peut diminuer le nombre de marches de phase entre 0 et 2π , par exemple dans notre cas on pourrait passer de 8 à 4 résonateurs et faire passer ainsi le pas du réseau blazé de $32\mu m$ à $16\mu m$ soit un angle de sortie de 41.5° . Cependant cette diminution du pas du réseau blazé en diminuant le nombre de marches de phase détériorerait le rendement de notre réseau, faisant passer l'efficacité théorique à l'ordre 1 de $\eta_1 = 95\%$ dans le cas de 8 marches de phases à $\eta_1 = 81\%$ pour 4 marches de phase ou encore $\eta_1 = 40.5\%$ pour 2 marches de phase (voir équation 2.12 page 81).
- on peut garder le nombre de marches de phase pour préserver l'efficacité de couplage à l'ordre 1 du réseau blazé, et il faut alors diminuer la période Λ de la structuration sub-lambda pour diminuer le pas du réseau blazé. En conservant $P = 8\Lambda$ on conserve $\eta_1 = 95\%$, et en faisant passer la période de la structuration sub-lambda à $\Lambda = 2\mu m$ on obtient une déviation plus forte par le réseau, en l'occurrence un angle de sortie de 41.5° . Cependant, comme nous l'avons déjà vu il n'est pas anodin de diminuer la période de la structuration sub-lambda : les procédés de fabrication deviennent plus complexes, les facteurs de forme augmentent et la gravure peut devenir inhomogène en fonction du facteur de remplissage.

En conclusion, nous avons fabriqué et caractérisé un réseau blazé binaire à la manière d'autres travaux [14, 23, 69, 70, 71]. Notre prototype est de grandes dimensions ($2 \times 5mm$), il est diélectrique, insensible à la polarisation, et nous permet d'une part de vérifier l'indépendance de la phase rayonnée par nos résonateurs par rapport aux dimensions de leurs voisins, donc d'utiliser la RCWA pour déterminer la phase en champ lointain de nos résonateurs et de valider notre méthode de simulation, et d'autre part d'envisager d'aller plus loin en proposant des optiques sub-lambda de dimensions centimétriques en alliant la RCWA et la loi de Snell-Descartes généralisée. Les erreurs de calcul de la dérivée de la phase mis en évidence pourront être supprimées, dans de prochaines études, en calculant le gradient de phase différemment que le calcul par défaut de Zemax.

3.3 Correction d'une aberration sphérique dans le LWIR

Les sections 2.4.1 et 2.4.2 du chapitre 2 introduisent le travail qui a été fait pour ce premier prototype de correction d'une aberration sphérique. La section 2.4.1 présente les contraintes de fabrication d'une part, et de matériel d'autre part (possession d'un seul filtre basse bande étroit centré à la longueur d'onde $\lambda = 7.7\mu m$ initialement) qui conduisent au choix de la géométrie des résonateurs sub-lambda du prototype : un réseau de plots hauts

3.3. Correction d'une aberration sphérique dans le LWIR

de $7\mu m$ organisés selon une maille hexagonale de période $5\mu m$, et de diamètres variant entre 1 et $2.15\mu m$. Le déphasage induit par cette structure a une amplitude de 2π entre une zone du substrat dénuée de plots et des plots de $2.15\mu m$ de diamètre (voir figure 2.15 page 67).

L'essentiel avec ce prototype est de pouvoir valider le modèle numérique par l'expérience dans le cas d'une association d'une lame sub-lambda de grande dimension à des optiques réfractives, et non d'obtenir immédiatement une lame sub-lambda présentant une haute performance optique. Rappelons que le défi principal réside dans le fait que nous partons d'une simulation RCWA, que nous brisons la condition de réseau infini périodique, et que nous simulons notre lame sub-lambda via la loi de Snell-Descartes généralisée au moyen d'une surface de type GRID PHASE dans Zemax pour prendre en compte des lames de grandes dimensions au sein de systèmes optiques classiques.

De la même manière la section 2.4.2 présente le procédé de conception de cette lame de correction de l'aberration sphérique d'une lentille biconvexe achetée dans le commerce (LB7436-F de Thorlabs, voir figure 2.11 page 63). A partir de la simulation Zemax de cette lentille, associée à une lame à gradient d'indice (surface GRADIENT 3 dans Zemax), nous procédons à une optimisation de la loi d'indice de la lame à gradient d'indice de sorte à compenser l'aberration sphérique de la lentille. La figure 2.14 page 66 montre le résultat théorique attendu avec une lame de correction de l'aberration sphérique. Cette lame à gradient d'indice a pour loi d'indice radial $n(r)$ (équation 2.4 page 66) :

$$n(r) = n_0 + N_{r2}r^2 + N_{r4}r^4 + N_{r6}r^6$$

Avec $n_0 = 1$ (fixé) et après optimisation les coefficients valent $N_{r2} = 4.3 \times 10^{-3}$, $N_{r4} = 8.6 \times 10^{-3}$ et $N_{r6} = 0$ (ce dernier paramètre était fixé à 0 dans cette optimisation). Dès lors la phase correspondante à cette loi d'indice $n(r)$ vaut (équation 2.5 page 66) :

$$\phi(r) = \frac{2\pi.n(r).e}{\lambda}$$

Avec e l'épaisseur de la lame à gradient d'indice, fixée à $7\mu m$ par la hauteur des plots et $\lambda = 7.7\mu m$ de longueur d'onde.

Ainsi une lame sub-lambda où l'on ferait varier non pas l'indice de réfraction mais la phase selon la loi détaillée ci-dessus doit avoir un comportement identique à celui de la lame à gradient d'indice simulée dans Zemax et corriger en conséquence l'aberration sphérique de la lentille considérée. A condition de l'utiliser dans les mêmes conditions c'est à dire en amont de la lentille, sous un éclairage incident normal à la surface de la lame et à la longueur d'onde $\lambda = 7.7\mu m$.

En pratique on ne peut faire évoluer cette loi de phase de manière continue en fonction

de la distance r au centre du dispositif. En effet, par nature, un réseau sub-lambda consiste en la discrétisation d'une loi de phase dont la valeur ne peut varier au minimum que d'un résonateur à l'autre, distants d'une période. Outre cette discrétisation spatiale due à l'organisation en réseau de la lame sub-lambda, nous sommes limités par le procédé de fabrication concernant la discrétisation géométrique des dimensions des résonateurs. D'une part la dimension critique du procédé donne la valeur minimale de la taille d'un résonateur, et de la distance entre deux résonateurs. D'autre part la taille de grille, imposée par la technologie de lithographie et la taille de grain du masque dur (voir section 2.5 du chapitre 2), donne la valeur minimale d'incrément du diamètre des plots. Dans notre cas cette taille de grille a été fixée à $50nm$. Cette discrétisation des dimensions des résonateurs a une conséquence directe : la discrétisation des valeurs de phases accessibles (représentées par les points sur la figure 2.15 page 67).

De cette double discrétisation spatiale et en phase découle un ajustement en marches d'escaliers de la loi de phase objectif. La précision de cet ajustement de courbe est dictée par la finesse avec laquelle nous pouvons discrétiser l'espace des phases et la période de notre réseau sub-lambda. Ces paramètres sont contraints en premier lieu par les procédés de fabrication utilisés, mais aussi par l'optimisation de la géométrie des résonateurs une fois ces contraintes de procédés prises en compte : un jeu de plots dont la phase évolue le plus lentement possible de 0 à 2π en respectant les dimensions critiques, c'est à dire de $\emptyset = Cd_{min}$ à $\emptyset = \Lambda - Cd_{min}$ sera meilleur qu'une structure où cette loi de phase évolue très rapidement. Parallèlement il ne faut pas négliger la transmission de nos structures. Un optimum est donc à trouver entre transmission la plus haute possible et évolution de la phase la plus douce possible, en respectant les contraintes des procédés.

A ce stade nous disposons d'une part du jeu de paramètres géométriques de résonateurs sub-lambda qui nous permettent d'obtenir un déphasage allant de 0 à 2π , et d'autre part d'une loi de phase objectif permettant de corriger l'aberration sphérique de la lentille Thorlabs LB7436-F. On procède donc à l'ajustement de courbe de la loi de phase pour obtenir la géométrie réelle de la lame sub-lambda et non celle d'une lame à gradient d'indice purement théorique. Les figures 2.16 et 2.17 respectivement en pages 68 et 69 représentent l'ajustement de courbe de la loi de phase et la géométrie 2D de la lame sub-lambda qui en découle.

Comme on peut le déduire de la figure 2.16 page 68, l'ajustement de courbe de la loi de phase en marches d'escalier présente des écarts non négligeables à la loi de phase théorique par endroit. C'est autant de points où la lame risque de ne pas se comporter de façon optimale et donc dévier du comportement simulé précédemment par la lame à gradient d'indice. Pour quantifier cet écart potentiel de performances optiques, il est nécessaire de simuler la lame sub-lambda réelle. On refait donc la simulation du système optique

mais avec une surface de type GRID PHASE, carte des valeurs de phase de notre optique sub-lambda. Les sections 2.4.3 et 2.4.4 du chapitre 2 décrivent son fonctionnement, en faisant appel à la loi de Snell-Descartes généralisée (voir équation 2.7 page 70). La figure 3.8 permet de visualiser une simulation Zemax comparant notre optique sub-lambda réelle à l'optique à gradient d'indice.

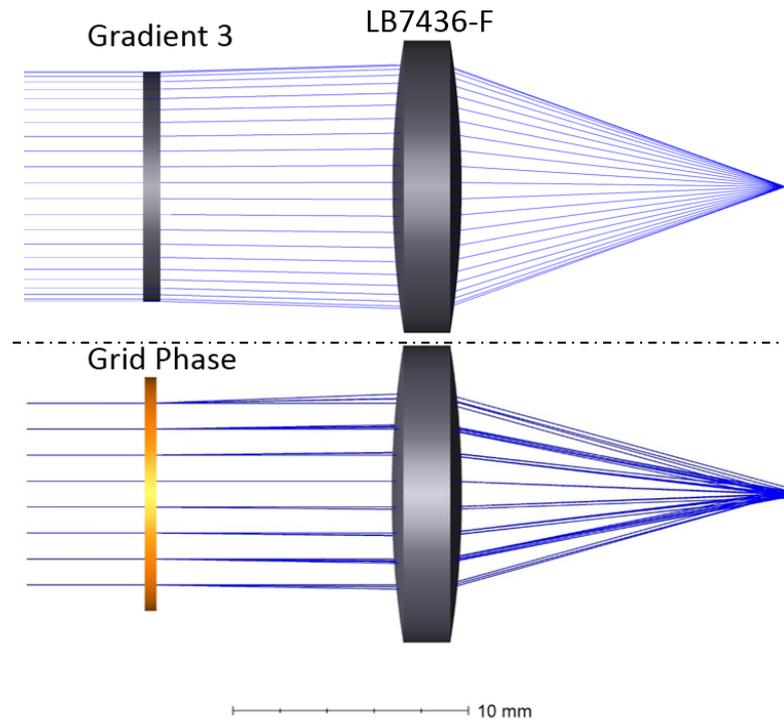


FIGURE 3.8 – Simulation Zemax de la lentille Thorlabs biconvexe LB7436-F corrigée par la lame à gradient d'indice (Gradient 3) et avec la lame sub-lambda réelle (Grid Phase).

On constate une grande différence de comportement de la lame réelle simulée par la surface GRID PHASE dans Zemax par rapport à l'objectif initial simulé par la lame à gradient d'indice GRADIENT 3. Cette différence de niveau de performance s'explique au premier ordre par les erreurs à la loi de phase, conséquence de la discrétisation spatiale (taille de grille limitée par le procédé qui correspond à l'incrément minimum du diamètre des plots) donc de la discrétisation des valeurs de phase accessibles. En effet, si l'on simule une lame sub-lambda non limitée par la discrétisation en phase où chaque plot de coordonnées $(x; y)$ a la valeur exacte de la phase $\phi(r)$ correspondante, avec $r = \sqrt{x^2 + y^2}$, on s'aperçoit que le niveau de performance est bien plus élevé (voir figure 3.9). A ce stade on pourrait encore améliorer les performances de la lame sub-lambda en diminuant le pas de discrétisation spatial c'est à dire la distance entre les résonateurs. Ces deux aspects seront traités dans la section 3.4.

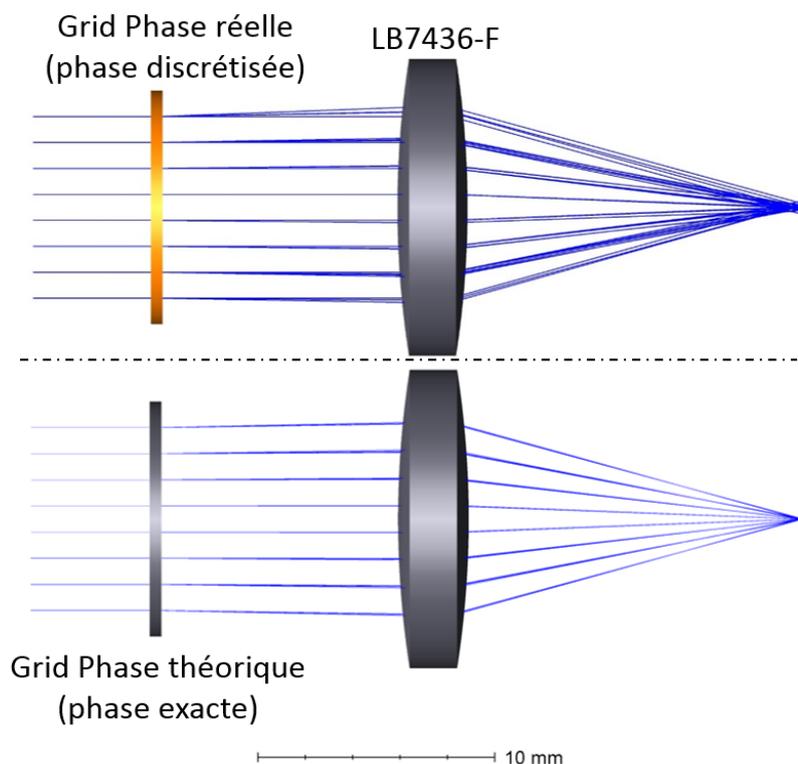


FIGURE 3.9 – Simulation Zemax de la lentille Thorlabs biconvexe LB7436-F corrigée par la lame sub-lambda réelle (phase discrétisée) et un réseau sub-lambda avec la phase théorique exacte en chaque position. Dans les deux cas on utilise une surface de type Grid Phase. On constate l’impact de la discrétisation de la phase due à la taille de grille en lithographie.

D’après la simulation Zemax de cette lame sub-lambda, nous devons être capables de mesurer son effet sur le banc optique. Pour finir, rappelons que le procédé de fabrication pour ce prototype est celui décrit dans la section 2.5.1 du chapitre 2, où nous avons mesuré une incertitude de l’ordre de 200 à 300nm sur la hauteur des plots gravés au temps. En simulant cette incertitude sur la hauteur des plots via le code RCWA (voir figure 3.10), on se rend compte que l’erreur commise est faible et n’intervient pas au premier ordre comparativement à l’erreur d’ajustement de courbe de la loi de phase due aux discrétisations.

3.3. Correction d'une aberration sphérique dans le LWIR

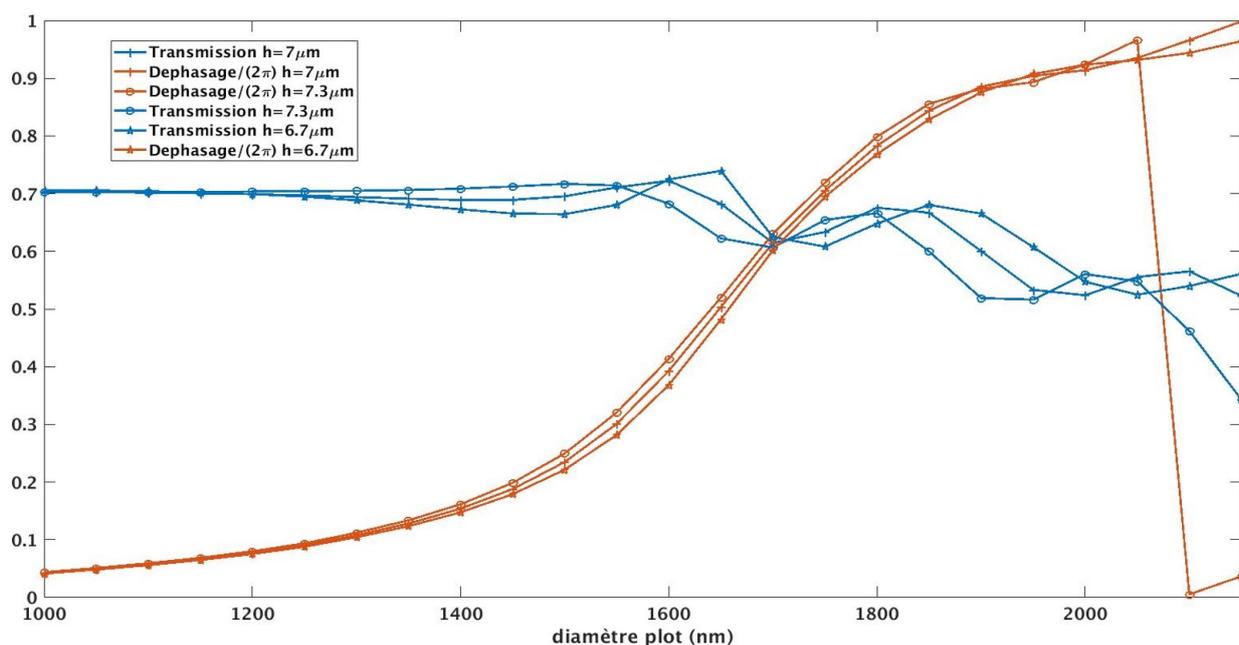


FIGURE 3.10 – Simulation RCWA de l'impact de l'incertitude de 300nm sur la hauteur de gravure des plots sub-lambda du prototype 1 : on constate une déviation du déphasage $/2\pi$ (courbes rouge) cependant les écarts restent très inférieurs à ceux dus à la discrétisation de diamètres de plots qui vont jusqu'à la moitié de la différence entre deux marqueurs, représentant les géométries accessibles dans le procédé. Le cas particulier des plots de plus grandes dimensions où l'on observe une modulation de la phase plus rapide pour une hauteur de plots de $7.3\mu m$ ne fait pas exception, à une modulation par 2π près.

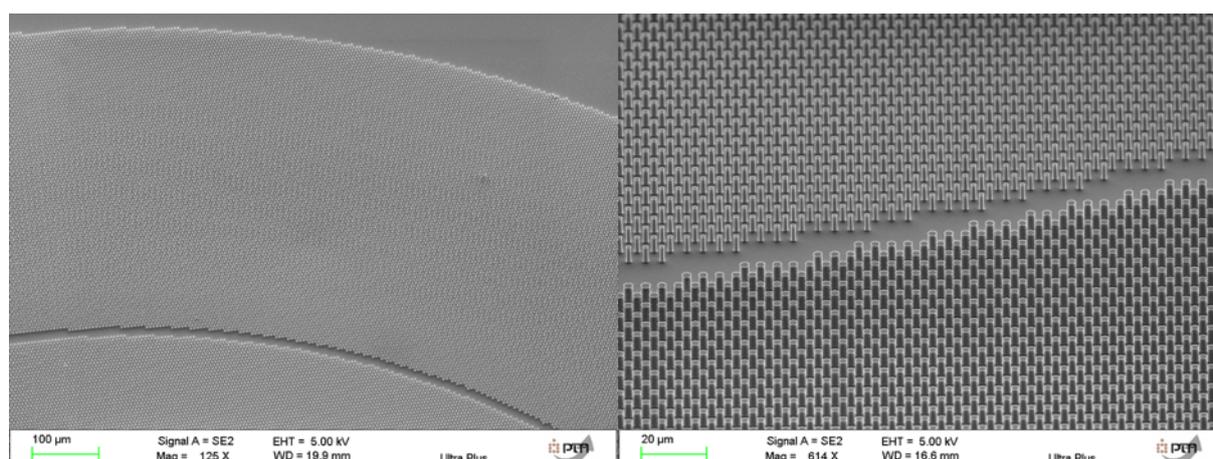


FIGURE 3.11 – Image MEB de la lame sub-lambda. On visualise ici deux zones, chaque zone correspondant à un déphasage allant de 0 (absence de plots) à 2π (plots de $2.15\mu m$ de diamètre).

Nous avons fabriqué ce prototype d'optique sub-lambda (voir figures 3.11 et 3.12) et l'avons associé, sur le banc optique, avec la lentille biconvexe LB7436-F et un filtre passe

bande centré à $7.7\mu\text{m}$ et de 200nm de largeur à mi-hauteur (voir figure 2.33 page 91). Le corps noir était chauffé à 1200°C , et une fente de $100\mu\text{m}$ de large était placée devant. D'après l'équation 2.27 page 96, on devrait avoir $e \ll 94\mu\text{m}$ pour pouvoir mesurer directement la LSF sur la caméra bolométrique. Cependant étant donnée la quantité de flux, malgré le chauffage à 1200°C du corps noir, il était difficile de réduire encore la largeur de la fente. Vu les simulations Zemax présentées précédemment on s'attend à ce qu'il y ait encore d'importantes aberrations géométriques et une mesure du profil de l'image de la fente sur le détecteur comparée à la simulation du banc sur Zemax peut suffire dans ce cas d'étude. On fera deux mesures : une première de la lentille seule, et une seconde de la lentille associée à la lame sub-lambda.

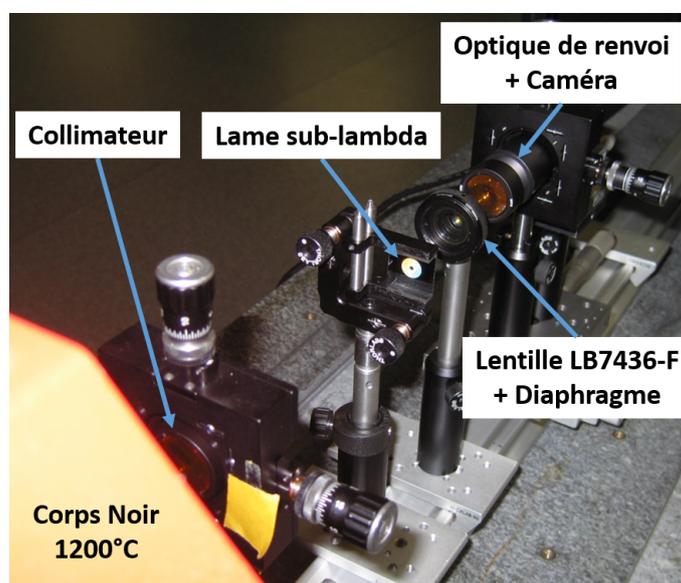


FIGURE 3.12 – Le banc optique photographié avec la lame sub-lambda associée à la lentille LB7436-F. La fente de $100\mu\text{m}$ devant le corps noir n'est pas visible, tout comme le filtre à $7.7\mu\text{m}$ qui est situé derrière le collimateur. Lors des mesures, le banc est capoté pour se prémunir au mieux des sources de rayonnement parasite.

Pour une comparaison précise entre la simulation et la mesure, on ne comparera pas les résultats expérimentaux aux simulations présentées précédemment qui comprenaient une source parfaitement collimatée impactant l'objet testé (lentille, lentille associée à une lame sub-lambda). On simulera le banc optique dans son intégralité, comportant la fente de $100\mu\text{m}$ de large, le collimateur et l'objet testé. On pourra ainsi comparer la vue en coupe de l'image de la fente sur le plan focal dans Zemax avec la mesure faite sur la caméra bolométrique du banc. Dans un premier temps, pour vérifier que tout se comportait normalement, nous avons comparé cette mesure avec uniquement la lentille LB7436-F comme objet testé. La mesure et la simulation Zemax sont rapportées dans la figure 3.13 (intensité normalisée) et on observe une bonne concordance entre le modèle Zemax et la

3.3. Correction d'une aberration sphérique dans le LWIR

mesure. Il est important de préciser à ce stade que cette mesure est effectuée au foyer paraxial de la lentille et non au meilleur foyer compte tenu de l'aberration sphérique de la lentille. En effet la lame sub-lambda a été dessinée de sorte à compenser l'aberration sphérique de la lentille au foyer paraxial, on comparera donc dans ce foyer la largeur de l'image de la fente avec et sans la lame sub-lambda.

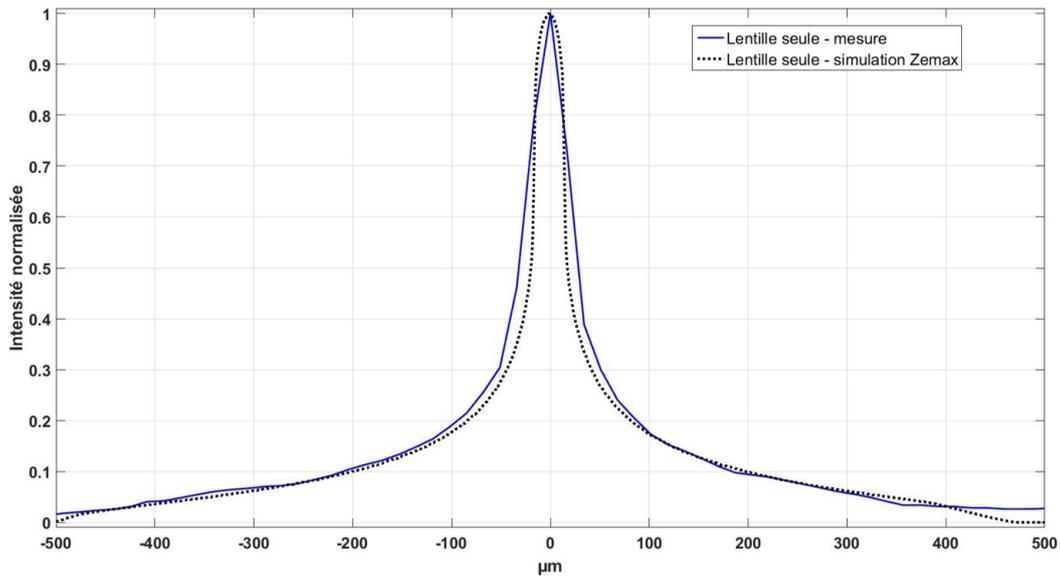


FIGURE 3.13 – Profil de l'image de la fente de $100\mu m$ dans le plan focal en sortie de banc optique : comparaison entre la mesure (courbe bleue) et la simulation Zemax (pointillés).

A présent, comparons le profil de l'image de la fente dans le plan focal paraxial de la lentille avec et sans la lame sub-lambda. Le résultat des mesures effectuées sur le banc est présenté dans la figure 3.14. L'intensité est normalisée pour faciliter la comparaison. En effet la présence d'une lame sub-lambda, sans traitement anti-reflet sur la face non structurée du substrat, et avec une transmission de l'ordre de 50 à 70% pour la face structurée (voir figure 3.10) diminue le flux reçu sur la caméra en comparaison du test de la lentille réfractive seule. Les aspects d'amélioration des performances des lames sub-lambda seront traitées par la suite dans ce chapitre et des solutions pour l'augmentation de la transmission des optiques sub-lambda seront proposées dans le chapitre 4.

La comparaison du profil de l'image de la fente dans le plan focal paraxial montre bien une diminution de la largeur de l'image en présence de la lame sub-lambda. Les pieds de la courbe, zones où l'aberration sphérique a le plus fort impact, sont notablement rétrécis (voir figure 3.14). Pour quantifier cette diminution de la largeur de l'image de la fente donc la correction de l'aberration sphérique, notamment visible aux pieds de la courbe, nous avons choisi deux critères : la largeur à 10% du signal maximum et la largeur géométrique c'est à dire celle au niveau du bruit de mesure. Le critère à 10% du signal maximum nous

donne une diminution de 30% de la largeur de l'image de la fente en présence de la lame sub-lambda. Le critère de la largeur géométrique nous donne une diminution de l'ordre de 50% de la largeur de l'image de la fente au foyer paraxial de la lentille en présence de la lame sub-lambda.

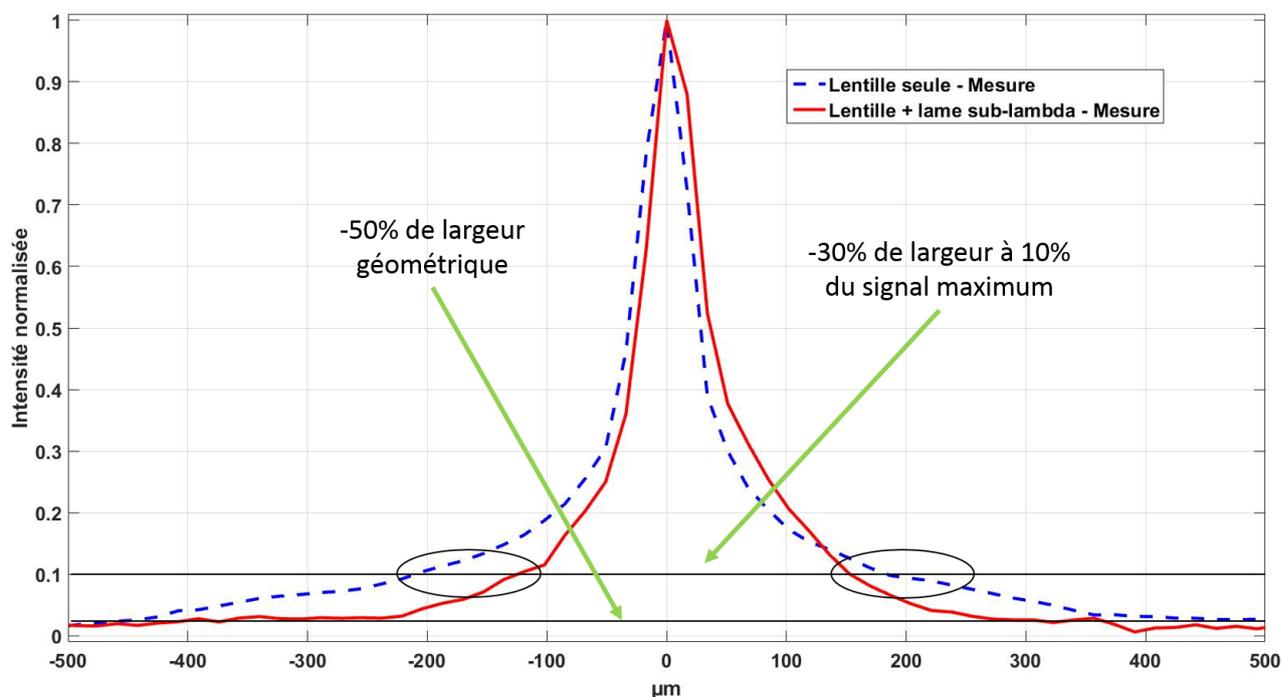


FIGURE 3.14 – Mesure de la largeur de l'image de la fente de $100\mu m$ au foyer paraxial : comparaison entre les mesures de la lentille biconvexe seule (courbe bleue en pointillé) et de la lentille associée à la lame sub-lambda (courbe rouge).

Ces résultats expérimentaux confirment que notre prototype de lame sub-lambda a un effet optique qui va dans le sens de la correction de l'aberration sphérique de la lentille, fonction pour laquelle il a été conçu. Par ailleurs ces résultats montrent que cette diminution de l'aberration sphérique n'est pas une correction totale, loin s'en faut, et que notre prototype n'est donc pas optimal. Cependant, et nous l'avons déjà évoqué, les objectifs de ce prototype sont multiples : mettre au point le procédé de fabrication, caractériser expérimentalement une fonction optique et valider les modèles de simulation. Il n'est donc pas encore question de performances optimales pour ce test, mais de comparaison entre l'expérience et la simulation pour valider notre approche et être en mesure, par la suite, de mener des optimisations grâce aux outils numériques développés. Ainsi la dernière partie de cette étude consiste à comparer la mesure à la simulation sous Zemax de notre lame sub-lambda associée à la lentille biconvexe sur le banc optique.

La figure 3.15 permet de comparer la mesure du profil de l'image de la fente dans le plan focal paraxial de la lentille sur le banc optique à la simulation. On y observe un assez

bon accord entre la simulation et la mesure.

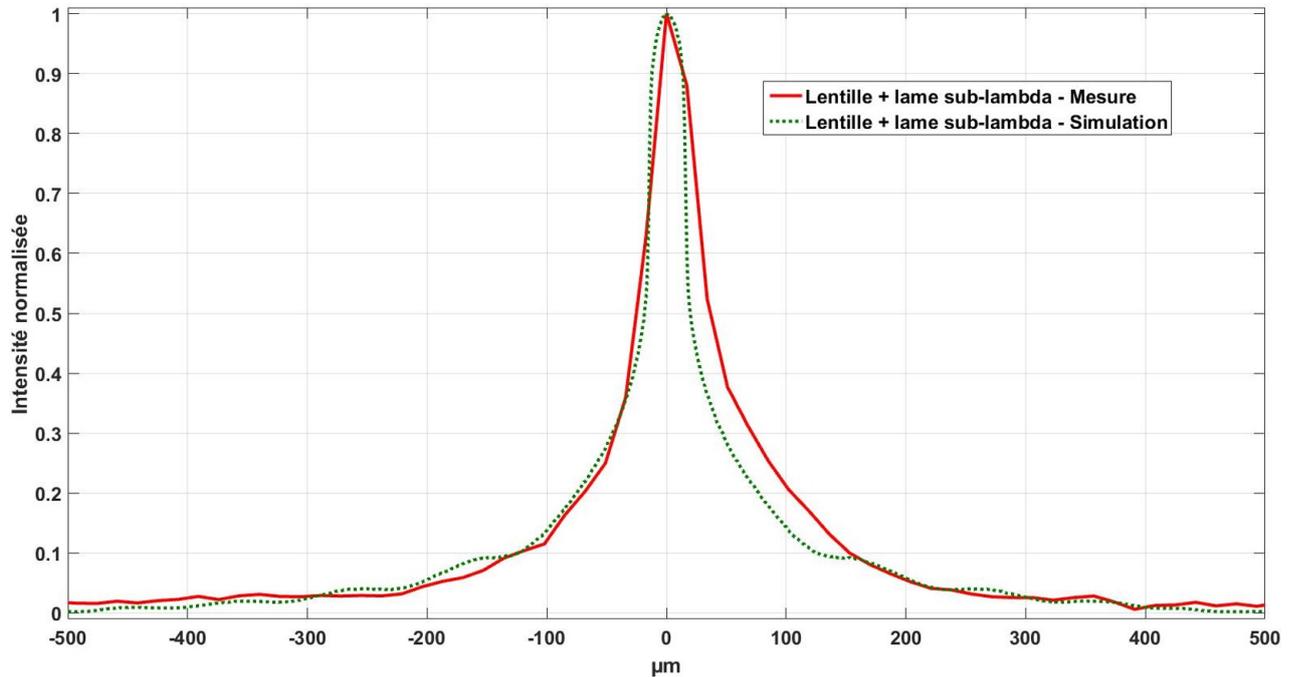


FIGURE 3.15 – Largeur de l’image de la fente de $100\mu m$ au foyer paraxial de la lentille biconvexe associée à la lame sub-lambda : comparaison entre la mesure (courbe rouge) et la simulation (courbe verte en pointillé).

Un écart entre les courbes de simulation et de mesure est cependant visible sur la droite de l’image de la fente. D’une part, une certaine incertitude peut demeurer du fait des écarts à la hauteur de plot, ou encore à la largeur de bande spectrale du filtre. La variabilité entraînée par ces paramètres n’est pas importante comme nous l’avons vu précédemment, cependant un écart à la simulation peut en ressortir. De même, une erreur sur le diamètre des plots réellement fabriqués peut se produire lors des phases de lithographie et de développement. Ce type d’erreur systématique entraîne un décalage des dimensions des plots, et la loi de phase en fonction du diamètre des plots n’étant pas linéaire cela entraîne une erreur sur la loi de phase du prototype. De plus, des erreurs dans le calcul de la dérivée de la phase peuvent se produire dans Zemax, comme nous l’avons constaté précédemment au niveau de modulations de la phase entre 0 et 2π ce qui dévie des rayons dans des directions fausses. Par ailleurs, le fait d’avoir choisi comme référence de phase l’absence de structuration est discutable : la conséquence est l’apparition de zones non structurées sur le dispositif (visible sur la figure 3.11) qui viennent rompre le réseau de plots. Si la simulation du réseau blazé binaire en FTDT nous a permis de constater une indépendance de la phase rayonnée en champ lointain par les résonateurs vis à vis de la dimension de leurs voisins, nous n’avons pas conclu à une indépendance totale : il

est possible qu'un résonateur ne se comporte pas de la même manière en l'absence de voisins. Par la suite nous utiliserons des résonateur de dimension égale au Cd_{min} comme référence de phase (voir section 3.4). Le calcul de la dérivée de la phase dans Zemax peut aussi être source d'erreur au niveau des retours de la loi de phase entre 0 et 2π comme nous l'a montré l'exemple du réseau blazé. Enfin la mesure présente une incertitude de $\pm 17\mu m$ du fait du pas pixel du détecteur. Il semble cependant que l'écart en question, localisé, soit dû à la caractérisation elle-même et en particulier soit à un léger tilt lors de la caractérisation de l'optique sub-lambda associée à la lentille, soit à la présence de réflexions parasites.

Le tableau 3.2 ainsi que la figure 3.16 résument cette étude en comparant la largeur de l'image de la fente, mesurée et simulée, par la lentille, par la lentille associée à la lame sub-lambda et par la lentille parfaitement corrigée de son aberration sphérique. L'incertitude de $\pm 17\mu m$ sur la mesure est due au pas pixel de notre caméra bolométrique.

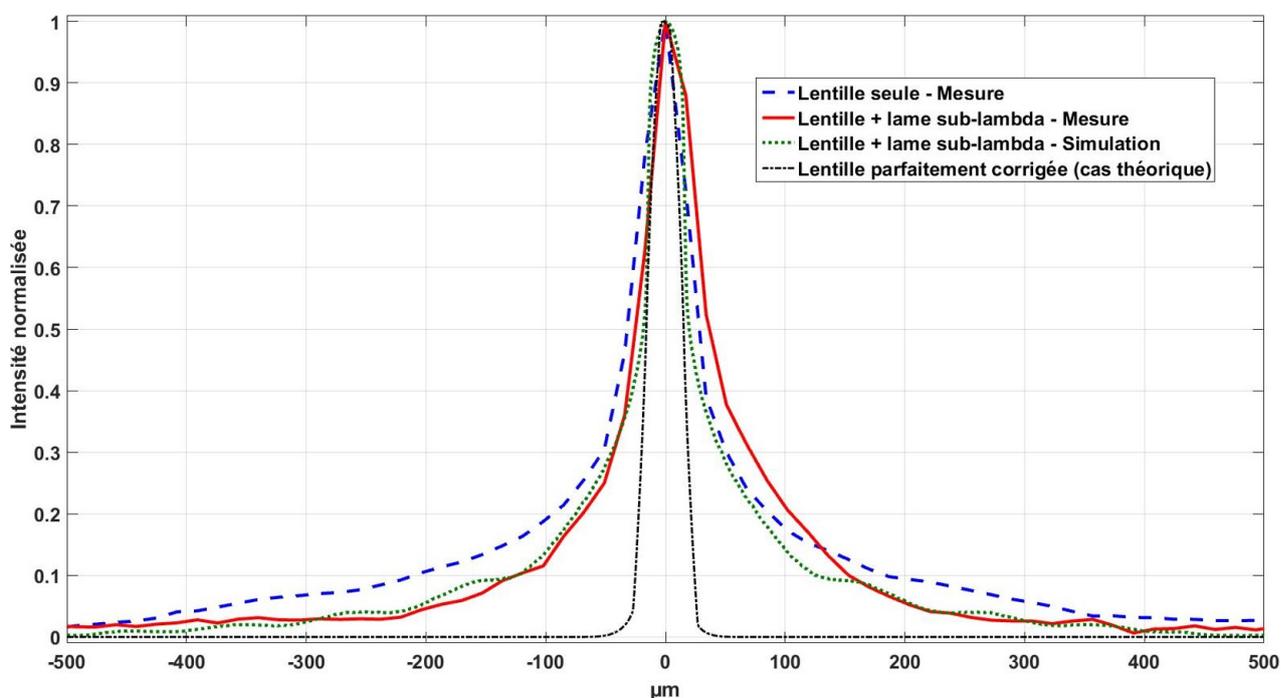


FIGURE 3.16 – Image de la fente de $100\mu m$ par la lentille seule, la lentille associée à la lame sub-lambda, et la lentille parfaitement corrigée (cas théorique de l'absence d'aberrations), dans le cadre du montage optique décrit précédemment.

3.3. Correction d'une aberration sphérique dans le LWIR

		Lentille	Lentille + lame sub-lambda	Lentille parfaitement corrigée
FWHM	Simulation	$37\mu m \pm 1\mu m$	$38\mu m \pm 1\mu m$	$31\mu m \pm 1\mu m$
	Mesure	$51\mu m \pm 17\mu m$	$51\mu m \pm 17\mu m$	
Critère 10%	Simulation	$397\mu m \pm 1\mu m$	$247\mu m \pm 1\mu m$	$50\mu m \pm 1\mu m$
	Mesure	$408\mu m \pm 17\mu m$	$272\mu m \pm 17\mu m$	

TABLE 3.2 – Comparaison entre la simulation et la mesure avec et sans lame sub-lambda de la largeur à mi-hauteur (FWHM) et du critère de la largeur à 10% du maximum, de l'image de la fente de $100\mu m$ au foyer paraxial. La mesure de la largeur comporte une marge d'erreur de $17\mu m$ du fait du pas pixel du détecteur. La marge d'erreur de la simulation (pas de discrétisation choisi dans Zemax) a été fixée à $1\mu m$. Ces résultats sont comparés au cas de la lentille parfaitement corrigée de son aberration sphérique.

Ce premier prototype de correction d'une aberration sphérique permet de valider au premier ordre plusieurs points très importants :

- Nos calculs de phase des résonateurs sont corrects
- La loi de phase approchée en marches d'escaliers semble bien simulée dans Zemax
- Notre procédé de fabrication n'entraîne pas des erreurs importantes de phase
- Nous sommes en mesure de caractériser nos optiques sub-lambda sur le banc expérimental

Au vu de ces résultats, notre manière de simuler une lame sub-lambda de grande taille au sein d'un système d'imagerie au moyen de la loi de Snell-Descartes généralisée semble adaptée et permet d'envisager la co-conception et la co-optimisation d'optiques réfractives et sub-lambda pour un système d'imagerie. Reste à améliorer les performances optiques de notre lame sub-lambda, et dans ce but, la discrétisation de la phase semble être à améliorer pour que la loi de phase en marches d'escaliers respecte mieux la loi de phase visée.

Le développement, la réalisation et la caractérisation de ce prototype constitue, à notre connaissance, une des premières optiques sub-lambda de dimension centimétrique pour l'imagerie LWIR. Sa caractéristique d'être une lame de correction de front d'onde associée à une lentille réfractive nécessite de disposer d'une méthode de simulation de systèmes optiques mêlant réfractif et sub-lambda et pour ce faire l'utilisation de la loi de Snell-Descartes généralisée associée à des simulations RCWA prend tout son sens. Ce travail ouvre la voie vers des optiques sub-lambda de grandes dimensions au sein de systèmes d'imagerie infrarouge et à ce titre il a fait l'objet d'un article et d'une présentation à la conférence Photonics West 2018 [78].

3.4 Prototype optimisé de correction d'une aberration sphérique

Les premiers prototypes ont permis de valider notre approche et désormais un certain nombre d'améliorations sont indispensables pour tirer parti de la présence d'optiques sub-lambda dans un système optique. En premier lieu la loi de phase doit être mieux respectée afin que la fonction optique de notre lame sub-lambda soit la moins dégradée possible du fait de la discrétisation de la phase. Par ailleurs il est indispensable d'améliorer les performances en transmission de nos dispositifs : en l'état la transmission est de l'ordre de celle du silicium ce qui représente 70% de transmission par interface soit un peu moins de 50% de transmission totale pour une lame sub-lambda. Or en imagerie infrarouge il est indispensable de maximiser le flux arrivant sur les pixels du détecteur (qu'il soit thermique ou refroidi) et on ne peut pas se permettre une transmission si faible. Nous visons à terme des lames sub-lambda à 90% de transmission et nous proposerons une solution pour atteindre ce niveau de transmission dans le chapitre 4. Enfin le cas précédent traitait d'une optique sub-lambda sous éclairage incident normal, ce qui était favorable vu la faible acceptance angulaire de la géométrie sub-lambda retenue ($\pm 6^\circ$, voir figure 2.10 page 62). Par la suite il sera indispensable d'améliorer cette acceptance angulaire pour pouvoir insérer une optique sub-lambda dans un système d'imagerie infrarouge, par définition très ouvert donc devant traiter des rayons à forte incidence. Ces différents aspects seront abordés dans cette section et dans le chapitre 4, avec pour but d'améliorer les performances de nos optiques sub-lambda sur la base des outils développés jusqu'à présent et des premiers résultats expérimentaux.

Afin de mieux approcher la loi de phase, il faut mieux échantillonner la phase, comme nous l'avons discuté dans la section 3.3. Un meilleur échantillonnage de la phase permet un ajustement plus précis de la loi de phase donc une qualité optique optimale. La figure 3.17 trace la différence (en radians) entre la loi de phase visée et la loi de phase réellement encodée le long d'un rayon du premier prototype de correction de l'aberration sphérique à $7.7\mu m$, et du second prototype à $10.6\mu m$ (dont les paramètres géométriques seront détaillés par la suite dans cette section). On constate que le meilleur échantillonnage de la phase dans le cas du second prototype à $10.6\mu m$ entraîne une très faible erreur de la loi de phase, alors que cette erreur était importante dans le cas du premier prototype à $7.7\mu m$. Le niveau de performance optique devrait être drastiquement augmenté avec le second prototype au vu de cette courbe. Il reste cependant difficile à dire, à ce stade, quel sera l'impact de la faible erreur résiduelle sur la qualité optique, et son importance par rapport aux erreurs de fabrication ou encore à l'impact du pas Λ du réseau sub-lambda. L'échantillonnage de la phase est lié à deux paramètres : la vitesse d'évolution de la phase

3.4. Prototype optimisé de correction d'une aberration sphérique

en fonction du diamètre des plots sub-lambda, et la taille de la grille c'est à dire l'incrément minimum de diamètre. Le premier facteur revient à dire qu'il vaut mieux que la phase parcourt 0 à 2π pour des diamètres de plots allant de $\varnothing_{plot} = Cd_{min}$ à $\varnothing_{plot} = \Lambda - Cd_{min}$, c'est à dire les valeurs minimales et maximales autorisées par nos procédés de fabrication : ainsi pour une taille de grille donnée on maximise le nombre de plots ayant une phase de valeur intermédiaire entre 0 et 2π .

Le second facteur est celui de la taille de grille δ , qui correspond à l'incrément minimum des différents paramètres géométriques des résonateurs sub-lambda, en l'occurrence leur diamètre. Dans le cadre du procédé développé initialement nous avons fixé $\delta = 50nm$. Il est clair au vu des performances du prototype de correction de l'aberration sphérique à $7.7\mu m$ qu'il faut réduire drastiquement cette taille de grille, et pour ce faire il est nécessaire de changer de méthode de lithographie. C'est pourquoi il est envisagé de faire appel à de la lithographie via un faisceau d'électron, ou lithographie e-beam, pour améliorer la résolution accessible. La section 2.5.2 page 88 du chapitre 2 décrit l'adaptation du procédé de fabrication. Avec l'utilisation de l'e-beam nous pouvons espérer atteindre une taille de grille $\delta = 5nm$. L'objectif est de démontrer un niveau de performance bien plus élevé grâce à une géométrie sub-lambda plus fine et une fonction optique mieux respectée (c'est à dire une loi de phase approchée plus précisément).

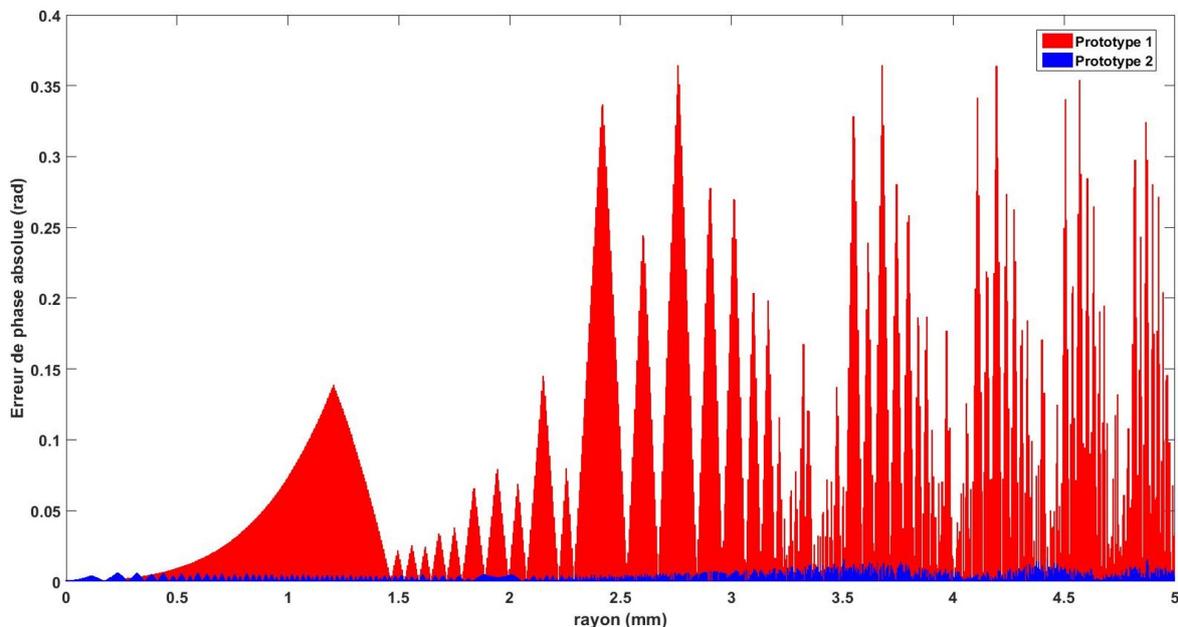


FIGURE 3.17 – La loi de phase est bien mieux ajustée dans le cas du prototype à $10.6\mu m$ que dans le cas du premier prototype à $7.7\mu m$, grâce à une discrétisation plus fine des diamètres de plots. Une telle différence est permise en passant d'une lithographie laser à une lithographie e-beam, beaucoup plus performante.

Pour des raisons d'ordre radiométrique, il a été décidé que les nouveaux prototypes seraient dessinés pour la longueur d'onde $\lambda = 10.6\mu m$. En effet la longueur d'onde $\lambda = 7.7\mu m$ était en bord de fenêtre de détection de notre caméra bolométrique et nous avons une meilleure sensibilité à $10.6\mu m$. Cette longueur d'onde correspond aussi à l'émission des lasers CO_2 , ce qui peut s'avérer utile en cas de besoin d'une source plus puissante que notre corps noir. Notons que pour être en mesure de caractériser des optiques sub-lambda dessinées à cette longueur d'onde, un filtre passe bande centré à $10.6\mu m$ et $240nm$ de largeur de bande a été acheté chez Spectrogon. Cette longueur d'onde permet aussi de se situer dans un régime plus sub-lambda qu'à $7.7\mu m$ pour des dimensions équivalentes de résonateurs sub-lambda.

Après avoir simulé en RCWA un grand nombre de géométries sub-lambda, le choix s'est porté pour la géométrie suivante :

- Une période $\Lambda = 3.5\mu m$
- Un maillage hexagonal (mais le maillage carré présente des résultats très proches)
- Une dimension critique $Cd_{min} = 500nm$
- Une hauteur de plots inchangée : $h = 7\mu m$
- Des plots de diamètre \varnothing_{plot} allant de $1\mu m$ à $3.015\mu m$.

Avec un tel jeu de paramètres géométriques et pour une taille de grille $\delta = 5nm$, on dispose alors de 404 valeurs de diamètres de plot, soit 404 valeurs de phase comprise entre 0 et 2π , contre 25 pour le prototype initial. La référence de phase est prise pour le diamètre de plot minimum de $1\mu m$, on n'aura donc plus de rupture de réseau contrairement au prototype à $7.7\mu m$. Ce diamètre minimal de plot est fixé à $1\mu m$ et non à $Cd_{min} = 500nm$ pour s'assurer de la tenue mécanique des plus petits plots. La figure 3.18 montre le résultat en phase et en transmission d'une telle géométrie à la longueur d'onde $10.6\mu m$.

Nous disposons à présent d'une nouvelle géométrie sub-lambda, pour la longueur d'onde $10.6\mu m$. Cette géométrie permet une meilleure transmission ainsi qu'un échantillonnage plus fin de la phase par rapport au prototype à $7.7\mu m$ présenté dans la section 3.3 dans la mesure où nous utiliserons une lithographie plus performante, via l'e-beam. Afin de valider cette approche, nous proposons d'étudier la correction de l'aberration sphérique de la même lentille biconvexe, Thorlabs LB7436-F, mais à $10.6\mu m$ cette fois ci. Dans un premier temps la figure 3.19 montre la loi de phase visée et la loi de phase attendue (ajustement de courbe en marche d'escalier) pour corriger l'aberration sphérique de la lentille à $10.6\mu m$ avec notre nouvelle géométrie sub-lambda. En comparant à la figure 2.16 page 68 on constate un bien meilleur ajustement de la loi de phase donc une fonction optique de la lame bien plus conforme au niveau de performance optimal. Quelques marches apparaissent larges devant la longueur d'onde (6 à 11λ sur la partie grossière de la courbe) et peuvent être la source de défauts : le calcul de la dérivée de la phase peut n'y

3.4. Prototype optimisé de correction d'une aberration sphérique

être plus vrai avec une lumière non déviée au centre de la marche de phase. Cependant la majorité de la courbe reste approchée par des marches de phases de l'ordre de la longueur d'onde ou moins.

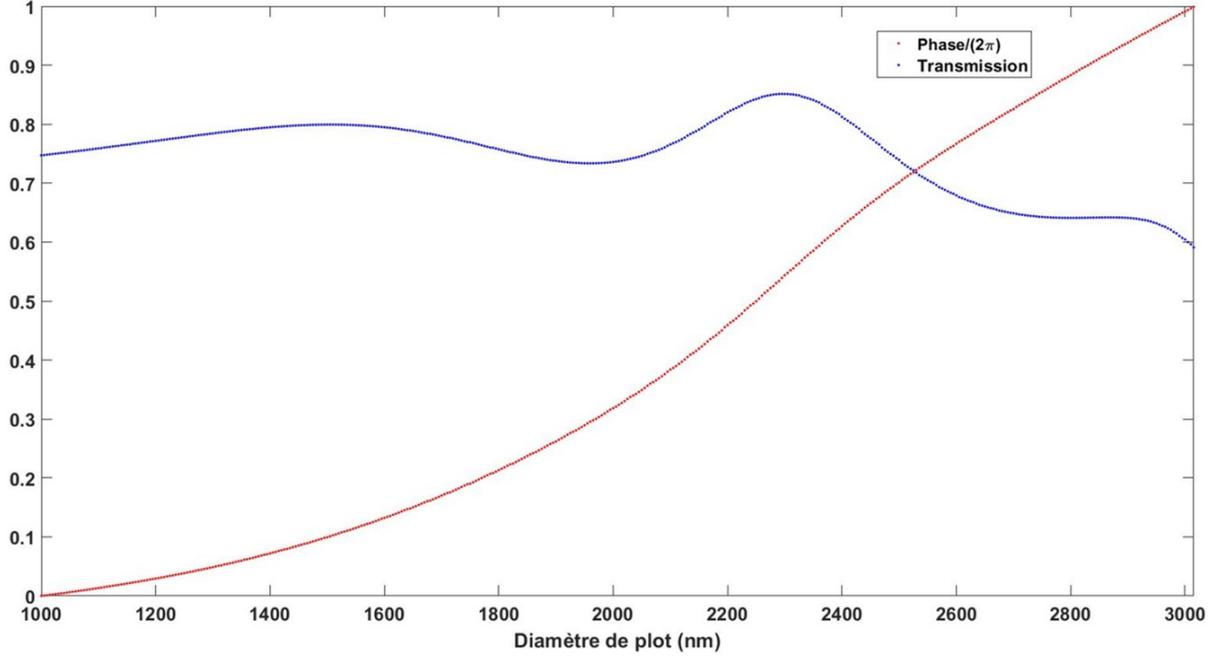


FIGURE 3.18 – Ce graphe trace les valeurs discrètes en déphasage $/2\pi$ et en transmission des différents diamètres de plots sub-lambda, en réseau hexagonal de période $3.5\mu m$, avec une hauteur de $7\mu m$ à la longueur d'onde $\lambda = 10.6\mu m$.

Bien entendu, comme ce deuxième prototype de correction de l'aberration sphérique est conçu à une autre longueur d'onde, la loi de phase est différente. En procédant de la même façon que pour le prototype à $7.7\mu m$, c'est à dire en optimisant la loi d'indice d'une lame à gradient d'indice, on obtient la loi d'indice suivante :

$$n(r) = n_0 + N_{r2}r^2 + N_{r4}r^4 + N_{r6}r^6$$

Avec $n_0 = 1.2$ (fixé) et après optimisation les coefficients valent $N_{r2} = -6.31 \times 10^{-2}$, $N_{r4} = 8.033 \times 10^{-3}$ et $N_{r6} = 4.805 \times 10^{-5}$. La phase correspondante à cette loi d'indice $n(r)$ vaut (voir équation 2.5 page 66) :

$$\phi(r) = \frac{2\pi \cdot n(r) \cdot e}{\lambda}$$

Avec e l'épaisseur de la lame à gradient d'indice, fixée à $7\mu m$ par la hauteur des plots et $\lambda = 10.6\mu m$ de longueur d'onde.

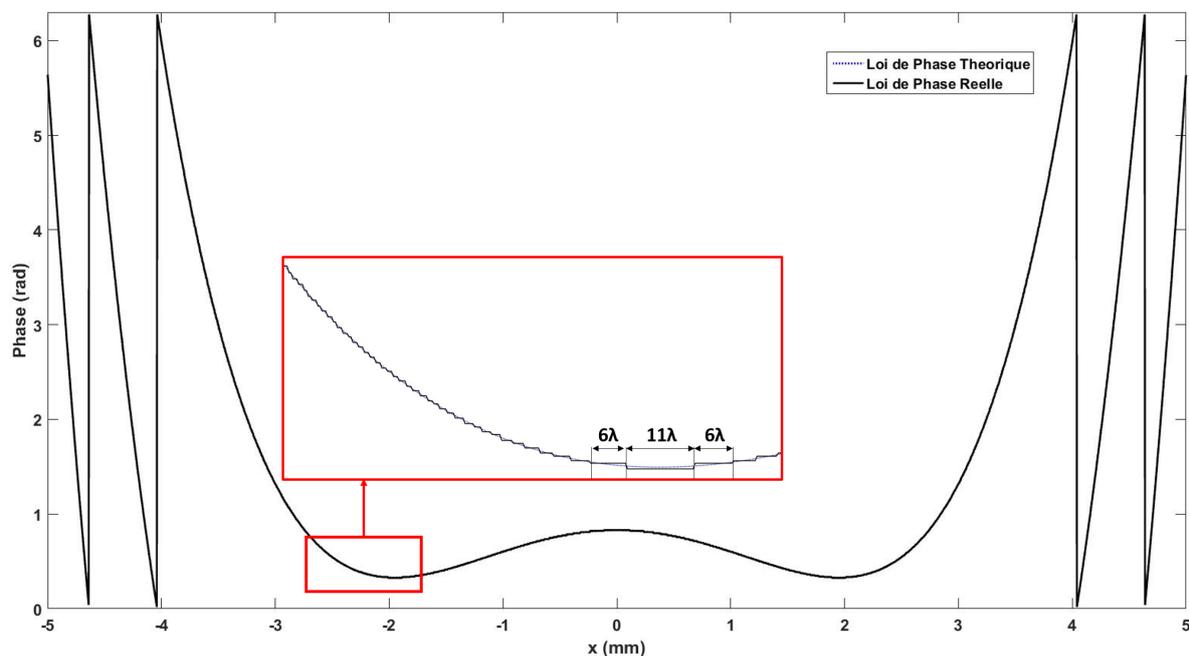


FIGURE 3.19 – La loi de phase, modulée par 2π , corrigeant l’aberration sphérique de la lentille à $\lambda = 10.6\mu m$ est approchée en “marches d’escalier” par les valeurs discrètes de phases accessibles via notre géométrie sub-lambda. Quelques marches apparaissent larges devant la longueur d’onde (6 à 11λ sur la partie grossière de la courbe) et peuvent être la source de défauts. La majorité de la courbe reste cependant approchée par des marches de phases de l’ordre de la longueur d’onde ou moins.

La figure 3.17 permet de comparer l’erreur absolue à la loi de phase dans le cas du prototype 1 à $7.7\mu m$ et dans le cas du prototype 2 à $10.6\mu m$. C’est l’échantillonnage bien plus fin de la phase, grâce à la taille de grille de 5nm, qui permet d’abaisser autant l’erreur.

La simulation Zemax, au moyen d’une surface GRID PHASE, prédit elle aussi un niveau de performance bien plus élevé pour ce prototype à $10.6\mu m$ fabriqué avec la lithographie e-beam (figure 3.20) que pour celui fabriqué à $7.7\mu m$ par lithographie laser (voir section 3.3). A titre indicatif, la figure 3.21 compare la FTM calculée par Zemax du système lentille LB7436-F + GRID PHASE du prototype 1 et du prototype 2. On doit donc, en théorie, s’approcher de la limite de diffraction sur axe avec le second prototype associé à la lentille biconvexe LB7436-F.

3.4. Prototype optimisé de correction d'une aberration sphérique

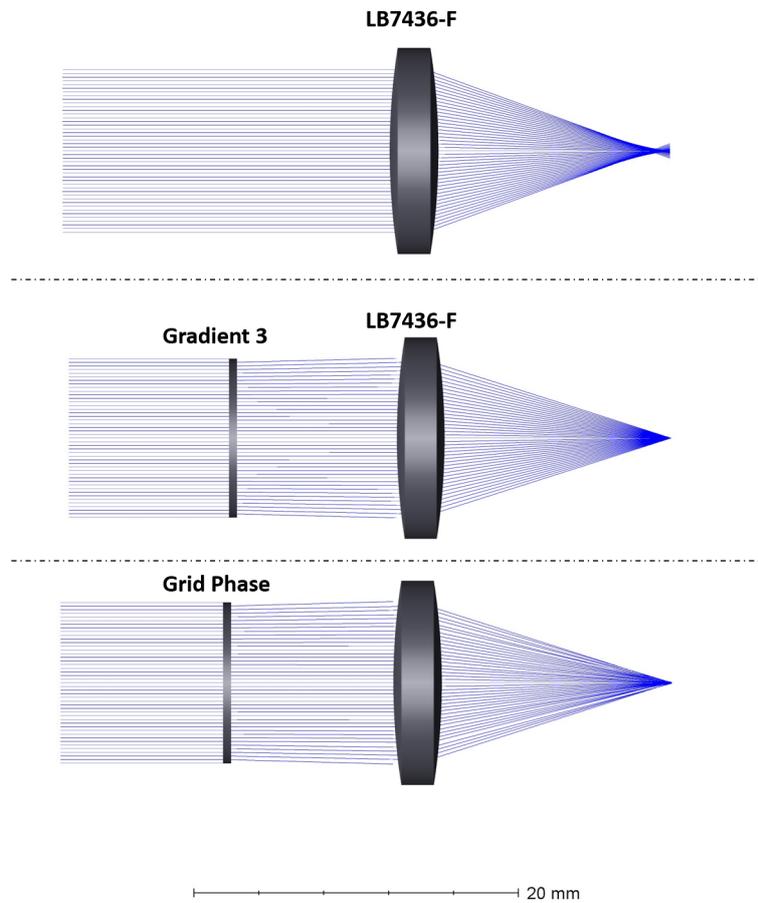


FIGURE 3.20 – Simulation Zemax de la lentille Thorlabs biconvexe LB7436-F seule, corrigée par la lame à gradient d'indice (Gradient 3) et avec la lame sub-lambda réelle (Grid Phase) à la longueur d'onde $\lambda = 10.6\mu m$.

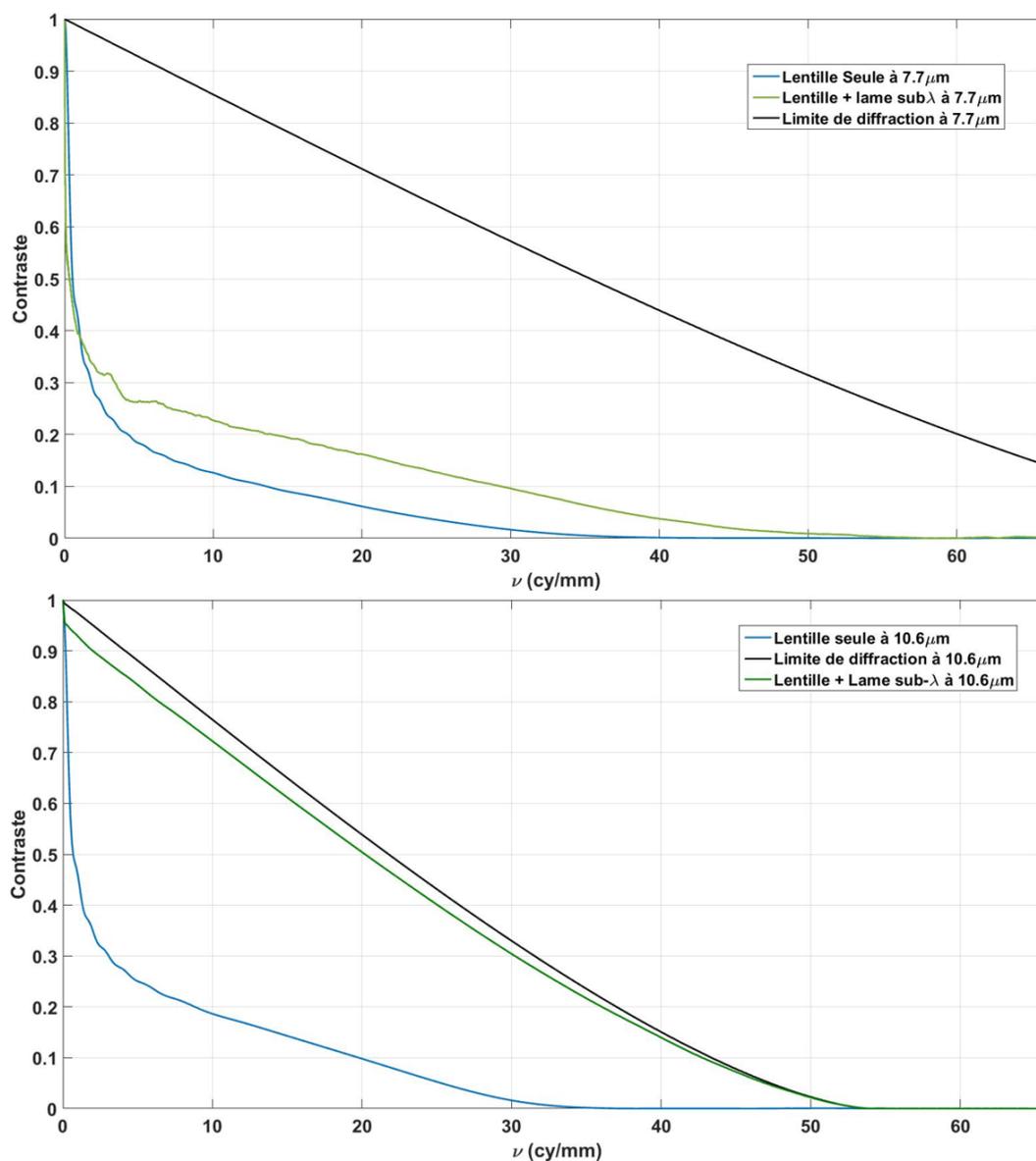


FIGURE 3.21 – Comparaison de la FTM calculée par Zemax pour l’association de la lentille LB7436-F avec le prototype à $7.7 \mu\text{m}$ d’une part, et le prototype à $10.6 \mu\text{m}$ d’autre part. Les prototypes sont simulés via les surfaces GRID PHASE dans Zemax.

Cependant en pratique il sera difficile de caractériser une telle FTM : en effet nous procéderons selon la méthode présentée dans la section 2.6 page 91 or dans ce cas de figure nous passons par une LSF, c’est à dire l’image d’une fente pour calculer la FTM. Il faut que cette fente soit suffisamment large pour que nous puissions capter du signal sur le détecteur en sortie de banc optique, ce qui ajoute un terme en sinus cardinal dans l’équation de la FTM du système optique (voir équation 2.21 page 95). En pratique nous ferons l’image d’une fente de $50 \mu\text{m}$ de largeur pour caractériser ce prototype, ce qui implique une fréquence de coupure à 63cycles/mm avec notre collimateur et notre

3.4. Prototype optimisé de correction d'une aberration sphérique

optique de test (voir équations 2.19 et 2.21). D'après l'équation 2.17, pour notre ouverture de l'ordre de 1.5 et à la longueur d'onde $\lambda = 10.6\mu m$, cette largeur de fente nous permet d'être en limite de diffraction et n'abaisse donc pas la fréquence de coupure de la FTM de notre système optique. Cependant nous prendrons en compte le terme en sinus cardinal relatif à la largeur de la fente pour rendre compte de la multiplication de la FTM par l'amplitude de ce sinus cardinal en fonction de la fréquence. Enfin, comme nous l'avons vu dans la section 2.6 du chapitre 2 sur le banc optique, le pas pixel à $17\mu m$ de notre détecteur est aussi un facteur limitant pour la mesure de la FTM. En l'état sa fréquence de Nyquist est de $30\text{cycles}/mm$. Nous utiliserons un oculaire devant la caméra avec un grossissement de 3.05 et une bonne qualité optique pour ne pas être limité par le détecteur sans dégrader la FTM. La figure 3.22 montre la FTM polychromatique sur la gamme $8 - 12\mu m$ de cette optique relais.

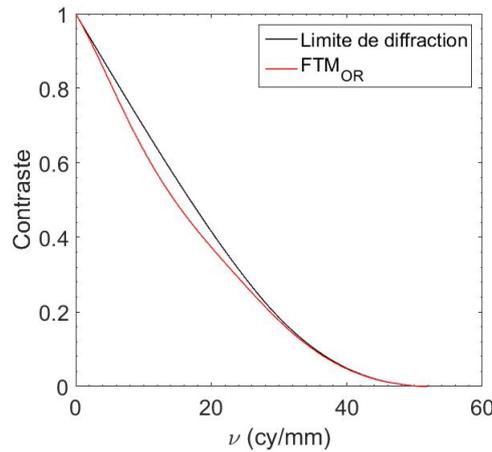


FIGURE 3.22 – L'optique relais utilisée présente une FTM proche de la limite de diffraction sur la bande de longueurs d'onde $8 - 12\mu m$ (simulation Zemax). La fréquence de coupure se situe à 50 cycles/mm, bien au delà de ce dont nous aurons besoin pour la mesure de la FTM de nos optiques de test du fait du grossissement de 3.05 ($21 \times 3.05 = 64\text{cycles}/mm$ soit la fréquence de coupure de notre optique de test en limite de diffraction).

Le mode de caractérisation optique est donc très similaire à celui décrit pour le prototype à $7.7\mu m$, avec bien entendu un filtre différent, centré à $10.6\mu m$ et de 240nm de largeur à mi-hauteur, une fente de $50\mu m$ de large devant le corps noir (contre $100\mu m$ précédemment) et une optique de relais devant la caméra pour mieux échantillonner le signal, conjuguée au plan image de la lentille LB7436-F (associée ou non à la lame sub-lambda selon les mesures). Enfin le diaphragme d'ouverture est placé devant la lame sub-lambda et non contre la lentille.

Pour vérifier ces simulations qui prédisent un bien meilleur niveau de performances en utilisant la lithographie e-beam, avec un pas de discrétisation de 5nm , pour la structure

sub-lambda définie précédemment à $10.6\mu m$, nous avons fabriqué cet objet. Pour ce faire, le procédé de fabrication a été revu par rapport au précédent prototype à $7.7\mu m$, comme cela est décrit dans le chapitre 2, section 2.5.2 page 88. La figure 3.23 montre une vue prise au microscope électronique du premier échantillon effectué selon ce procédé de fabrication. Le résultat final comporte peu de défauts et est satisfaisant, cependant les plots sont plus fins que prévu : les plus petits plots ont un diamètre qui a été mesuré à $680nm$ au lieu de $1\mu m$, et les plus gros plots à $2.6\mu m$ au lieu de $3\mu m$. Cette erreur systématique sur le diamètre des plots pourra être corrigée sur de futurs prototypes en effectuant des corrections sur le dessin GDS des plots, en augmentant leur diamètre pour qu'il soit réalisé à la dimension voulue.

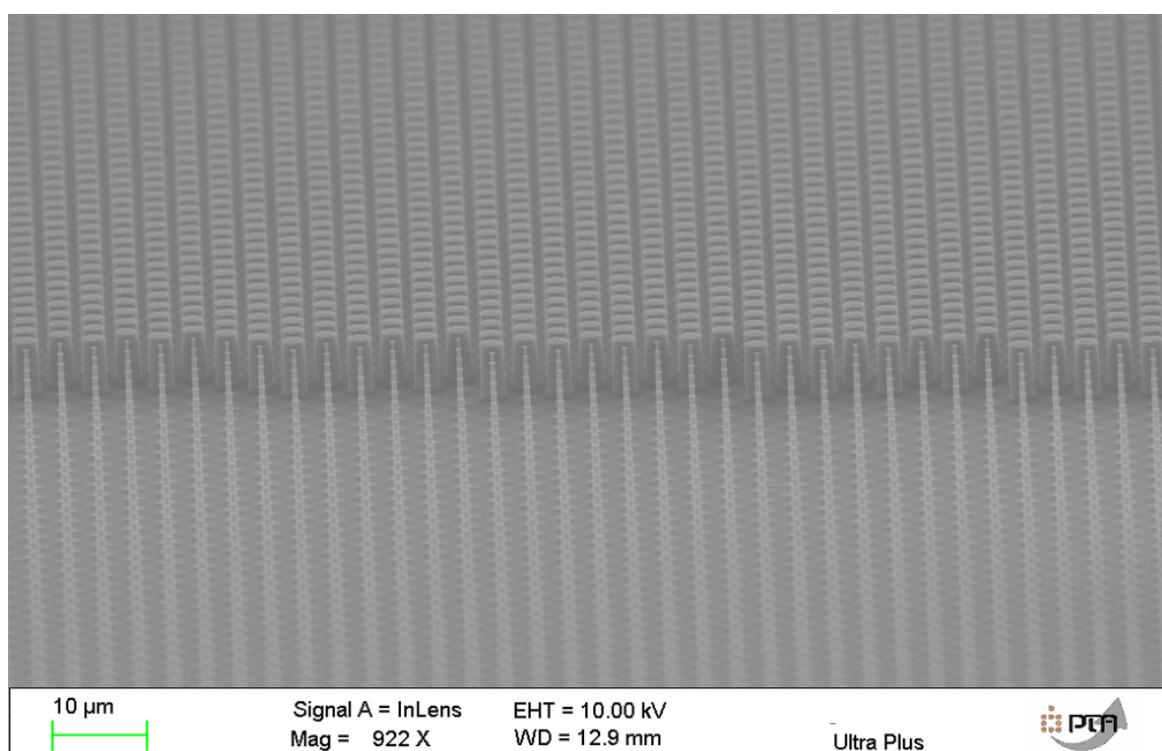


FIGURE 3.23 – Vue prise au MEB du premier échantillon après lithographie e-beam et gravure. Le résultat est très satisfaisant malgré un écart sur le diamètre des plots, plus fins que prévu : les plus petits plots ont un diamètre qui a été mesuré à $680nm$ au lieu de $1\mu m$, et les plus gros plots à $2.6\mu m$ au lieu de $3\mu m$.

Les mesures montrent une forte amélioration de la qualité optique de notre système, avec une LSF mesurée proche de la limite de diffraction, et une FTM associée fortement réhaussée par rapport à la lentille seule (voir figures 3.24 et 3.25). Il est à noter que, contrairement au premier prototype à $7.7\mu m$, le niveau de signal maximum est plus important avec la lame que sans la lame du fait d'une bien meilleure focalisation malgré la perte en transmission due à l'ajout de la lame sub-lambda. On observe néanmoins un

3.4. Prototype optimisé de correction d'une aberration sphérique

niveau de performance réel en deçà du maximum théorique simulé par la surface GRID PHASE dans Zemax. Cet écart ne peut pas s'expliquer uniquement par d'éventuelles imprécisions de mesures (tilt, réflexions parasites) et doit certainement être lié à des imperfections de réalisation de la lame : déviation de diamètres de plots et de hauteur de gravure notamment. Une fabrication de plusieurs exemplaires de cette lame permettrait de mieux évaluer le poids des variations du procédé et de compenser d'éventuelles dérives (diamètres réalisés différents des diamètres dessinés, sous gravure, ...).

On obtient cependant un niveau de performance élevé, bien meilleur que celui observé avec le premier prototype à $7.7\mu\text{m}$, et nous sommes en mesure de reproduire par la simulation les résultats obtenus sur le banc, comme le montrent les figures 3.24 et 3.25.

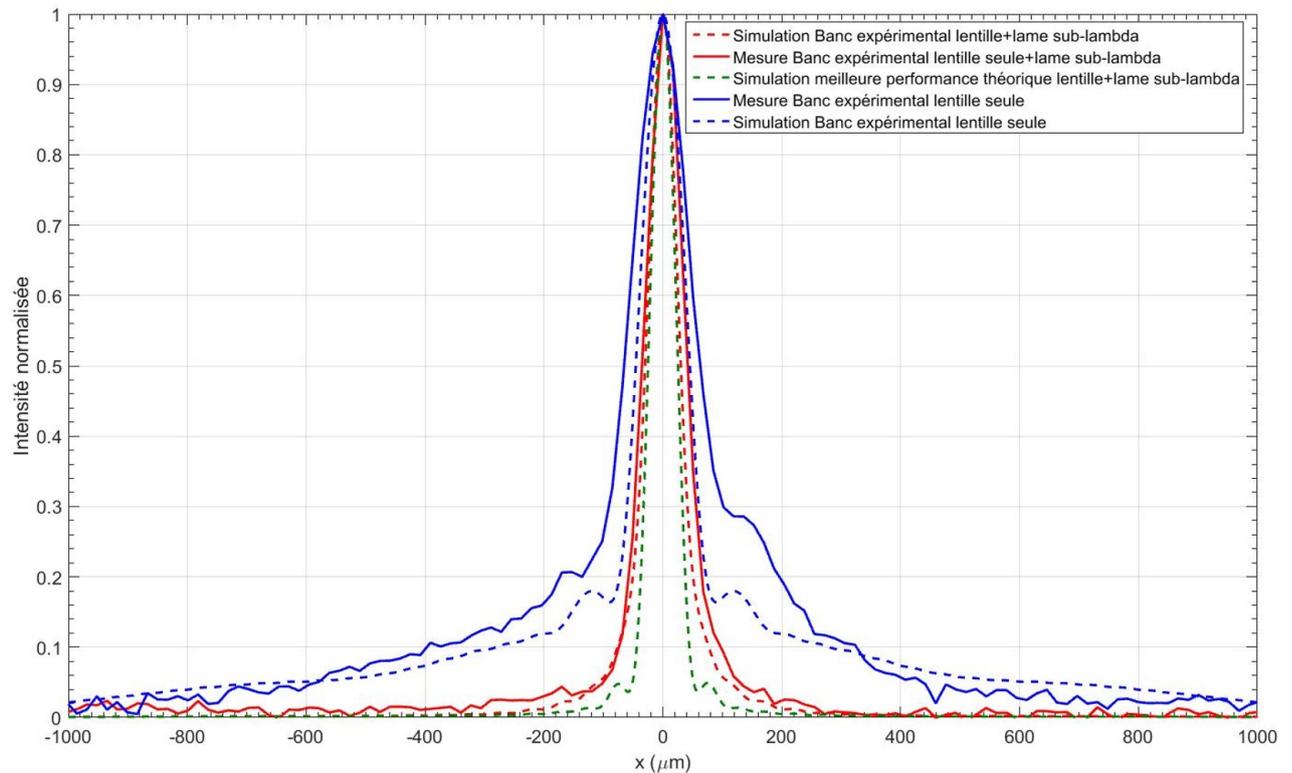


FIGURE 3.24 – La mesure de la LSF (fente de $50\mu\text{m}$ de largeur) montre une très forte amélioration des performances par l'ajout de la lame sub-lambda. Elle se situe proche du maximum théorique obtenu par une lame sans défaut dans le plan paraxial de la lentille. Notre modèle se montre en mesure de reproduire le profil mesuré avec la lame sub-lambda.

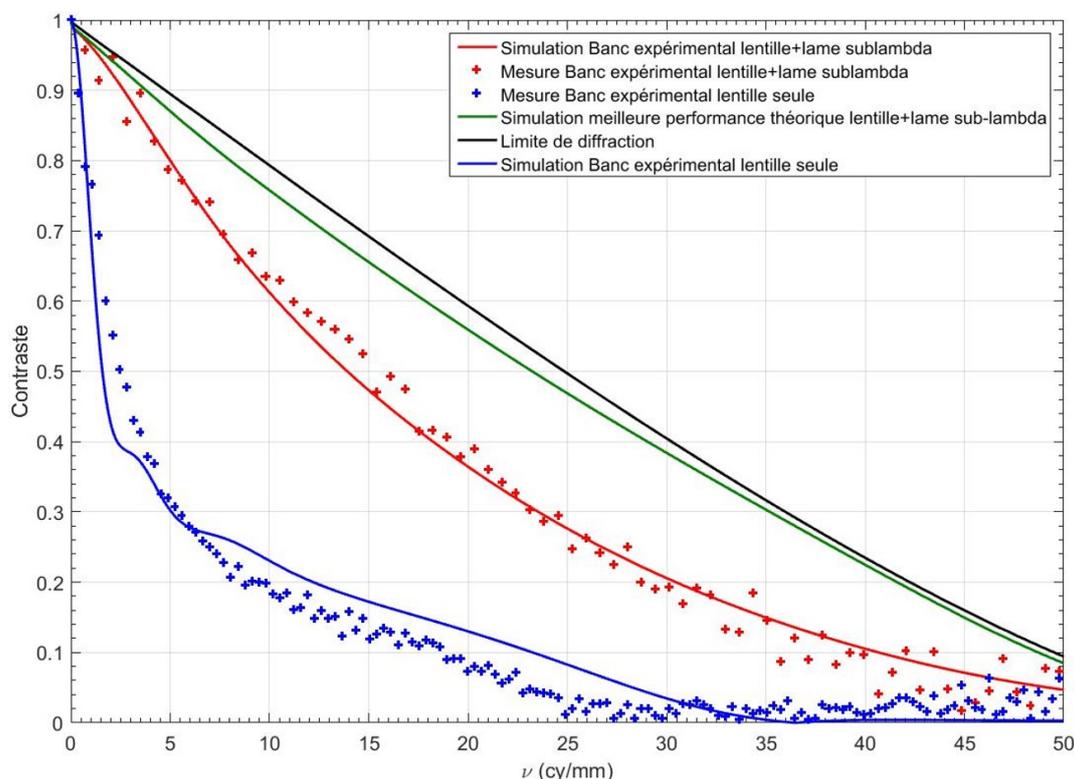


FIGURE 3.25 – La mesure de la FTM montre une très forte amélioration du contraste par l’ajout de la lame sub-lambda. Le maximum théorique proche de la limite de diffraction n’est cependant pas atteint. Là encore, notre modèle permet de rendre compte de la FTM de la lame sub-lambda associée à la lentille réfractive.

L’accord entre le modèle et les mesures a été fait en trouvant le bon focus sous Zemax, décallé de $70\mu m$ par rapport au meilleur focus théorique. La déviation de la lame par rapport à l’objet parfait théorique simulé par Zemax a pour conséquence une correction moindre de l’aberration sphérique et un décalage du meilleur focus de quelques dizaines de micromètres. Au lieu d’avoir une aberration sphérique totalement compensée menant à un meilleur focus à la focale paraxial avec une FTM proche de la limite de diffraction dans ce plan, mais se dégradant rapidement en scannant l’axe optique, on obtient un meilleur focus décalé car une faible aberration sphérique subsiste, et la FTM évolue moins fortement autour de ce plan (voir figure 3.26). La simulation rend alors compte du comportement de la lame fabriquée par un léger défocus. Sur nos mesures, $\Delta_{z\text{focus}} = 70\mu m$, à comparer avec l’aberration sphérique longitudinale de la lentille seule qui vaut 1.4mm à $10.6\mu m$, et un écart entre le foyer paraxial et le foyer où l’on obtient la meilleure FTM de la lentille seule de $500\mu m$. Pour mieux visualiser le gain apporté par l’ajout de notre lame sub-lambda, la figure 3.27 permet de comparer l’image faite d’une mire USAF avec et sans la lame sub-lambda associée à la lentille. On voit ainsi le gain en contraste et en fréquence qu’amène la lame sub-lambda.

3.4. Prototype optimisé de correction d'une aberration sphérique

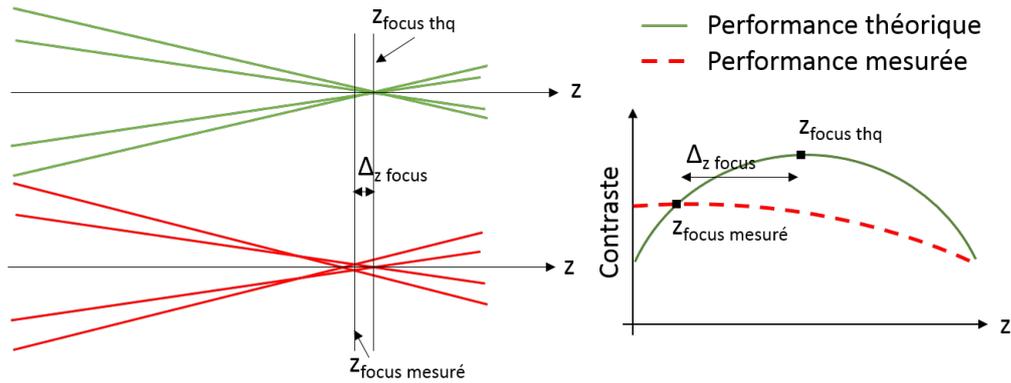


FIGURE 3.26 – Ce schéma représente la différence de contraste entre la mesure et le maximum théorique.

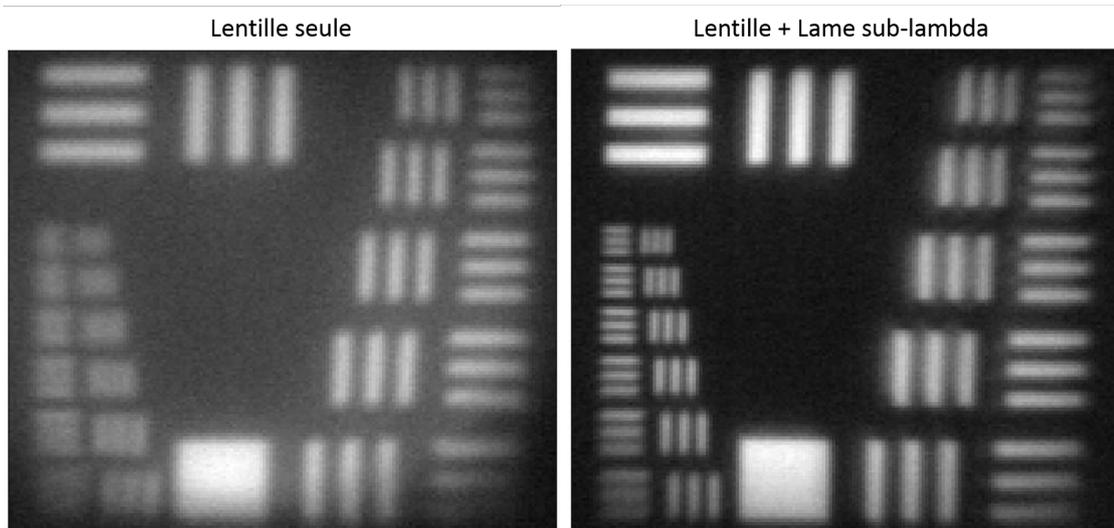


FIGURE 3.27 – Une mire USAF est imagée avec la lentille seule (à gauche) et la lentille corrigée par la lame sub-lambda (à droite), avec le filtre à $10.6\mu m$. Le gain en contraste et en résolution est important.

On notera par ailleurs une différence entre la LSF mesurée avec la lentille seule et la LSF de la lentille seule simulée, qu'on peut comparer sur la figure 3.24. Cet écart se traduit aussi sur la courbe de FTM de la figure 3.25 et rend compte d'un niveau de performance mesuré en deçà du niveau théorique de la lentille seule dans cette configuration. Si une grande attention a été portée à l'alignement des optiques sur le banc expérimental, cet alignement a été fait en présence de la lame sub-lambda. Pour comparer le système optique de façon objective avec et sans la lame sub-lambda, aucune autre modification que le retrait de la lame n'a été apportée au système optique entre les mesures de LSF avec et sans la lame. De ce fait, il semble possible qu'un léger tilt soit présent au niveau

de la lentille et n'ait pas été détecté en présence de la lame sub-lambda, ou qu'il y ait des réflexions parasites dans le système optique, et d'autre part que la lentille réelle ait un niveau de performance légèrement dégradé par rapport à la théorie. Il est aussi probable qu'étant donné les écarts entre l'objet réel et la théorie, la mesure se situe en réalité dans un autre plan de l'axe optique. Pour le connaître il faudrait mesurer précisément les paramètres géométriques de la lame fabriquée et la phase associée. On pourrait alors encoder dans la surface Zemax Grid Phase la loi de phase la plus proche de l'objet réel, et trouver la concordance entre mesure et simulation des LSF et FTM de la lentille seule et de la lentille corrigée par la lame sub-lambda (voir par la suite). Les résultats présentés sont les meilleurs obtenus suite à une campagne de mesures comprenant plusieurs tests, étapes d'alignement et mesures afin de soigner les résultats et de s'approcher au mieux du cas simulé. Cependant il est important de noter que malgré la présence de cet écart entre la mesure et la théorie sur la lentille seule, la présence de la lame sub-lambda améliore drastiquement les performances du système optique par rapport à la meilleure FTM théorique qu'on pourrait obtenir avec ce montage optique et la lentille seule. La figure 3.28 compare la FTM mesurée de la lentille associée à la lame sub-lambda avec la FTM simulée de la lentille seule dans le plan où cette FTM de la lentille seule est la meilleure. Les incertitudes liées à l'expérience sont suffisamment faibles devant l'amélioration de la FTM en présence de la lame sub-lambda pour conclure sur l'amélioration importante du système optique en présence de la lame sub-lambda.

3.4. Prototype optimisé de correction d'une aberration sphérique

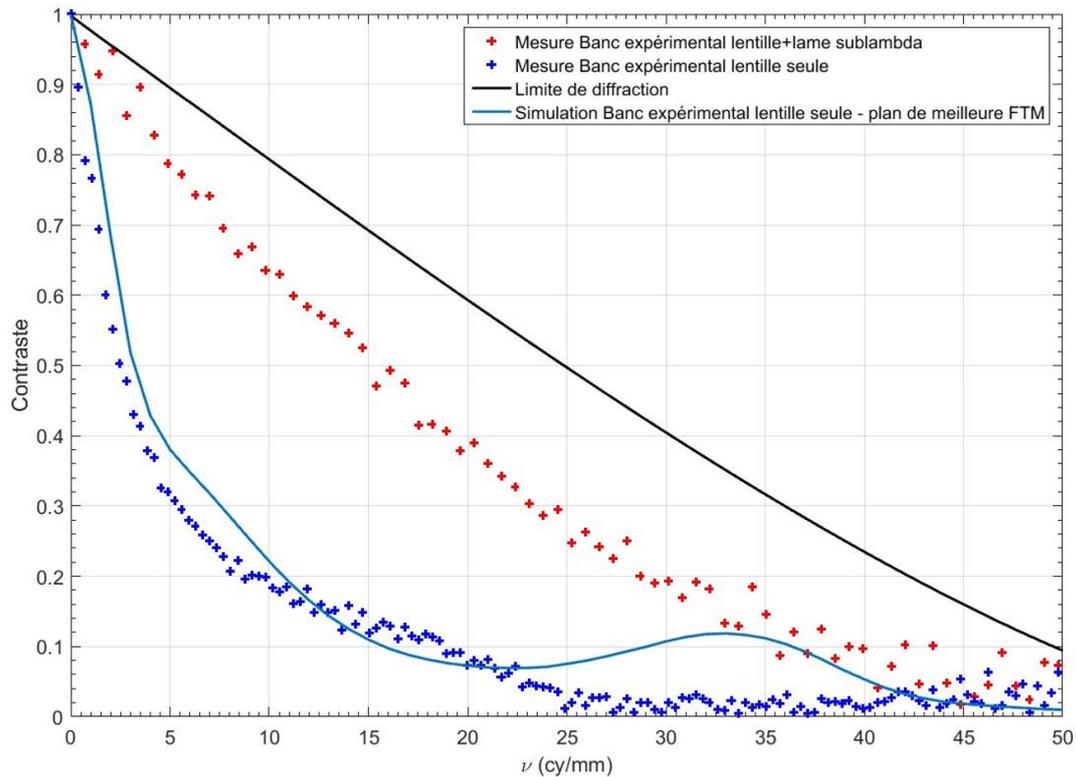


FIGURE 3.28 – La meilleure FTM théorique de la lentille seule simulée au sein du banc de test est obtenue en scannant l’axe optique dans Zemax jusqu’à maximiser la fréquence de coupure. On la compare ici à la FTM de la lentille seule mesurée dans le plan où l’on a obtenu la meilleure FTM de la lentille associée à la lame sub-lambda (en théorie le plan focal paraxial, en pratique décallé de $70\mu m$). On la compare aussi à la FTM obtenue avec la lame sub-lambda et à la limite de diffraction. Les incertitudes expérimentales ne modifient pas la conclusion d’une forte amélioration de la FTM en présence de notre lame sub-lambda.

L’étude des incertitudes liées au procédé de fabrication de notre prototype (sur la profondeur de gravure et le diamètre des plots notamment) doit permettre de mieux simuler notre dispositif. Les figures 3.29 et 3.30 comparent respectivement la LSF et la FTM entre les mesures sur le banc optique et la simulation de la lentille seule et de la lentille associée à la lame sub-lambda, cette dernière étant simulée avec une erreur systématique de profondeur de gravure entraînant une hauteur de plots de $6.8\mu m$ au lieu de $7\mu m$. Dans ce cas de figure l’erreur de focus n’est plus de $70\mu m$ par rapport à la focale paraxiale mais de $20\mu m$, et on observe une meilleure LSF et une FTM qui diffère de celle mesurée sur le banc optique avec la lame sub-lambda. Au vu de ces résultats, il est clair qu’on ne se situe pas réellement dans ce cas de figure, mais cela illustre l’impact important des variations du procédé sur la précision du modèle vis à vis de l’expérience. Pour connaître les erreurs de fabrication avec précision, et notamment celle de la hauteur

de plot, il faudrait cliver (couper) notre prototype afin de l'imager par la tranche au MEB. Etant donné qu'il est pour l'heure notre premier et seul prototype fabriqué via une lithographie e-beam, et afin de pouvoir mener d'autres caractérisations optiques dans le futur comme la mesure de front d'onde, nous avons fait le choix de garder intact l'échantillon et de ne pas accéder à ces valeurs pour l'instant.

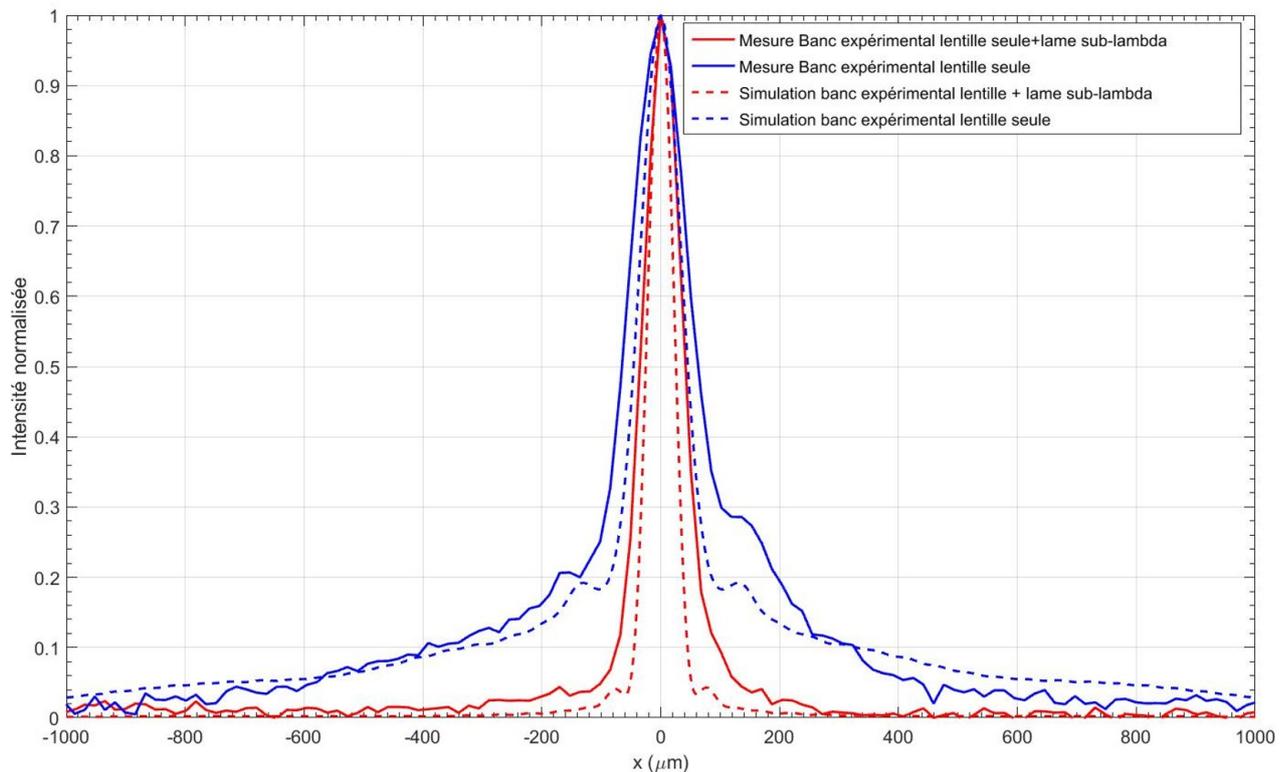


FIGURE 3.29 – Etude de l'impact d'erreurs systématiques de fabrication sur la LSF (fente de $50\mu\text{m}$ de largeur) : ici une **sous-gravure** entraînant des **plots de $6.8\mu\text{m}$ de hauteur**. On observe une simulation de la lentille seule plus proche de la mesure que précédemment, mais une LSF simulée meilleure que la mesure en présence de la lame sub-lambda sous-gravée.

3.4. Prototype optimisé de correction d'une aberration sphérique

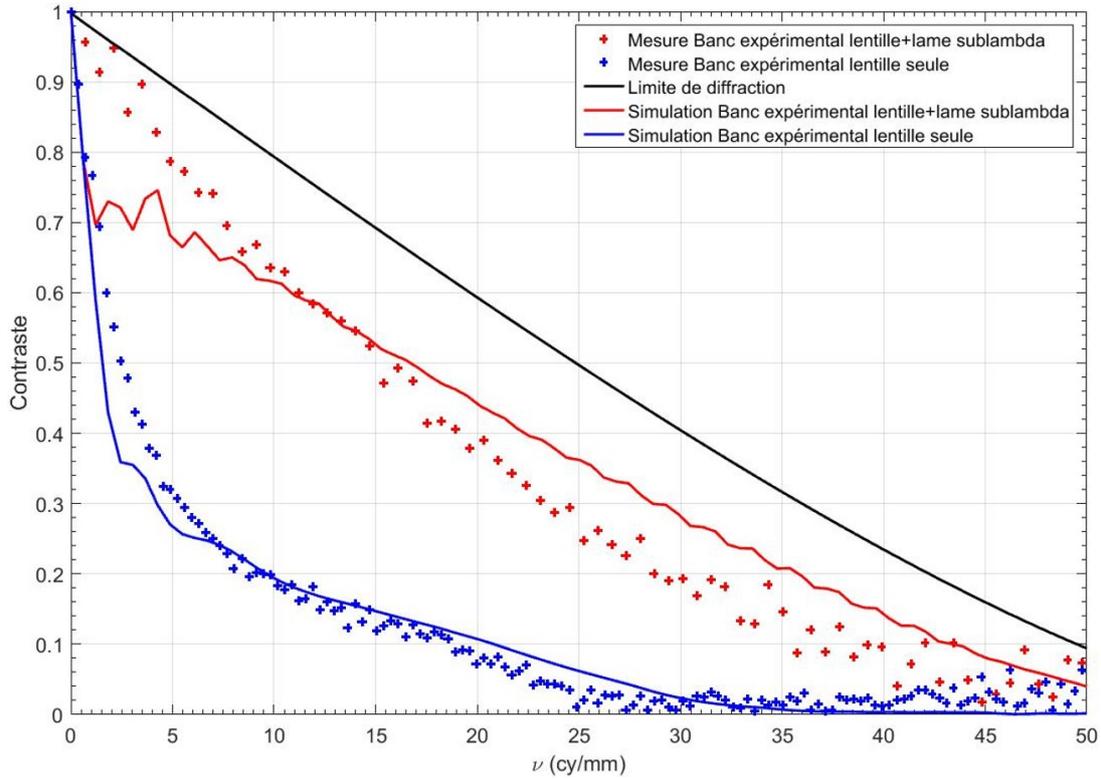


FIGURE 3.30 – Etude de l’impact d’erreurs systématiques de fabrication sur la FTM : ici une **sous-gravure** entraînant des **plots de $6.8\mu m$ de hauteur**. La FTM de la lentille associée à la lame sub-lambda n’est pas en accord avec la mesure, mais souligne par là même l’impact des variations dues aux procédés de fabrication.

Un dernier résultat important obtenu avec cette lame sub-lambda est celui d’un gain en FTM sur une bande spectrale plus large. Si ce prototype a été dessiné pour fonctionner à la longueur d’onde $10.6\mu m$, on constate néanmoins une amélioration de la FTM sur la gamme $8 - 12\mu m$ (voir figure 3.31). Pour faire cette mesure, nous avons remplacé le filtre à $10.6\mu m$ par un filtre large bande $8 - 12\mu m$. Là encore, la comparaison de l’image de la mire USAF faite avec et sans la lame sub-lambda associée à la lentille, sur la gamme $8 - 12\mu m$ permet de visualiser le gain en performances (figure 3.32). Il est à noter que dans cette configuration, on note la présence d’aberration chromatique, qui n’est pas seulement due à la lame mais aussi à la lentille utilisée en ZnSe qui est très dispersive. Dans ce résultat il faut prendre en compte que la transmission de la lame est dégradée à 8 et $9\mu m$ (voir figure 3.33), ce qui tend à maximiser le flux autour de $10 - 12\mu m$, cependant le corps noir à $1200^\circ C$ émet plus entre 8 et $10\mu m$ qu’entre 10 et $12\mu m$. Le résultat d’une amélioration sur une large bande demeure. La section 4.5 du chapitre 4 permettra de revenir sur le sujet du chromatisme des structures sub-lambda en général et l’analyse de cette géométrie sur la bande $8 - 12\mu m$ en particulier.

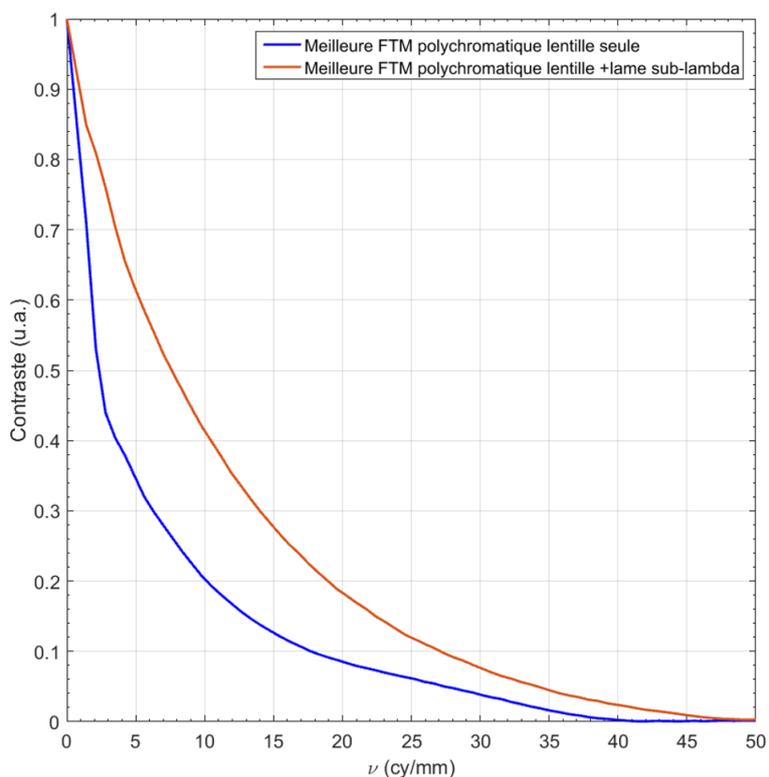


FIGURE 3.31 – Les mesures de FTM sur la bande spectrale $8 - 12\mu m$ de la lentille seule et de la lentille associée à la lame sub-lambda montrent une amélioration de la FTM sur une large bande, alors que l’objet est initialement prévu pour fonctionner à la longueur d’onde $10.6\mu m$.

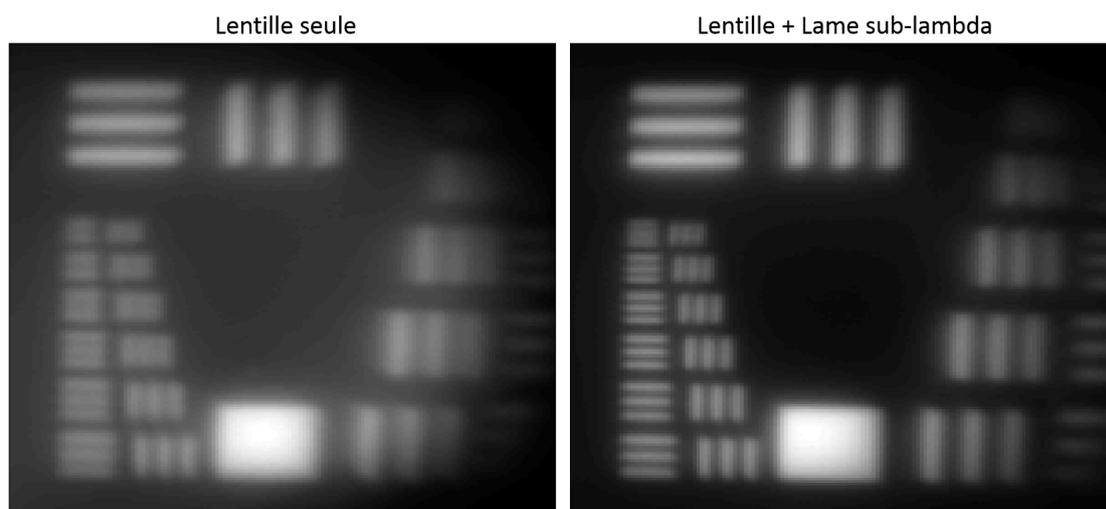


FIGURE 3.32 – La mire USAF est imagée avec la lentille seule (à gauche) et la lentille corrigée par la lame sub-lambda (à droite) sur la bande spectrale $8 - 12\mu m$. Le gain en contraste et en résolution reste notable malgré le chromatisme.

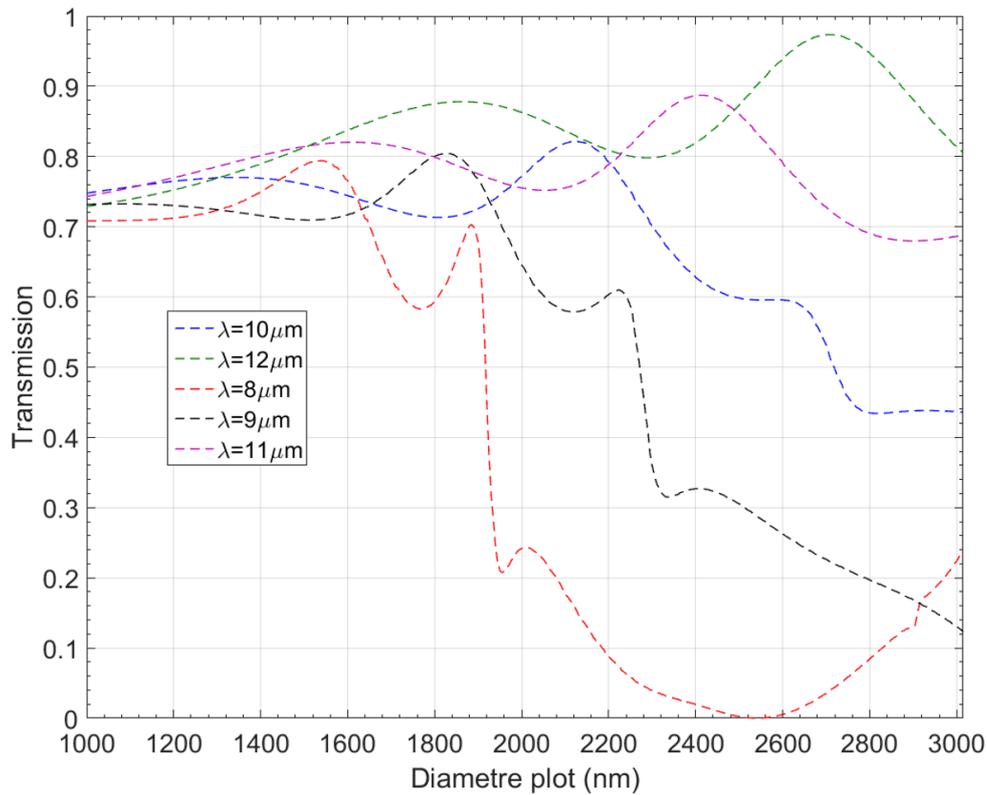


FIGURE 3.33 – Les plots de notre lame sub-lambda ont des diamètres variant entre 1000nm et 3015nm, pour une hauteur de $7\mu m$, et sont organisés en réseau hexagonal de période $3.5\mu m$. Pour cette géométrie, on constate une forte disparité des transmissions en fonction des diamètres de plots et des longueurs d'ondes. On transmet globalement mieux entre 10 et $12\mu m$ qu'entre 8 et $10\mu m$, et pour les plots inférieurs à 2000nm de diamètre.

3.5 Domaine de validité de l'approche et perspectives d'applications

La définition initiale du cahier des charges de nos optiques sub-lambda (matériaux diélectriques, grandes dimensions, moyens de fabrication disponibles, co-simulation avec des optiques réfractives...) a impliqué des choix sur les méthodes de simulation, conception et réalisation développées et utilisées dans le cadre de cette thèse. Nous allons revenir sur les conséquences de ces choix en terme de domaine de validité des outils, d'incertitude sur les résultats et les simulations et nous proposerons en conséquence des moyens pour préciser ces aspects.

Le choix de concevoir des métasurfaces diélectriques pour nos applications d'imagerie infrarouge a été fait pour préserver le plus possible la transmission de nos optiques et

éviter des phénomènes d'absorption comme on peut en rencontrer en plasmonique. Par ailleurs la possibilité d'utiliser du silicium, transparent dans notre domaine de longueur d'onde, de fort indice de réfraction et qui facilite la mise en oeuvre de procédés de fabrication de la microélectronique nous a naturellement orienté vers le choix de ce matériau. Dans l'ensemble nos réseaux sub-lambda en silicium ne se comportent pas comme des nanoantennes[14, 79] ou des métasurfaces de Huygens[80] où chaque nano-résonateur devient une source secondaire et où la somme des ondes rayonnées par ces sources secondaires forme le front d'onde en champ lointain. En effet de tels comportements sont obtenus avec un couplage très fort de la lumière incidente dans les nano-résonateurs qui la réémettent, obtenus soit avec des matériaux métalliques en plasmonique soit avec des nanostructures résonantes de dimension de l'ordre de la centaine de nanomètres[34], résolutions qu'on ne peut atteindre avec les moyens de fabrication dont nous disposons dans le cadre de cette thèse. Ainsi, contrairement aux cas susmentionnés, les résonateurs de nos structures sub-lambda ne pourront *a priori* pas être considérés individuellement, mais en réseau pour rendre compte de leur comportement. La RCWA permet alors de simuler de tels réseaux de façon efficace, mais c'est ici qu'une première hypothèse forte apparaît dans notre méthode : nous simulons des réseaux sub-lambda en RCWA, ce qui implique des résonateurs en réseau périodique infini, ayant tous les mêmes dimensions. On extrait alors la phase et la transmission en champ lointain, pour ensuite créer des optiques sub-lambda avec une loi de phase choisie en faisant varier les paramètres géométriques de nos résonateurs pour adapter la valeur de la phase à la loi de phase voulue. De ce fait on casse l'hypothèse faite en RCWA selon laquelle le réseau sub-lambda est constitué de résonateurs de même dimension en réseau infini périodique, et on suppose que la phase rayonnée en champ lointain par nos résonateurs sub-lambda ne sera pas -ou très peu- impactée par le fait que les résonateurs voisins pourront avoir des dimensions différentes. Cette hypothèse a pu être validée expérimentalement avec le réseau blazé sub-lambda et les deux lames de correction de l'aberration sphérique dont le comportement est compatible avec nos simulations. D'autre part la simulation en FDTD du réseau blazé nous a permis de visualiser le champ dans les résonateurs individuellement, en réseau infini périodique (figure 2.27 page 79, partie supérieure), et de visualiser le champ dans le réseau blazé avec des résonateurs de dimensions variant rapidement d'une période à l'autre (figure 2.27 page 79, partie inférieure). La comparaison montre que si la forme des modes du champ électrique dans la structure est effectivement impactée par la présence de plots adjacents de dimensions différentes, ces modes s'accordent entre eux et ne sont pas radicalement différents du cas du plot en réseau infini périodique. Cette simulation vient donc appuyer notre approche et l'hypothèse qui est faite en utilisant les valeurs de phase calculées en RCWA pour fonctionnaliser optiquement une lame sub-lambda. Il n'en demeure pas moins que la validité

de cette hypothèse peut être remise en question pour d'autres géométries sub-lambda, et qu'elle peut aussi entraîner une légère imprécision sur la phase réellement rayonnée en champ lointain, localement, par un plot entouré de voisins de dimensions différentes. De plus, nous ne pouvons pas conclure sur l'indépendance de la phase des résonateurs par rapport à la présence ou l'absence de voisins. C'est pourquoi sur le seconde prototype de correction d'aberration sphérique à $10.6\mu m$ la phase de référence est prise pour un plot de diamètre $\varnothing = Cd_{min}$ et non pour l'absence de plot.

Cette hypothèse est dictée par les grandes dimensions de nos optiques sub-lambda qui ne peuvent être simulées intégralement par des méthodes de type FDTD. Si nos résultats de simulation FDTD du réseau blazé et nos caractérisations de prototype montrent que ce choix était raisonnable pour nos structures, il devra être questionné pour d'autres géométries et dimensions de résonateurs, ou encore pour le cas d'une variation du pas Λ du réseau sub-lambda. Le domaine de validité du comportement observé dans nos structures, une phase rayonnée conforme à celle calculée en RCWA, correspond soit à l'accord des modes entre les plots de différentes dimensions, soit à des plots indépendants de leurs voisins (comportement plus proche des nano-antennes). Si nous n'avons pas mis en défaut cette hypothèse, nous ne connaissons pas encore jusqu'où elle sera valide, et si avec des variations de phase plus fortes ou des structures aux géométries plus complexes obtenues par exemple via des métamodélisations seront aussi résilientes aux dimensions de leurs voisins.

Restons dans le domaine des incertitudes et limites de notre méthode de simulation d'optiques sub-lambda, et intéressons nous à présent au cas des surfaces de type GRID PHASE dans Zemax, permettant de rendre compte du comportement de systèmes optiques mêlant optiques réfractives et optiques sub-lambda. Si nous avons réussi à simuler de manière satisfaisante le comportement de nos prototypes de lames de correction d'aberration sphérique, nous avons aussi mis en évidence à travers le réseau blazé sub-lambda une limite de cette méthode. En effet la surface GRID PHASE repose sur le calcul de la dérivée spatiale de la phase de la lame sub-lambda, pour tracer les rayons en sortie de l'objet selon la loi de Snell-Descartes généralisée. Cette approche est justifiée, puisque nos optiques dévient la lumière en appliquant un gradient de phase, mais comporte plusieurs limites ou biais. Le premier biais est flagrant dans le cas du réseau blazé binaire et dû à la modulation par 2π de la loi de phase. En effet, comme cela a été expliqué dans la section 2.4.3 du chapitre 2 et sur la figure 2.28 page 80, le calcul de la dérivée de la phase au niveau des zones où se produit la modulation entre 0 et 2π donne lieu à des valeurs très fortes mais qui correspondent à une façon inadaptée de calculer la dérivée de la phase. On obtient alors en sortie des rayons ayant de fortes incidences mais qui n'ont pas de réalité physique, ou pas à un tel rendement, comme la caractérisation du réseau blazé l'a montré.

Il faut donc revoir la manière de calculer la dérivée de la phase et la renseigner dans la surface GRID PHASE plutôt que d'utiliser le calcul par défaut fait par Zemax.

Un second biais est aussi mis en évidence par la caractérisation du réseau blazé sub-lambda : la présence d'ordres de diffraction du réseau blazé ne peut pas être pris en compte par une seule surface GRID PHASE. Il manque alors dans la simulation des rayons correspondant à ces ordres de diffraction du réseau blazé qui eux existent réellement. La seule manière de rendre compte d'ordres de diffractions différents est de le préciser dans Zemax, mais on ne peut simuler qu'un seul ordre de diffraction à la fois, donc seule une multiconfiguration sous Zemax peut permettre de savoir où vont de potentiels ordres supérieurs mais sans que cela ne renseigne sur la réelle proportion de lumière couplée à ces ordres. Il est en effet possible de renseigner dans Zemax l'ordre de diffraction pris en compte dans les paramètres de la surface GRID PHASE : cet ordre est un entier (positif ou négatif) par lequel on multiplie la carte de phase renseignée. Dans le cas d'un réseau blazé par exemple, on obtient la déviation par l'ordre correspondant à cet entier.

Cette limite concernant la simulation de plusieurs ordres de diffraction n'a que peu d'impact sur nos simulations de lames de correction d'aberration sphérique car elles comportent peu de modulation entre 0 et 2π , donc peu de rayons potentiellement sujets à l'erreur du calcul de la dérivée de la phase aux modulations entre 0 et 2π , et par ailleurs ce nombre limité de modulations entre 0 et 2π nous préserve de la présence d'ordres de diffraction. Ce ne serait plus le cas pour une lentille de grande dimension et très ouverte, comme cela sera discuté dans la section 4.6 du chapitre 4 suite à la caractérisation du réseau blazé binaire. En effet, dans un tel cas de figure, on retrouve en bord de lentille un réseau blazé dont la période va varier petit à petit pour suivre la loi de phase de la lentille. Il nous faudrait alors suffisamment de niveaux de phase, et une qualité de réalisation suffisamment bonne, pour obtenir un rendement proche de 1 pour le couplage à l'ordre 1 afin que la surface GRID PHASE rende compte de la direction de propagation de rayons lumineux, auxquels il faudrait retirer les erreurs dues à la modulation. Un nombre suffisant de valeurs de phase, avec des périodes variables de réseaux blazés en bord de lentille potentiellement petites (quelques λ) demanderait un niveau de résolution très important à la fabrication et entraînerait une complexification des procédés de fabrication.

Une autre limite qui peut exister sur la simulation de réseaux sub-lambda par des surfaces de type GRID PHASE dans Zemax est la sensibilité à la largeur des "marches de phase". Ces marches sont dues à la discrétisation des valeurs de phase accessibles en fonction du procédé de fabrication d'une part, et leur largeur est due à la loi de phase d'autre part. La dérivée de la phase est calculée en prenant compte la largeur de chaque marche de phase (voir équation 2.11 page 80, où le terme δx correspond à la largeur de la marche de phase considérée pour le calcul de la dérivée locale de la phase). Ce mode de

3.5. *Domaine de validité de l'approche et perspectives d'applications*

calcul de la dérivée d'une fonction discrète est classique et juste en première approche et en l'absence de modulations de la phase entre 0 et 2π . Cependant qu'en est-il du cas limite où la largeur de la marche de phase δx devient très grande devant la longueur d'onde ? Jusqu'à présent dans nos optiques les marches de phase les plus longues sont de l'ordre de la dizaine de longueurs d'onde (exception faite du centre du prototype de correction de l'aberration sphérique à $7.7\mu m$, qui n'a pas vocation à dévier la lumière). Il est entendu que plus la largeur de la marche est grande, moins on cherche à dévier la lumière car plus la valeur de la dérivée de la phase sera faible. Cependant on peut vouloir dévier faiblement la lumière, or on peut s'attendre qu'à partir d'une certaine taille de marche de phase, seules les zones proches des discontinuités de phase vont effectivement dévier la lumière, qui ne serait que déphasée mais sans être déviée au centre de la marche. En l'état, nous n'avons pas directement identifié de tels cas de figure sur nos prototypes (bien qu'il est possible que ce phénomène soit présent et dégrade dans une certaine mesure la qualité optique), autrement dit il faudrait tester cette hypothèse avec de nouveaux dispositifs.

De prochaines études pourront être menées en ce sens : d'une part il est envisageable de fixer le terme δx dans le calcul de la dérivée de la phase, et de renseigner ce résultat dans Zemax plutôt que de lui laisser le soin d'un calcul par défaut sans considération physique. En limitant δx à des largeurs de l'ordre de la longueur d'onde, ou de quelques fois la longueur d'onde, ou pourra comparer les résultats obtenus par rapport à nos mesures sur banc optique pour déterminer si des défauts optiques peuvent s'expliquer par ce phénomène de non déviation de la lumière, au centre des marches de phases grandes devant la longueur d'onde. Cependant fixer le terme δx peut aussi entraîner des erreurs en lissant la dérivée, notamment dans les zones où la phase évolue rapidement. Pour étudier ce phénomène on peut concevoir un réseau blazé binaire de période très importante, déviant ainsi très peu la lumière en théorie. En conservant un nombre limité de niveaux de phase, on devrait obtenir théoriquement un couplage à l'ordre 1 comparable au prototype fabriqué et caractérisé précédemment mais des largeurs de marches de phases très importantes. L'angle en sortie sera faible mais caractérisable (on pourra repérer le déplacement de l'image non plus via une platine de rotation mais par un décalage d'un certain nombre de pixels sur le plan focal pour mesurer des angles faibles). Il sera ainsi possible de poser des limites à la largeur de marche permettant de dévier la lumière conformément à la valeur voulue.

En résumé, ces limites de notre méthode de simulation nous montrent qu'elle ne peut pas être utilisée sans précautions. Elle a montré une assez bonne précision pour l'utilisation que nous en faisons : la correction de front d'onde, et elle doit être améliorée pour des fonctions optiques comportant en particulier un grand nombre de modulations de la phase

par 2π (lentilles fortement ouvertes et de grandes dimensions, réseaux blazés binaires). La géométrie de nos résonateurs est un élément clé pour l'utilisation de ce modèle : la phase rayonnée en champ lointain calculée en RCWA doit rester valide sur une optique où la géométrie des résonateurs voisins varie. Si cela est vrai dans le cas de nos prototypes, constitués de plots sub-lambda en silicium, des optimisations futures concernant la réponse angulaire et la dispersion de nos métasurfaces pourraient mener à des géométries plus complexes et potentiellement plus dépendantes de la géométrie de leurs voisins. C'est donc un paramètre qu'il faudra revalider pour d'autres géométries.

La précision du modèle sera d'autant plus grande que nous maîtriserons par ailleurs les étapes du procédé de fabrication de nos optiques sub-lambda. En effet, les variations de procédés entraînent des écarts par rapport à la simulation. Face à cette problématique nous disposons de deux leviers : d'une part les variations de procédés doivent être connues et maîtrisées, et d'autre part les géométries de nos résonateurs doivent être optimisées de sorte à être robustes vis à vis des variations de procédés. Dans le cadre de nos procédés, les variations et incertitudes ont plusieurs origines.

Une première source d'erreur peut avoir lieu lors de l'étape de lithographie et développement. En effet lorsqu'un échantillon contient des dimensions minimales égales à la dimension critique, mais aussi des dimensions bien plus grandes on a une forte variation du facteur de remplissage. Or il arrive que les paramètres de développement et d'exposition aux faibles facteurs de remplissage ne soient pas les mêmes qu'aux fort facteurs de remplissage. La conséquence sur nos optiques sub-lambda est qu'on peut obtenir des plots de dimensions différentes de celles dessinées initialement lors de la conception, ce qui entraîne une déviation de la valeur de la phase. Ce problème peut être quantifié et réglé en faisant plusieurs échantillons avec les mêmes paramètres et en quantifiant les écarts entre les dimensions mesurées et celles attendues, puis en modifiant les dimensions des plots sur le fichier GDS (qui définit les motifs lithographiés) de sorte à obtenir au final les dimensions voulues. Par ailleurs, il est souhaitable d'obtenir une évolution linéaire de la phase en fonction du diamètre de plot (plus généralement du paramètre géométrique qu'on fait varier) : dans un tel cas de figure, si il existe une erreur systématique du procédé qui diminue le diamètre des plots par exemple, cette géométrie sera robuste à cette variation du procédé car on gardera une amplitude de 2π de la phase et la dérivée de la phase restera inchangée.

Une seconde source d'erreur lors de la fabrication vient de l'étape de gravure. Nos optiques sub-lambda sont fabriquées en structurant des wafers en silicium, qui ne comportent pas de couche d'arrêt de gravure. Les couches d'arrêt de gravure sont souvent en oxyde, qui est absorbant dans le LWIR. Pour graver à la profondeur voulue (7 à $7.5\mu\text{m}$

3.5. Domaine de validité de l'approche et perspectives d'applications

dans nos premiers prototypes), nous mesurons la vitesse de gravure sur un échantillon test et en déduisons le temps nécessaire à l'obtention de la hauteur de gravure souhaitée. Nous avons mesuré une gravure avec un écart de quelques centaines de nanomètres par rapport à la valeur objectif, soit une erreur de l'ordre de $\pm 5\%$. Il y a principalement deux facteurs qui expliquent les incertitudes de gravure au temps.

D'une part, pour augmenter la vitesse de gravure nous avons collé nos échantillons en silicium sur des wafers recouverts d'une couche de $1\mu\text{m}$ de SiO_2 (voir annexe A). Cette augmentation de la vitesse de gravure est d'autant plus forte que la surface de l'échantillon en silicium collé sur le substrat en SiO_2 est petite. En pratique nos échantillons ne sont pas tous fabriqués sur des substrats ayant exactement les mêmes dimensions, ce qui peut se traduire par une variation de la vitesse de gravure d'un échantillon à l'autre. Cette variation des dimensions est due au clivage à la main de wafers de 100mm de diamètre : il ne sert à rien d'utiliser un wafer de 100mm pour fabriquer un prototype de 10mm de diamètre. Pour contrer cette incertitude, du kapton est collé en bord d'échantillon sur une zone non structurée lors de la gravure. On procède alors à une première gravure du temps correspondant à la vitesse de gravure mesurée sur l'échantillon de test, et on vérifie ensuite la profondeur atteinte avec un profilomètre au niveau de la zone qui était protégée par le kapton ce qui nous permet de recalibrer la vitesse de gravure. Si besoin on procède à une seconde gravure pour arriver à la profondeur souhaitée. Cela ne supprime pour autant pas complètement l'incertitude liée à une possible vitesse de gravure légèrement différente entre l'allumage du plasma les premières secondes et la suite du procédé.

D'autre part, il arrive que la gravure soit inhomogène en fonction du facteur de remplissage. En effet pour des zones larges, les espèces sont facilement évacuées et la zone à graver est facilement atteinte par les ions du plasma. Ce n'est pas le cas pour des zones de gravure plus étroites où, à partir d'une certaine profondeur, il y a statistiquement moins d'ions qui atteignent la zone à graver et la gravure ralentit. Cet effet sera d'autant plus fort que le facteur d'aspect sera élevé.

Nous manquons aujourd'hui de statistique pour mieux quantifier ces variations dues aux procédés et leur impact sur les performances optiques de nos prototypes. L'étude du passage à des procédés collectifs ne se fera qu'en étudiant précisément ces effets, qui changeront d'un dessin à l'autre et d'une filière (machines utilisées et paramètres de fabrication) à l'autre.

3.6 Conclusion

A travers trois réalisations d'optiques sub-lambda, nous avons pu évaluer le potentiel et les limitations de notre approche. En premier lieu, nous sommes en mesure de fabriquer et caractériser des optiques sub-lambda de grandes dimensions. De plus, les outils numériques mis en oeuvre s'avèrent à même de prédire les résultats obtenus expérimentalement sur banc optique et nous avons précisé, dans la section 3.5, leur domaine de validité. Ce faisant, nous disposons à présent d'un moyen de mener des optimisations plus poussées d'optiques sub-lambda en faisant appel à notre méthode de simulation.

Dans un premier temps nous avons mené la fabrication et la caractérisation d'un réseau blazé binaire de grande dimension ($2 \times 5mm$). Cette optique, déjà abordée à de nombreuses reprises dans la littérature, nous permettait d'étudier notre approche dans le cas d'un objet connu. Ce prototype possédait par ailleurs l'essentiel des caractéristiques de nos lames sub-lambda : utilisation de plots sur un substrat en silicium, grandes dimensions, fonctionnement dans le LWIR. La simulation FDTD, qui avait montré l'indépendance de la phase rayonnée en champ lointain par nos résonateurs sub-lambda vis à vis de leurs voisins, a pu être validée expérimentalement. Ce résultat est de première importance car il nous permet, par la suite, d'utiliser la RCWA pour calculer la phase de nos résonateurs en champ lointain et de la coupler à la loi de Snell-Descartes généralisée via une surface de type Grid Phase dans Zemax pour simuler et concevoir des optiques sub-lambda de grandes dimensions au sein de systèmes optiques. Par ailleurs des erreurs dans la façon qu'a Zemax de calculer la dérivée de la phase aux modulations entre 0 et 2π ont pu être identifiées et pourront, par la suite, être corrigées.

Suite à ce premier résultat, des optiques plus complexes ont pu être fabriquées et caractérisées : des lames de correction d'aberration sphérique d'une lentille issue du commerce. Le premier prototype, qui fonctionne à $7.7\mu m$, constitue un premier exemple d'optique sub-lambda de dimension centimétrique couplée à une lentille réfractive dans un système d'imagerie LWIR. La simulation de ce système optique "hybride" nécessite la mise en oeuvre de notre approche, en couplant RCWA et loi de Snell-Descartes généralisée, et ce résultat ouvre la voie vers l'utilisation conjointe de lames sub-lambda de grandes dimensions et de lentilles réfractives au sein de système d'imagerie infrarouge. A ce titre ce travail original a fait l'objet d'un article et d'une présentation à la conférence Photonics West 2018.

Cependant les performances optiques de ce premier prototype de correction de front d'onde n'étaient pas encore optimales. Nous avons donc optimisé une nouvelle lame sub-lambda, à la longueur d'onde $10.6\mu m$ et en faisant appel à des procédés de fabrication avancés (lithographie e-beam) pour améliorer notre résolution. Ce faisant, nous avons pu fabriquer et caractériser un prototype bien plus proche de la limite de diffraction de notre

système optique. Notre approche se trouve renforcée par ce résultat car il prouve que nos outils nous permettent de prédire et d'optimiser les performances de systèmes optiques mêlant des lentilles réfractives et des lames sub-lambda. De plus, ce prototype améliore les performances de notre système optique sur une bande plus large que sa seule longueur d'onde de conception, puisqu'une amélioration de la FTM a été mesurée sur la bande LWIR $8 - 12\mu m$, ouvrant la voie vers l'élargissement de la bande spectrale d'utilisation des optiques sub-lambda. Ce dernier point reste néanmoins à étudier et à optimiser. Ces derniers résultats constituent, à notre connaissance, une des premières réalisations sub-lambda de grande dimension et à un bon niveau de performance optique pour un système d'imagerie LWIR.

Les résultats obtenus sur le prisme, avec la mise en évidence d'une indépendance de la phase rayonnée en champ lointain par nos résonateurs vis à vis de leurs voisins, couplés à la maîtrise obtenue sur notre dernier prototype fabriqué via une lithographie par faisceau d'électrons ouvrent la voie vers des optiques sub-lambda de grandes dimensions plus performantes et des fonctions optiques plus contraignantes comme des lentilles sub-lambda centimétriques fortement ouvertes.

Des études complémentaires devront être menées sur l'impact des variations de procédés et la robustesse des structures sub-lambda à ces variations, la mise en oeuvre de procédés de fabrication collectifs, l'optimisation des performances optiques par des géométries avancées et de nouvelles fonctions optiques comme la correction d'aberrations de champ, le traitement du chromatisme et la fabrication de lentilles sub-lambda. Ces sujets seront ouverts dans le chapitre 4.

Chapitre 4

Perspectives d'utilisation des optiques sub-lambda

Sommaire

4.1	Introduction	146
4.2	Amélioration de la transmission	147
4.3	Diminution de la sensibilité angulaire	152
4.4	La méthode du spectre angulaire	154
4.5	Le chromatisme	160
4.6	Retour sur le cas d'une lentille sub-lambda	167
4.7	Conclusion	169

4.1 Introduction

Les optiques sub-lambda sont des objets complexes, dont la géométrie va déterminer la transmission, le caractère dépendant ou non à la polarisation, la réponse à différents angles d'incidence et différentes longueurs d'ondes. Sur nos prototypes décrits précédemment, nous avons utilisé des géométries insensibles à la polarisation et dont la transmission est de l'ordre de celle du silicium non structuré. Si la géométrie sub-lambda du premier prototype de correction d'une aberration sphérique à $7.7\mu m$ montrait une forte sensibilité à l'angle d'incidence, nous verrons dans ce chapitre que la géométrie du second prototype de correction de l'aberration sphérique à $10.6\mu m$ s'avère beaucoup moins sensible à l'angle d'incidence. Nous nous intéresserons aussi au chromatisme de ce dernier prototype, avec lequel nous avons mis en évidence une amélioration des performances optiques du système sur une large bande ($8 - 12\mu m$).

La variation de la réponse en phase et en transmission en fonction d'un paramètre (polarisation, angle d'incidence, longueur d'onde) peut être vue comme un obstacle ou comme une opportunité en fonction de l'application envisagée. Par exemple il peut être utile de différencier les polarisations pour certaines applications [24, 40] mais dans nos systèmes optiques il faut au contraire des géométries qui y soient insensibles. Pour des applications monochromatiques on ne se souciera pas du caractère dispersif des optiques sub-lambda. Dans le cadre d'un système d'imagerie de type caméra thermique par exemple, les optiques sub-lambda auront à faire face à deux défis : le premier est celui du chromatisme, intrinsèque à ce type de structures mais qu'on peut envisager contrôler[52], et le second est celui de la réponse à différentes incidences[81]. Il est en effet crucial que nous soyons à terme en mesure d'élargir la bande spectrale de fonctionnement de nos optiques sub-lambda pour adresser les technologies d'imagerie LWIR. Si les résultats d'amélioration de la FTM sur la bande $8 - 12\mu m$ par l'ajout de notre dernier prototype de correction d'une aberration sphérique sont un premier pas encourageant, la problématique du chromatisme n'est pas levée. De même, la sensibilité à l'angle d'incidence peut être l'opportunité de traiter indépendamment différentes incidences, mais au prix d'une forte complexification du processus de conception. Dans ces recherches, de nouveaux outils seront à développer ou à utiliser, comme les métamodèles pour l'optimisation multivariées par exemple[82, 83]. Il reste important de bien connaître les performances et les limites de nos méthodes de fabrication et de simulation pour en tirer pleinement profit.

Dans ce chapitre nous proposerons des solutions à l'amélioration de la transmission de nos optiques sub-lambda, ainsi qu'à la diminution de leur sensibilité angulaire. Dans le cas où cette dernière resterait non négligeable pour des applications à forte ouverture et grand champ, il faudra être en mesure de prendre en compte des réponses différentes en fonction de l'angle d'incidence. Pour ce faire nous pouvons utiliser plusieurs configurations dans Zemax, ou utiliser une autre méthode plus globale mais complexe à mettre en pratique : la méthode du spectre angulaire, qui sera introduite dans la section 4.4. Nous aborderons la problématique du contrôle du chromatisme des optiques sub-lambda et analyserons le chromatisme du second prototype de correction d'une aberration sphérique, conçu pour la longueur d'onde $10.6\mu m$ mais ayant entraîné une amélioration de la FTM sur la bande $8 - 12\mu m$. Enfin la complexification du cahier des charges établi au début de ce manuscrit sera abordée, en discutant de la fabrication de lentilles sub-lambda de grande dimension.

4.2 Amélioration de la transmission

Outre l'amélioration drastique de l'échantillonnage de la phase, nous avons observé aussi une meilleure transmission avec le second prototype de correction d'aberration sphé-

rique à $10.6\mu m$, fabriqué avec l'e-beam, qu'avec la première géométrie à $7.7\mu m$. Cette transmission est comprise entre 60% et 85% en fonction du diamètre de plot, soit pour la plupart des diamètres une meilleure transmission que le silicium non structuré (la transmission du silicium est de 70%). Pour améliorer le niveau de transmission, il est possible déjà d'appliquer un traitement anti-reflet à la face non structurée du dispositif. Ce traitement antireflet peut être une monocouche de ZnS de $1.205\mu m$ d'épaisseur. On passe alors de 70% de transmission du silicium à 97% de transmission sur cette interface (voir figure 4.1). On rappelle le calcul du coefficient de réflexion R pour un antireflet monocouche [84] :

$$R = \frac{r_1^2 + r_2^2 + 2r_1r_2\cos X}{1 + r_1^2r_2^2 + 2r_1r_2\cos X} \quad (4.1)$$

avec $X = \frac{4\pi ne}{\lambda}$ en **incidence normale**, n l'indice de réfraction de la monocouche antireflet et e son épaisseur. En notant n_0 l'indice du milieu incident et n_s l'indice du substrat, les coefficients de réflexion en amplitude en incidence normale s'écrivent :

$$r_1 = \frac{n_0 - n}{n_0 + n} \quad (4.2)$$

$$r_2 = \frac{n - n_s}{n + n_s} \quad (4.3)$$

La réflexion est minimale pour une couche quart d'onde c'est à dire :

$$ne = (2k + 1)\frac{\lambda}{4} \quad (4.4)$$

Et la réflexion sera nulle si de plus :

$$n = \sqrt{n_0 n_s} \quad (4.5)$$

Dans notre cas nous avons : $\lambda = 10.6\mu m$, $n_0 = 1$ et $n_s = 3.42$ (silicium). Mais nous ne disposons pas d'un large choix de matériaux de différents indices de réfraction dans l'infrarouge. Il est donc difficile de respecter l'équation 4.5. Le matériau ZnS est communément utilisé dans les traitements anti-reflets pour l'infrarouge. Son indice de réfraction vaut : $n = 2.2$ à la longueur d'onde $\lambda = 10.6\mu m$. Le coefficient de réflexion de cette monocouche sur un substrat en silicium en fonction de l'épaisseur déposée est tracé sur la figure 4.1, en incidence normale et à $\lambda = 10.6\mu m$. On minimise la réflexion pour une épaisseur de ZnS $e = 1.205\mu m$ avec $R < 0.03$ soit moins de 3%. Rappelons qu'en l'absence d'antireflet on aurait une réflexion de 30%.

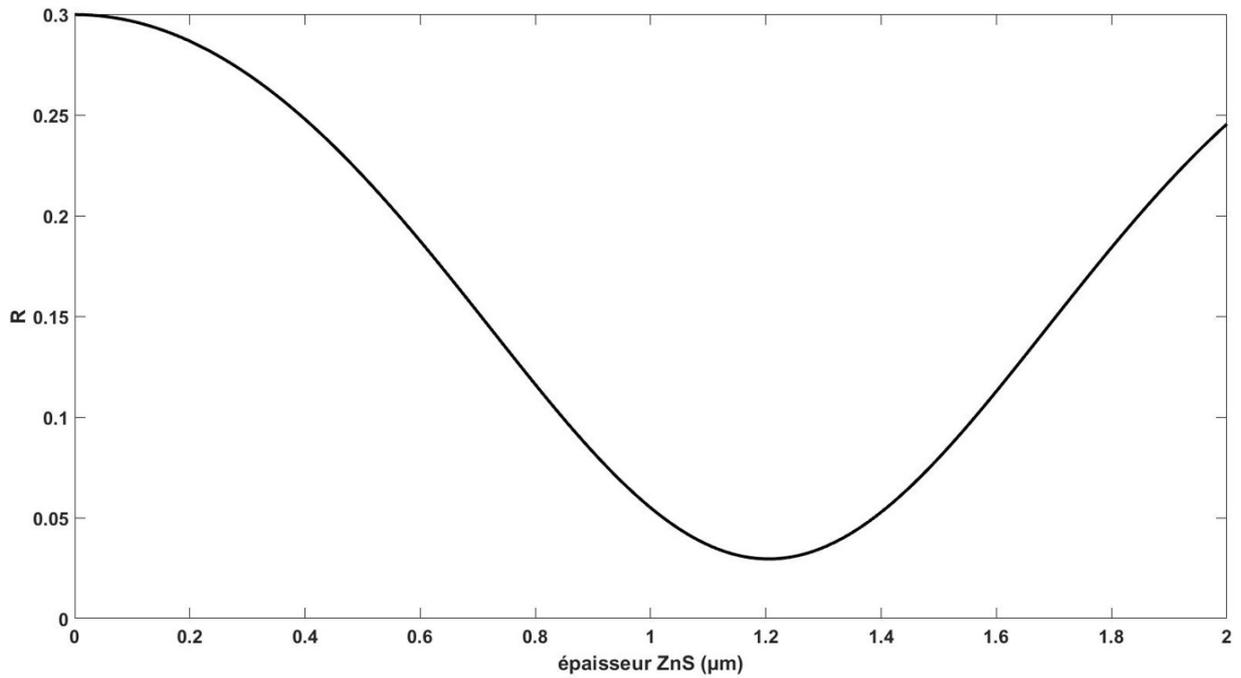


FIGURE 4.1 – Coefficient de réflexion en incidence normale en fonction de l'épaisseur de la couche de ZnS posée sur un substrat en silicium, à la longueur d'onde $\lambda = 10.6\mu\text{m}$.

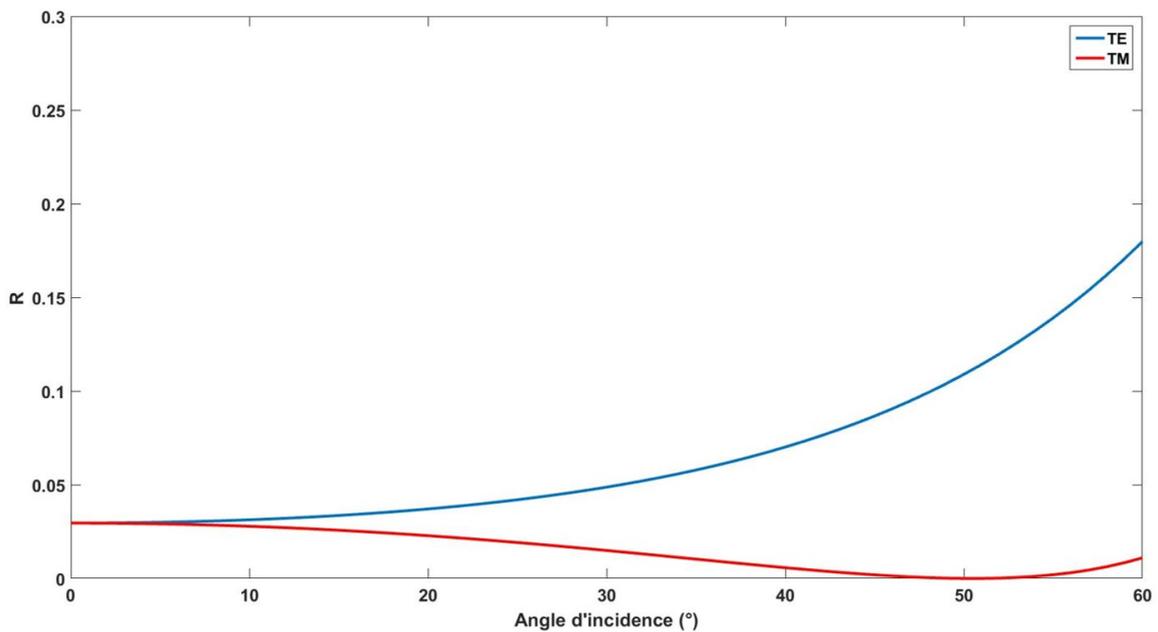


FIGURE 4.2 – Coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence de la couche de ZnS de $1.205\mu\text{m}$ d'épaisseur sur un substrat en silicium, à la longueur d'onde $\lambda = 10.6\mu\text{m}$. La réflexion reste inférieure à 5% pour les deux polarisations jusqu'à une incidence de 30° .

Un tel traitement anti-reflet est adapté dans le cadre d'applications monochromatiques,

ce qui est le cas sur ces premières optiques sub-lambda qui sont chromatiques par nature. La problématique du chromatisme sera abordée dans la section 4.5. Si on cherche à élargir la bande spectrale du traitement anti-reflet, il faudra passer par des traitements multicouches. Pour autant si on cherche à faire un filtre passe-bande étroit avec une forte réjection en dehors de la longueur d'onde d'intérêt, il faudra aussi s'orienter vers des traitements multicouches. Un autre aspect important est celui de la valeur du coefficient de réflexion en fonction de l'angle d'incidence. En effet, dans le cadre de nos systèmes optiques infrarouge, présentant de grandes ouvertures, les angles d'incidence pourront être élevés : de même que nos structures sub-lambda devront avoir une réponse la moins sensible possible en fonction de l'angle d'incidence, nos traitements anti-reflet devront fonctionner pour ces incidences. La figure 4.2 montre le coefficient de réflexion de la monocouche de $1.205\mu m$ d'épaisseur à la longueur d'onde $\lambda = 10.6\mu m$ en fonction de l'angle d'incidence pour les polarisations TE et TM.

Reste à améliorer la transmission de la face structurée. En l'état, nous disposerions d'une lame sub-lambda de transmission variant entre 55% et 80% de transmission totale (interface structurée + traitement anti-reflet en face arrière), ce qui reste en deçà de nos exigences à terme : transmettre à plus de 90%. Une première option consiste à tenter d'optimiser la géométrie sub-lambda pour augmenter la transmission, tout en veillant à préserver l'échantillonnage fin de la phase et la faisabilité technologique du dispositif. Dans ce but, il est intéressant de noter l'augmentation de la transmission obtenue entre la géométrie de notre prototype à $7.7\mu m$ et celle de notre seconde lame de correction de l'aberration sphérique à $10.6\mu m$. Nous proposons une alternative ici : l'encapsulation de la structuration sub-lambda. La figure 4.3 schématise ce concept où la lame sub-lambda est encapsulée en venant coller un wafer en silicium par dessus. La géométrie de cette lame, dessinée à la longueur d'onde $\lambda = 10.6\mu m$ consiste en un réseau de plots de $10\mu m$ de hauteur, en réseau de maille carré et de période $\Lambda = 3.5\mu m$ et de diamètres allant de $500nm$ à $2.5\mu m$. L'espace entre le haut des plots et le wafer d'encapsulation est ici de $1\mu m$ et ce paramètre a un impact non négligeable dans l'optimisation de la transmission. La figure 4.4 montre le résultat de la simulation RCWA du dispositif, en phase et en transmission, avec un trajet optique allant de la couche de silicium du wafer d'encapsulation, au silicium du substrat de la structuration. Les interfaces air-silicium en entrée et en sortie de dispositif ne sont donc pas prises en compte ici. On envisage de traiter ces interfaces avec une couche anti-reflet afin d'augmenter drastiquement la transmission totale du dispositif.

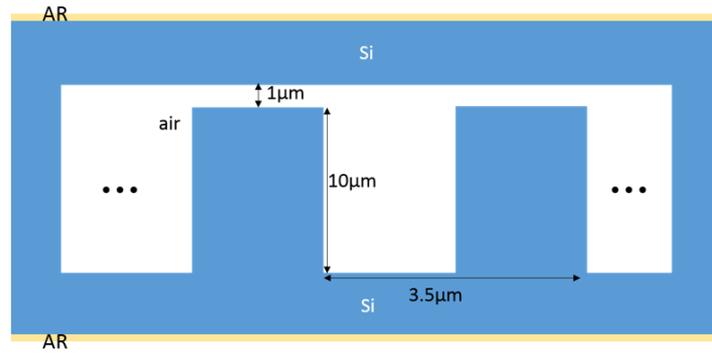
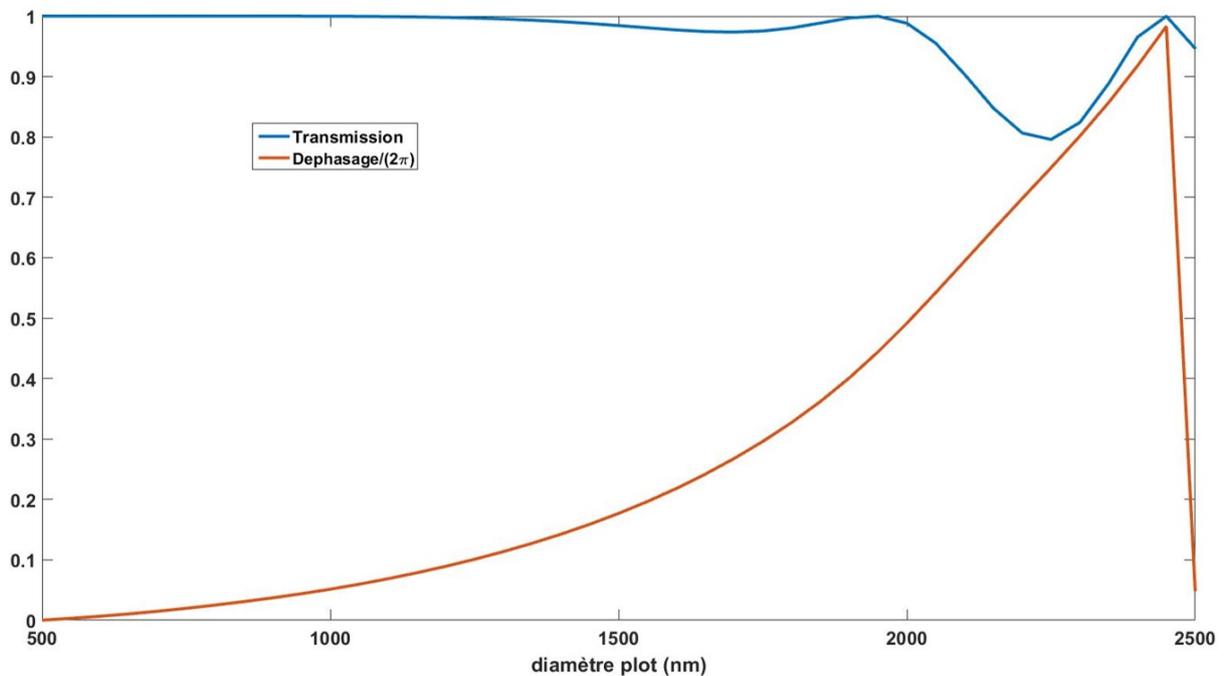


FIGURE 4.3 – Vue schématique de la géométrie de structure sub-lambda encapsulée.

FIGURE 4.4 – Transmission et déphasage $/2\pi$ calculée via le code RCWA pour la structure encapsulée. Le traitement anti-reflet n'est pas pris en compte, seulement le passage du silicium de l'encapsulation au substrat en silicium.

Avec cette géométrie couplée à une monocouche de $1.205\mu m$ de ZnS sur les deux faces non structurées on atteindrait une transmission supérieure à 90% à la longueur d'onde $10.6\mu m$. Ce type d'architecture demande néanmoins de nouvelles étapes de fabrication, notamment au niveau du collage, et présente des plots plus hauts ($10\mu m$) et plus petits ($\varnothing_{min} = 500nm$). Il faudra donc développer un nouveau procédé de fabrication adapté à ces structures, et développer notre savoir faire en terme de dépôt de ZnS pour l'antireflet (problématique d'adhérence par exemple).

4.3 Diminution de la sensibilité angulaire

Les premiers prototypes “avancés”, c’est à dire présentant un meilleur échantillonnage spatial et en phase, fabriqués via l’e-beam sont non encapsulés, présentant la première la géométrie décrite dans la section 3.4 et sur la figure 3.18. Il se trouve que cette géométrie, outre l’amélioration de la transmission et de l’échantillonnage, présente une réponse angulaire beaucoup plus stable. C’est à dire que la phase et la transmission du réseau sub-lambda sont bien moins sensibles à l’angle d’incidence. Les figures 4.5 et 4.6 exposent la transmission et la phase en fonction de l’angle d’incidence et du diamètre de plot, pour ce réseau hexagonal de période $\Lambda = 3.5\mu m$, de hauteur de plots $h = 7\mu m$, de diamètres variant entre 1 et $3.015\mu m$, à la longueur d’onde $10.6\mu m$. Le lecteur pourra comparer cette sensibilité angulaire à celle obtenue initialement avec le prototype à $7.7\mu m$ présentée dans la figure 2.10 page 62. On constate une réponse qui diffère de l’ordre de 3% pour des angles allant jusqu’à 30° d’incidence en phase, ce qui est essentiel pour conserver la fonction optique, et la transmission varie de moins de 10%.

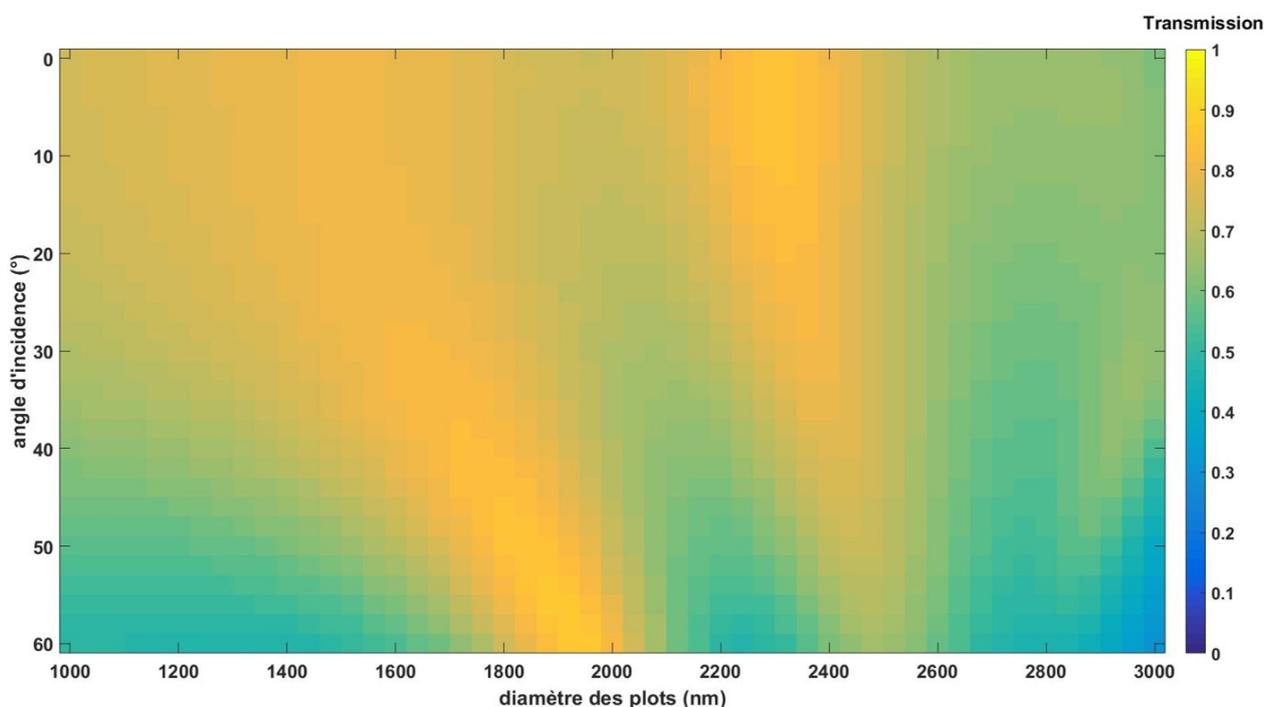


FIGURE 4.5 – La transmission est tracée en fonction du diamètre des plots et de l’angle d’incidence. La transmission varie peu en fonction de l’angle d’incidence jusqu’à des angles élevé, de 30° et même au delà.

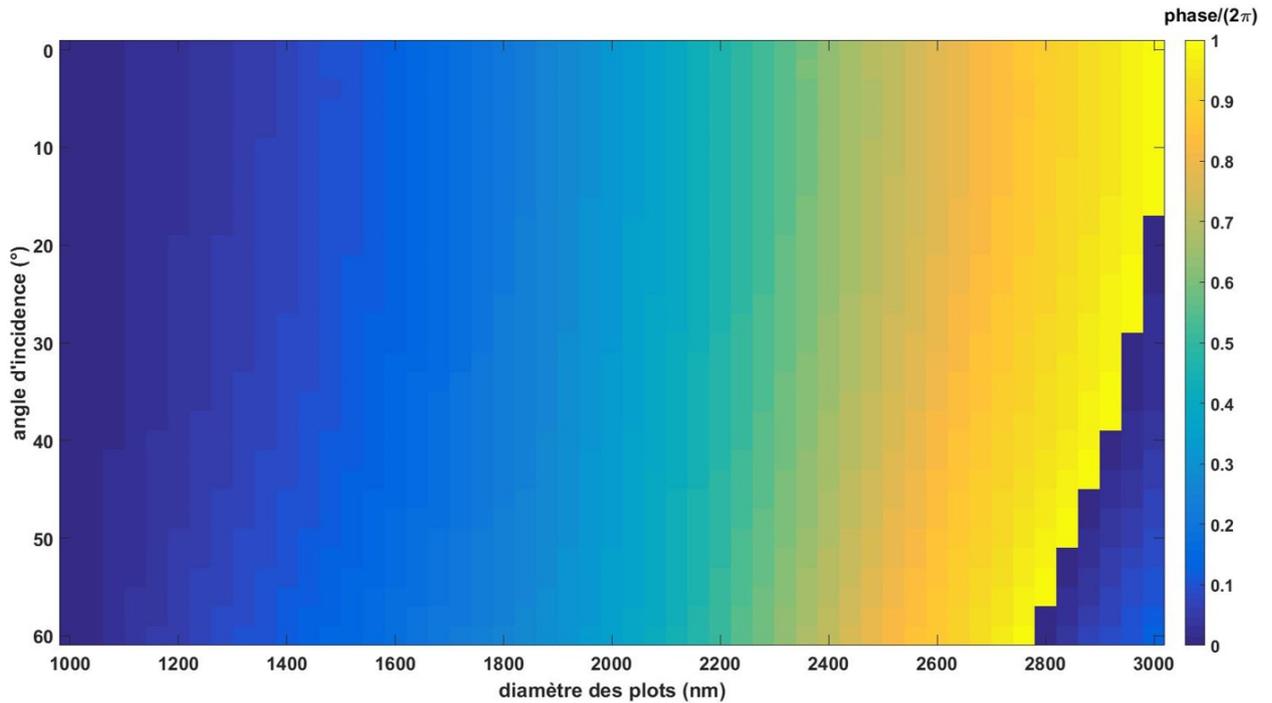


FIGURE 4.6 – Le déphasage $/2\pi$ est tracé en fonction du diamètre des plots et de l’angle d’incidence. Le déphasage varie de l’ordre de 3% pour des incidences allant jusqu’à $\pm 30^\circ$. On pourra donc se servir de cette géométrie de réseau à des incidences élevées.

Outre cette bonne résilience à l’angle d’incidence, il est possible de minimiser l’angle d’incidence et donc d’avoir des performances optimales même à de très grandes ouvertures. Pour cela nous pouvons tirer parti du substrat en silicium sur lequel est fabriqué cette lame sub-lambda. En retournant la lame, c’est à dire en mettant la face arrière non structurée comme face d’entrée de la lumière, nous avons mis en évidence par la simulation que les propriétés de nos lames sub-lambda restent les mêmes et par réflexion et vu l’indice élevé du silicium les angles sur la structure sub-lambda seront faibles (voir figure 4.7). Ainsi d’après la loi de Snell-Descartes, en fixant l’indice du silicium $n_{si} = 3.42$ et l’angle d’incidence $I_0 = 60^\circ$ on obtient l’angle de réflexion I_r dans le silicium :

$$I_r = \sin^{-1} \left(\frac{1}{n_{si}} \sin(I_0) \right)$$

soit $I_r = 14.7^\circ$ On peut donc envisager d’utiliser une telle lame sub-lambda dans des systèmes d’imagerie infrarouge à forte ouverture et grand champ, à la place qu’on veut dans le système optique : la position de la lame sub-lambda devient alors une variable d’optimisation. Si l’on envisage cependant de ne pas ajouter d’interface optique supplémentaire dans le système optique pour minimiser les pertes, on choisira des interfaces initialement non structurées comme une fenêtre par exemple (voir figure 1.12 page 31) et la résilience

angulaire de notre structure permet dès lors de simplifier la conception en présence de fortes incidences.

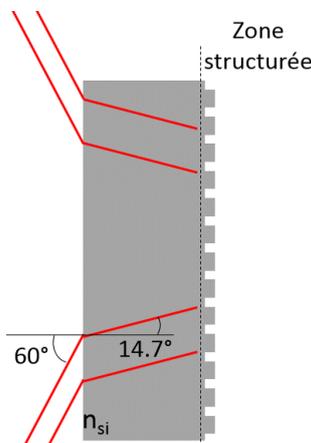


FIGURE 4.7 – Pour obtenir la meilleure acceptation angulaire possible il est utile de présenter la face non structurée aux rayons incidents. Par réfraction, l'incidence sur la zone structurée sera bien plus faible.

Avec une géométrie sub-lambda dont la phase et la transmission sont faiblement dépendantes de l'angle d'incidence, on simplifie la conception optique de notre lame. La simulation s'en trouve simplifiée aussi puisque la carte de phase de la lame sub-lambda sera la même quelque soit l'angle d'incidence. Dans le cas contraire il faudrait simuler le système optique pour différents angles d'incidence en changeant la carte de phase pour chaque configuration ce qui alourdirait le processus, ou faire appel à la méthode du spectre angulaire (voir section 4.4). Il peut cependant être intéressant d'étudier des systèmes sub-lambda sensibles à l'angle d'incidence, à condition de contrôler la phase en fonction de l'angle, dans des systèmes d'imagerie très ouverts et à grand champ de vue, ou pour d'autres types d'applications comme l'holographie[44].

4.4 La méthode du spectre angulaire

L'utilisation de la RCWA nous impose de simuler la propagation d'une onde plane dans notre structure sub-lambda. En faisant varier l'angle d'incidence de cette onde plane, nous sommes en mesure de connaître la réponse en phase et en transmission d'une structure sub-lambda de géométrie et matériaux donnés, à une longueur d'onde. Nous avons constaté la variation de cette réponse avec une géométrie bien moins sensible à l'angle d'incidence pour le prototype de correction d'aberration sphérique à $10.6\mu m$ par rapport au premier prototype à $7.7\mu m$.

Dès lors, deux problèmes se posent : en premier lieu dans un système optique nous

aurons la plupart du temps à traiter un front d'onde incident de forme quelconque et non une onde plane. Il faut alors être en mesure de simuler la propagation de ce front d'onde quelconque à travers notre structure sub-lambda pour rendre compte du comportement de notre système optique alliant réfractif et sub-lambda. Nous proposerons ici de décomposer un front d'onde quelconque sur une base d'ondes planes pour simuler un tel système, et discuterons des avantages et inconvénients de cette méthode.

Le second problème est celui de la maîtrise de la réponse en phase et en transmission en fonction de l'angle d'incidence. On peut en effet suivre deux voies différentes : soit minimiser la variation de la réponse en fonction de l'angle d'incidence pour simplifier la simulation et la conception, comme dans le cas de notre second prototype de correction d'aberration sphérique à $10.6\mu m$, soit essayer de maîtriser cette réponse angulaire pour des applications spécifiques comme l'holographie ou la simulation de systèmes optiques très ouverts et à grand champ de vue.

Dans le cas de structures sub-lambda insensibles à l'angle d'incidence, on aura une réponse identique pour toutes les incidences donc indépendamment du front d'onde incident. Ce cas de figure est favorable en terme de temps de calcul puisqu'une seule carte de phase rendra compte du comportement de l'optique sub-lambda dans toutes les configurations d'éclairement incident. C'est un atout pour la simplification de la conception d'une telle lame : en effet si l'on encode la loi de phase d'une lentille asphérique, ou la correction d'une aberration sphérique, cette optique se comportera comme on l'attend dans notre système optique que ce soit en incidence normale ou avec une scène plus complexe à imager. L'inconvénient d'une telle configuration est qu'il n'est pas facile de corriger une courbure de champ par exemple. Dans le cas de la courbure de champ on pourrait rapprocher près du plan focal la structuration sub-lambda pour que localement on considère une partie seulement du champ et corriger sa courbure. Cependant cette solution serait imparfaite du fait qu'on mélange plusieurs champs au même endroit si l'on n'est pas suffisamment proche du plan focal, et si l'on est à proximité immédiate du plan focal on dispose de peu de recul d'une part, ce qui peut exiger de travailler en champ proche, et d'autre part on dispose d'une petite surface, ce qui exige d'avoir une excellente résolution. La figure 4.8 traduit cette difficulté et on voit que près du plan focal les champs se séparent mieux mais pas totalement du fait précisément de la présence d'aberrations de champ. Les champs se différencient au mieux sur la courbure de Petzval.

Pour des applications à grand champ de vue et forte ouverture, des incidences très importantes peuvent exister dans le système optique, avec une variation de la phase par rapport aux faibles incidences. Ainsi il peut être très intéressant pour ces cas de figure de maîtriser la phase en fonction de l'angle d'incidence. En holographie par exemple, l'encodage de la phase à différents angles permet d'obtenir différents hologrammes en fonction

de l'angle incident[44]. On est, dans cet exemple, dans ce que l'on pourrait nommer un multiplexage en angle d'incidence. Cependant si il est déjà complexe de trouver des paramètres géométriques dont on va maîtriser la variation de la réponse en phase entre 0 et 2π pour quelques angles différents, il devient beaucoup plus ardu de trouver un continuum de réponses différentes mais maîtrisées en phase en fonction de l'angle d'incidence. Obtenir de telles géométries ne peut s'envisager qu'en étudiant dans un premier temps des structures dont la réponse varie en fonction de l'angle d'incidence de manière non maîtrisée, pour dans un second temps proposer des plans d'optimisation multivariables avec des outils adaptés, tels que les métamodèles pour accélérer l'exploration de l'espace des paramètres [82, 83, 85].

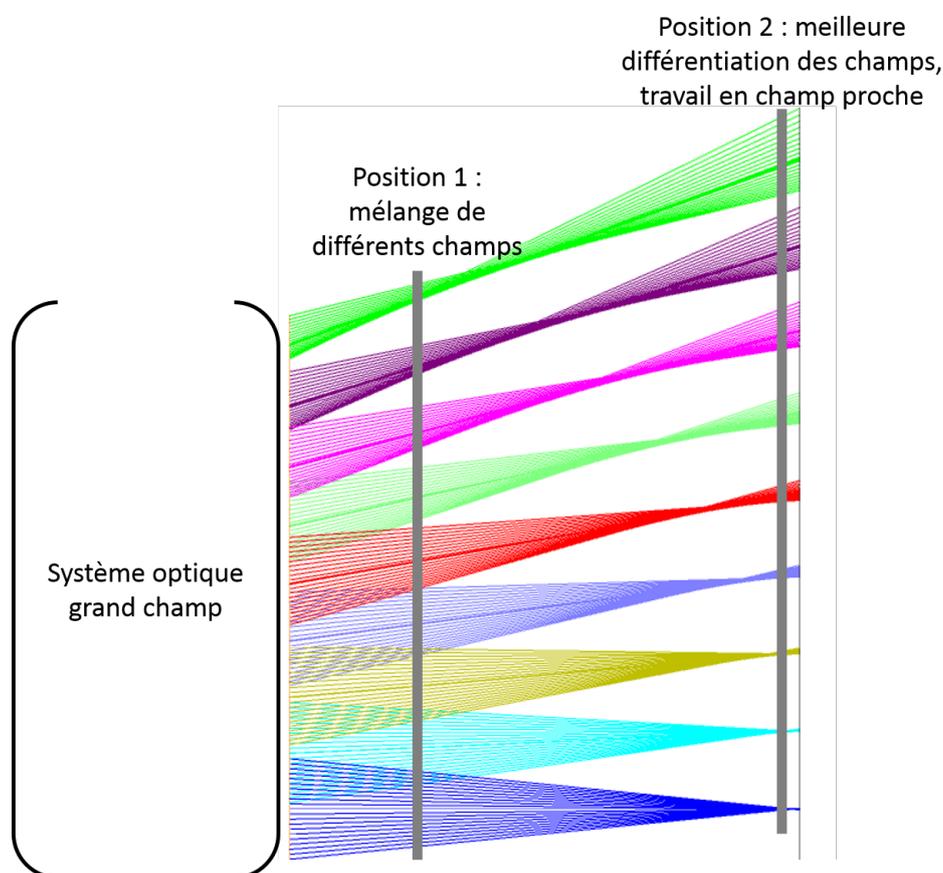


FIGURE 4.8 – Les différents points du champs vu par un système optique sont représentés par des couleurs différentes. Une lame sub-lambda indépendante de l'angle d'incidence placée en position 1 ne permettrait pas de corriger efficacement la courbure de champ car les champs sont mêlés. Elle serait plus efficace à la position 2 près du plan focal pour mieux différencier les champs, mais chaque zone de correction correspondant à un champ est alors petite et demanderait une très bonne résolution.

La méthode du spectre angulaire permet d'étudier la réponse à un front d'onde quel-

4.4. La méthode du spectre angulaire

conque d'une géométrie sub-lambda sensible à l'incidence, sans utiliser Zemax en multi-configuration avec un nombre important de cartes de phases, ce qui deviendrait vite trop lourd à simuler. Afin de mener une telle analyse avec nos outils faisant appel à la RCWA il faut être capable de simuler un front d'onde quelconque en le décomposant en ondes planes. Une telle décomposition en spectre d'ondes planes se fait via une transformée de Fourier du front d'onde incident. En se plaçant dans un plan à un z quelconque qu'on fixe arbitrairement à $z = 0$ pour simplifier, on note le champ électrique incident $E(x, y, 0)$ et sa transformée de Fourier vaut :

$$A(f_x, f_y, 0) = TF(E(x, y, 0)) = \iint E(x, y, 0) \cdot e^{-2\pi j(f_x \cdot x + f_y \cdot y)} dx dy \quad (4.6)$$

On nomme $A(f_x, f_y, 0)$ le spectre angulaire du champ incident. Avec cette notation, on peut réécrire le champ électrique incident sous une nouvelle forme, via la transformée de Fourier inverse du spectre angulaire :

$$E(x, y, 0) = TF^{-1}(A(f_x, f_y, 0)) = \iint \underbrace{A(f_x, f_y, 0) \cdot e^{2\pi j(f_x \cdot x + f_y \cdot y)}}_{\text{Onde plane}} df_x df_y \quad (4.7)$$

En pratique nous procédons aux calculs de transformées de Fourier via l'algorithme de la transformation de Fourier rapide (FFT). On obtient alors une somme de termes à la place des intégrales de l'équation 4.7, chacun de ces termes correspondant à une onde plane. On décrit ainsi un front d'onde quelconque par une somme d'ondes planes. Par ailleurs, le champ E satisfait l'équation de Helmholtz en tout point de l'espace dépourvu de source, on peut alors montrer que son spectre angulaire A est aussi solution de l'équation de Helmholtz. Soit :

$$A(f_x, f_y, z) = A(f_x, f_y, 0) \cdot e^{jk\sqrt{1-\alpha^2-\beta^2} \cdot z} \quad (4.8)$$

Avec $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, $\alpha = \frac{f_x}{\lambda}$ et $\beta = \frac{f_y}{\lambda}$. Dès lors, chaque terme de cette somme d'ondes planes peut être propagé suivant l'axe z et on peut en déduire le champ électrique en z :

$$E(x, y, z) = \iint A(f_x, f_y, z) \cdot e^{2\pi j(f_x \cdot x + f_y \cdot y)} df_x df_y = \iint A(f_x, f_y, 0) \cdot e^{jk\sqrt{1-\alpha^2-\beta^2} \cdot z} \cdot e^{2\pi j(f_x \cdot x + f_y \cdot y)} df_x df_y \quad (4.9)$$

Dans le cas qui nous intéresse il faut prendre en compte la propagation du champ à travers une structure sub-lambda. Nous utiliserons la RCWA pour chaque onde plane, ajoutant pour chaque fréquence spatiale (f_x, f_y) un terme en phase $\phi_{RCWA}(f_x, f_y)$ et un terme en transmission $t_{RCWA}(f_x, f_y)$:

$$E(x, y, z) = \iint A(f_x, f_y, 0) \cdot e^{jk\sqrt{1-\alpha^2-\beta^2} \cdot z} \cdot e^{2\pi j(f_x \cdot x + f_y \cdot y)} \cdot t_{RCWA}(f_x, f_y) \cdot e^{j \cdot \phi_{RCWA}(f_x, f_y)} df_x df_y \quad (4.10)$$

Pour ne prendre en compte que la phase intrinsèquement due à la structure sub-lambda et non à la propagation, le terme $\phi_{RCWA}(f_x, f_y)$ correspond au déphasage introduit par la structure, c'est à dire la différence de phase par rapport à une référence (typiquement le plot de diamètre Cd_{min} dans nos précédentes structures). La figure 4.9 illustre le cas d'un front d'onde quelconque propagé à travers une structure sub-lambda et traité par la méthode du spectre angulaire (ASM de l'anglais Angular Spectrum Method) selon l'équation 4.10.

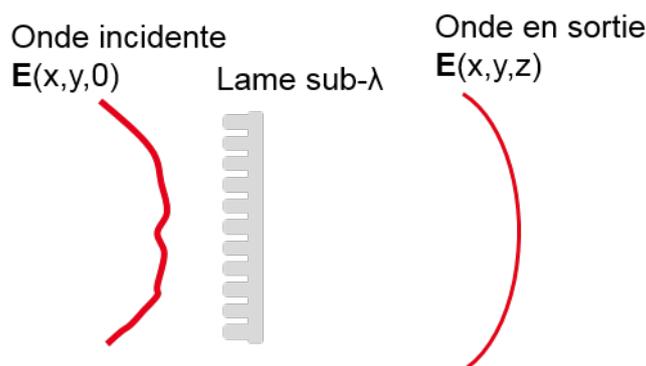


FIGURE 4.9 – Un front d'onde quelconque incident sur une structure sub-lambda peut être traité en utilisant la RCWA via la méthode du spectre angulaire.

L'équation 4.10 sous-tend que pour chaque point de coordonnées $(x; y)$ de la lame sublambda, la réponse en phase et en transmission devra être calculée pour toutes les ondes planes du spectre angulaire, et les réponses seront sommées. Ainsi la reconstruction du champ $E(x, y, z)$ en sortie de la lame peut entraîner un grand nombre de calculs ce qui alourdit la mise en oeuvre de cette méthode. Plusieurs paramètres sont alors à prendre en compte : le pas de discrétisation (spatial et fréquentiel), la taille de l'optique sub-lambda donc de la fenêtre spatiale, et enfin le front d'onde incident. Par exemple, si on considère un front d'onde incident plan, son spectre angulaire se réduit à un dirac à une position (f_x, f_y) déterminée par l'angle d'incidence de l'onde plane, et la méthode sera plus rapide. A contrario si on considère une onde sphérique, son spectre angulaire sera la fonction unité et la méthode sera plus délicate à mettre en oeuvre. En effet, des problématiques de fenêtrage, de discrétisation et de traitement du signal se posent assez vite lors de la mise en oeuvre de cette méthode et des études en ce sens doivent être menées pour pouvoir généraliser la méthode.

Nous avons pu la mettre en oeuvre dans le cas très simple de notre premier prototype de lame sub-lambda correctrice de l'aberration sphérique d'une lentille à la longueur d'onde $7.7\mu m$ (voir figure 4.10). Le front d'onde incident est plan, et on observe bien le front d'onde divergent en sortie.

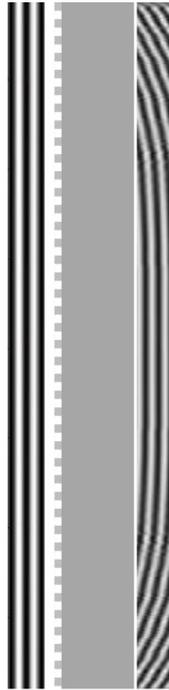


FIGURE 4.10 – Un front d’onde plan incident sur la structure sub-lambda de notre prototype de correction de l’aberration sphérique à $7.7\mu m$ est simulé en utilisant la RCWA associée à la méthode du spectre angulaire. Vue en coupe et échelle arbitraire.

Cette méthode doit encore être développée numériquement pour être pleinement utilisable, et elle sera consommatrice en temps de calcul. Elle permettrait cependant d’être facilement couplée à la RCWA et de rendre compte de réponses en phase et en transmission dépendantes de l’angle d’incidence, pour des fronts d’ondes quelconques au sein de systèmes d’imagerie. Elle présente un atout par rapport à Zemax dans le cas de la simulation d’optiques sub-lambda où la réponse varie fortement en fonction de l’angle d’incidence. En effet dans un tel cas de figure, il faut faire une simulation Zemax par angle d’incidence, or pour de grandes optiques sub-lambda la carte de phase renseignée dans la surface Grid Phase de Zemax est lourde : en simuler plusieurs en multiconfiguration (une par angle d’incidence), deviendrait rapidement trop lourd. Par ailleurs, au sein de systèmes d’imagerie un plot peut être illuminé par différents rayons d’incidences diverses, comme dans l’exemple de la figure 4.8 où l’on est en présence d’aberration de courbure de champ. Si la géométrie sub-lambda présente une sensibilité en fonction de l’angle d’incidence, dans un cas où chaque plot est illuminé à diverses incidences pour un seul champ considéré, il ne sera pas possible de simuler correctement le comportement de notre optique sub-lambda via une surface Grid Phase sous Zemax. Dans ce cas, l’utilisation de la méthode du spectre angulaire devient intéressante et permettra de donner la forme d’un front d’onde en sortie de la lame sub-lambda.

4.5 Le chromatisme

La réponse en phase et en transmission des optiques sub-lambda présente généralement une forte dépendance à la longueur d'onde. D'une part, il est entendu que la définition même d'une optique sub-lambda est dépendante de la longueur d'onde : des dimensions de résonateurs et une période de réseau inférieure à la longueur d'onde afin de se situer dans un régime où l'ordre 0 est prépondérant. D'autre part il n'y a aucune raison *a priori* pour que les modes de propagation dans la structure et le rayonnement en champ proche comme en champ lointain ne soient pas dépendants de la longueur d'onde. Même dans le cas théorique de structurations suffisamment petites pour se placer dans le cadre de la théorie des milieux d'indice effectif, on obtient une loi d'indice dépendante de la longueur d'onde (loi d'indice effectif en $\frac{\Lambda}{\lambda}$ avec λ la longueur d'onde et Λ la période du réseau sub-lambda)[22, 23, 24, 25]. Ces formules d'indice effectif indiquent néanmoins qu'une période de réseau sub-lambda négligeable devant la longueur d'onde permettrait d'atteindre un indice effectif indépendant de la longueur d'onde. Mais dans le cadre d'objets réalisables avec les moyens à notre disposition c'est à dire des procédés de microélectronique, nous ne pouvons pas atteindre de telles résolutions dans notre domaine du spectre électromagnétique.

De ce fait nos premiers prototypes ont été dessinés pour fonctionner sur des bandes spectrales très fines autour de $7.7\mu m$ et $10.6\mu m$. Nous avons cependant pu observer une amélioration plus large bande des performances optiques avec le prototype de correction de l'aberration sphérique fabriqué à l'e-beam, nous reviendrons donc sur ce résultat par la suite. Des optiques sub-lambda monochromatiques présentent déjà un intérêt : on peut citer par exemple les applications d'imagerie LIDAR ou de télécommunication en espace libre qui font appel à des sources laser et sont donc monochromatiques. Ces dernières applications sont cependant situées dans le SWIR à la longueur d'onde $1.55\mu m$ et nos géométries sub-lambda n'y sont donc pas directement transposables. Cependant les contraintes optiques y sont fortes, avec la nécessité d'utiliser des lentilles très ouvertes pour minimiser l'encombrement, et les plus larges possibles pour maximiser le flux reçu, et devant être de bonne qualité : l'utilisation d'optiques sub-lambda de correction de front d'onde y serait donc envisageable.

Dans le cas où l'on souhaite dessiner des optiques sub-lambda diélectriques plus résilientes à la longueur d'onde, plusieurs approches sont possibles comme nous l'avons déjà évoqué dans la section 1.4 du premier chapitre. Si il est à noter que des solutions métalliques donc des métasurfaces plasmoniques sont aussi étudiées pour contrer les phénomènes de chromatisme dans les métasurfaces[86, 87, 88, 89], nous resterons dans le cadre d'études portant sur des métasurfaces diélectriques. Des géométries d'optiques sub-lambda multiplexées en longueur d'onde ont été mises en évidence, avec des structures

1D donc dépendantes de la polarisation[54, 57, 58], mais aussi avec des structures 2D faisant appel au concept de méta-atomes et métamolécules[55, 56, 90], où des ensembles de résonateurs (méta-atomes) forment une méta-molécule dont la réponse en phase sera maîtrisée à plusieurs longueurs d’ondes. On parle de multiplexage en longueur d’onde car ces dispositifs ont une réponse maîtrisée à plusieurs longueurs d’ondes discrètes, et non sur une bande continue du spectre. Par ailleurs ces démonstrateurs fabriqués pour le SWIR présentent de très fines bandes spectrales utiles. Ce type de dispositif peut être utile pour des applications télécom par exemple. Si une approche par multiplexage peut être envisagée en imagerie multispectrale pour certaines applications (détection de gaz, surveillance des cultures), nous privilégierons plutôt une approche large bande pour des applications d’imagerie plus classiques.

Pour élargir cette bande, là encore plusieurs approches sont envisageables. D’une part on peut travailler à des géométries achromatiques, par exemple via des surfaces de Huygens[80] (étudiées dans le proche infrarouge dans cette référence), ou des géométries plus proches de guides d’ondes dans les travaux de M. Wang et al[53] qui montrent des avancées importantes vers l’élargissement de la bande spectrale d’optiques sub-lambda diélectriques sur la bande $8 - 12\mu m$ mais leur structure présente l’inconvénient d’être dépendante de la polarisation à l’instar de miroirs large bande de type HCG (réseau à haut contraste d’indice)[91]. D’autre part on peut envisager de contrôler le chromatisme afin de compenser la dispersion d’optiques réfractives (en ZnSe par exemple)[8, 49, 50, 51, 52].

Dans les deux cas il s’agit bel et bien de maîtriser la réponse en phase comme en transmission de notre métasurface diélectrique sur une large bande de longueur d’onde (typiquement $8 - 12\mu m$ voire $8 - 14\mu m$ en imagerie LWIR). Les équations qui permettent de décrire la phase en fonction de la longueur d’onde seront à adapter en fonction du besoin : achromatisme ou compensation du chromatisme. Par souci de simplicité et de lisibilité, jusqu’à présent nous avons tracé le déphasage en fonction de la variation d’un paramètre géométrique pour rendre compte du comportement de nos lames sub-lambda à une longueur d’onde (ou sur une bande spectrale très étroite). Ce déphasage était défini comme la différence entre la phase rayonnée en champ lointain pour une géométrie donnée et la phase rayonnée en champ lointain pour une géométrie “de référence”, en pratique l’absence de plot dans le cas du prototype à $7.7\mu m$, ou un plot de diamètre $1\mu m$ dans le cas des prototypes à $10.6\mu m$. Ce choix de notation permettait d’avoir un déphasage variant de 0 à 2π de façon continue. Naturellement cela fonctionne aussi en prenant directement la valeur de la phase absolue rayonnée en champ lointain par un résonateur, étant donné que c’est la dérivée spatiale de la phase qui détermine l’angle de déviation de la lumière dans la loi de Snell-Descartes généralisée. La phase variera aussi entre 0 et 2π , la phase pour

la géométrie “de référence” ne sera cependant plus égale à 0, sauf coïncidence. Quand on travaillera sur une large bande, si on veut travailler avec le déphasage, la phase de référence doit être prise pour une géométrie de résonateur et une longueur d'onde pour éviter d'entraîner, de façon arbitraire à toutes les longueurs d'onde, une valeur identique et égale à 0 pour la géométrie de référence. En pratique quand on cherchera à simuler sur une large bande une optique sub-lambda il sera important de connaître les écarts de phase absolus pour une même géométrie à plusieurs longueurs d'onde différentes afin de connaître les valeurs du retard de phase et du retard de groupe et de pouvoir déterminer la dispersion de notre optique sub-lambda.

Par définition, pour être en régime achromatique il faut que sur la bande de longueurs d'onde considérée le retard de phase $\frac{\phi}{\omega}$ soit égal au retard de groupe $\frac{\partial\phi(x,y,\omega)}{\partial\omega}$:

$$\phi(x, y, \omega) = \omega \cdot F(x, y) \quad (4.11)$$

La conséquence directe de la forme du profil de phase linéaire selon ω est que le retard de groupe est égal au retard de phase :

$$\frac{\partial\phi(x, y, \omega)}{\partial\omega} = F(x, y) \quad (4.12)$$

avec $\omega = \frac{2\pi c}{\lambda}$, λ la longueur d'onde et c la vitesse de la lumière, $\phi(x, y, \omega)$ le profil de la phase de l'optique sub-lambda considérée et $F(x, y)$ une fonction spatiale qui dépend de la fonction optique désirée. Par exemple dans le cas d'une lentille de focale f , pour obtenir la relation de l'équation 4.18 on aura $F(x, y) = \frac{(f - \sqrt{x^2 + y^2 + f^2})}{c}$. On peut aussi exprimer l'équation 4.11 directement en fonction de λ afin de retrouver l'expression de l'équation 4.18 :

$$\phi(x, y, \lambda) = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot F(x, y) \cdot c \quad (4.13)$$

Sur une optique sub-lambda, cette condition de linéarité du profil de la phase selon la pulsation ω peut s'exprimer par la condition suivante :

$$\phi(x, y, \lambda) \times \lambda = g(x, y) \quad (4.14)$$

avec $g(x, y)$ une fonction indépendante de la longueur d'onde. Ainsi en tout point d'une optique sub-lambda achromatique le produit de la phase avec la longueur d'onde est une constante sur la bande spectrale considérée.

Prenons l'exemple de notre géométrie de lame sub-lambda fabriquée à l'e-beam (voir chapitre 3 section 3.4), où nous avons constaté une amélioration des performances très importante avec un filtre passe-bande étroit centré à $10.6\mu m$, mais aussi de façon inat-

tendue une amélioration des performances optiques du système sur la bande $8 - 12\mu m$. La figure 4.11 représente la phase et la transmission entre 8 et $12\mu m$ de longueur d'onde pour les différents diamètres de plots (entre 1 et $3.015\mu m$ de diamètre).

La figure 4.12 montre quant à elle le produit entre la phase et la longueur d'onde, pour tous les diamètres de plots et sur la bande $8 - 12\mu m$. Si notre géométrie était achromatique, on observerait bien un gradient en fonction du diamètre de plot mais identique quelque soit la longueur d'onde, or on constate sur cette figure que le produit $\phi \times \lambda$ n'est pas constant sur la bande $8 - 12$ pour chaque dimension de plot. Ce graphe montre que cette géométrie est dispersive et par conséquent explique pourquoi l'amélioration de la FTM sur la bande $8 - 12\mu m$ n'est pas aussi forte qu'autour de la longueur d'onde $10.6\mu m$. Cependant on observe certaines zones plus homogènes, par exemple entre 10 et $12\mu m$ de longueur d'onde pour les plots de moins de $1.8\mu m$ de diamètre, qui peuvent expliquer une certaine correction de l'aberration sphérique sur une bande large, bien qu'elle soit loin d'être optimale et que la lame soit dispersive.

Sur une bande $10.5 - 10.7\mu m$ de longueurs d'onde en revanche, qui correspond au filtre étroit initialement utilisé avec cette géométrie et avec lequel de très bonnes performances optiques ont été mesurées (voir chapitre 3 section 3.4) on observe un comportement quasi non-dispersif, visible sur la figure 4.13. Cela traduit le fait qu'on peut travailler de manière optimale avec cette géométrie pour un filtre de quelques centaines de nanomètres de largeur. Bien entendu, à ces largeurs de bande nous sommes loin d'objectifs d'achromatisme sur les bandes $8 - 12\mu m$ voire $8 - 14\mu m$, néanmoins nous pouvons nous baser sur ces résultats comme point de départ à optimiser. Rappelons qu'à aucun moment cette géométrie n'a été pensée pour fonctionner sur une large bande.

Comme nous l'avons évoqué précédemment, la maîtrise de la dispersion de nos optiques sub-lambda n'a pas forcément pour unique but de proposer à terme des optiques achromatiques. En effet dans le cadre d'un système d'imagerie infrarouge, il se peut que des optiques réfractives soient en matériaux dispersifs, typiquement en ZnSe. Dans ce cas on peut proposer de compenser la dispersion du ZnSe par l'ajout d'une lame sub-lambda dont on aura pris soin d'optimiser la géométrie de sorte à présenter une dispersion inverse. Il deviendrait alors possible de corriger un système optique comportant des aberrations géométriques et chromatiques. La maîtrise de la dispersion est abordée en détail par M. Arbabi et al.[52]. L'idée consiste à modifier les équations 4.11 et 4.12 afin d'ajouter un terme dépendant de ω :

$$\phi(x, y, \omega) = \omega \cdot F(x, y, \xi(\omega)) = \omega \cdot F(x, y, \xi_0 + \frac{\partial \xi}{\partial \omega}|_{\omega=\omega_0} \times (\omega - \omega_0)) \quad (4.15)$$

Soit, à ω_0 :

$$\phi(x, y, \omega)|_{\omega=\omega_0} = \omega_0 \cdot F(x, y, \xi_0) \quad (4.16)$$

Dans l'exemple d'une lentille on peut poser $\xi = f$ avec f la focale de la lentille qu'on peut vouloir adapter en fonction de ω soit : $f(\omega) = f_0 + \frac{\partial f}{\partial \omega}|_{\omega=\omega_0} \times (\omega - \omega_0)$. Ainsi $F(x, y, f(\omega)) = \frac{(f(\omega) - \sqrt{(x^2 + y^2 + f(\omega)^2})}{c}$. Dans ce cas plus complexe de contrôle de la dispersion via une fonction $\xi(\omega)$ ajoutée dans le retard de phase $F(x, y, \xi(\omega))$, le retard de groupe va s'exprimer comme suit :

$$\frac{\partial \phi(x, y, \omega)}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0} = F(x, y, \xi_0) + \frac{\partial \xi}{\partial \omega} \Big|_{\omega=\omega_0} \times \omega_0 \times \frac{\partial F(x, y, \xi)}{\partial \xi} \Big|_{\xi=\xi_0} \quad (4.17)$$

Toute la difficulté consiste alors à maîtriser la phase $\phi(x, y, \omega_0)$ d'une part, et sa dérivée $\frac{\partial \phi}{\partial \omega}$ d'autre part, afin de satisfaire les équations 4.16 et 4.17. On contrôle alors indépendamment la fonction optique à ω_0 et sa dispersion.

Pour espérer obtenir une telle maîtrise de la phase et de la dispersion sur de larges bandes, il nous faudra optimiser et potentiellement complexifier nos géométries de réseaux sub-lambda, en particulier nos géométries de résonateurs. L'étude de la variation du pas Λ sub-lambda (distance entre les résonateurs) en plus de la variation de la géométrie des résonateurs pourrait donner un degré de liberté supplémentaire. Dans ce but, et de la même manière que nous l'avons évoqué pour la maîtrise de la réponse angulaire dans la section 4.4, l'appel aux méthodes de type métamodélisation peut permettre de converger vers des géométries "non intuitives"[92, 93], qui vont cependant en général de paire avec de résolutions fines donc des procédés avancés.

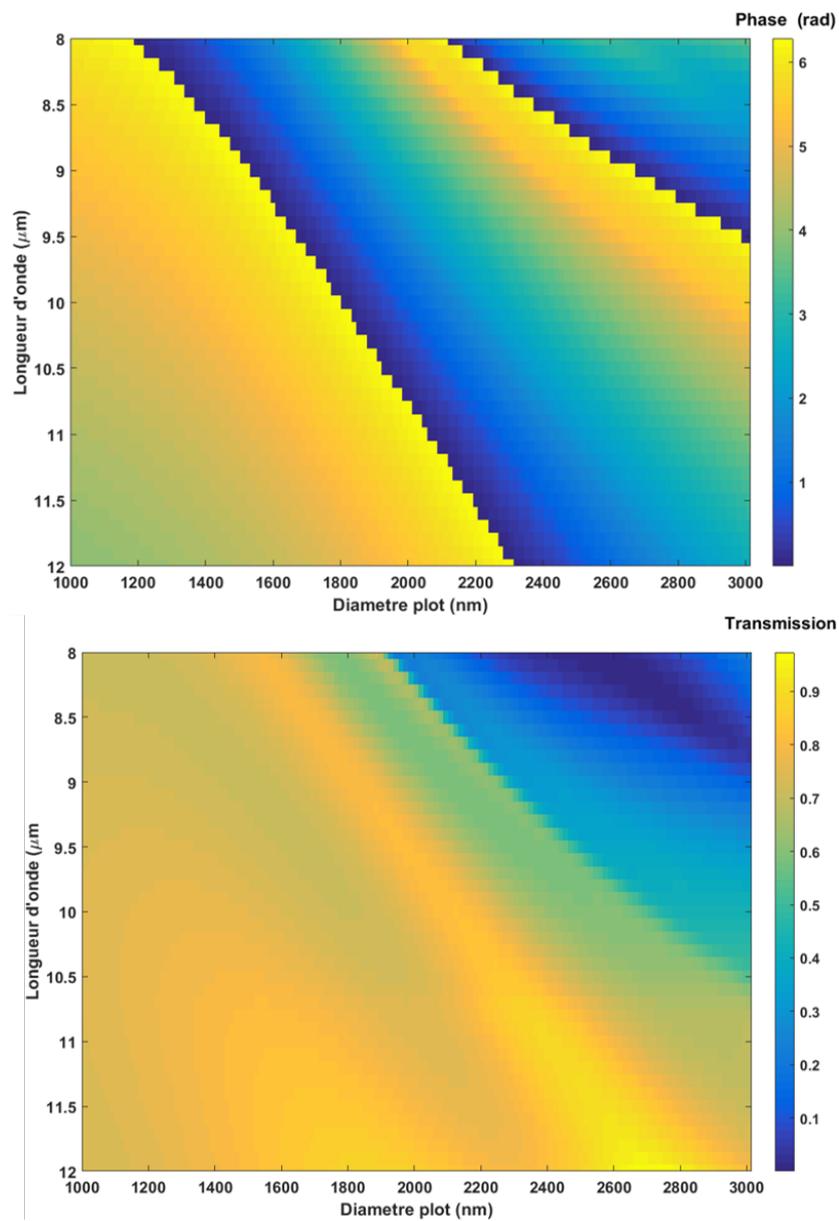


FIGURE 4.11 – La phase et la transmission en fonction de la longueur d'onde et du diamètre de plot sont représentées sur la bande $8 - 12\mu\text{m}$, pour la géométrie fabriquée via l'e-beam. On observe bien la phase prenant toutes les valeurs entre 0 et 2π à $10.6\mu\text{m}$ de longueur d'onde, et la transmission correspondante qui avait été tracée sur la figure 3.18 page 123

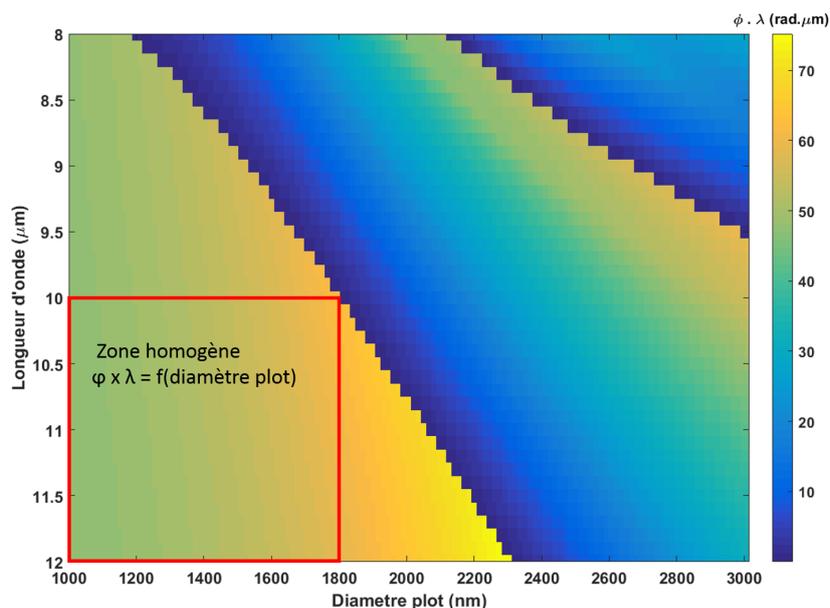


FIGURE 4.12 – Produit de la phase par la longueur d’onde sur la bande 8 – 12 μm et pour toutes les tailles de plots de la géométrie sub-lambda initialement dessinée pour la longueur d’onde 10.6 μm et fabriquée via l’e-beam. Cette géométrie est dispersive mais des zones homogènes sont présentes.

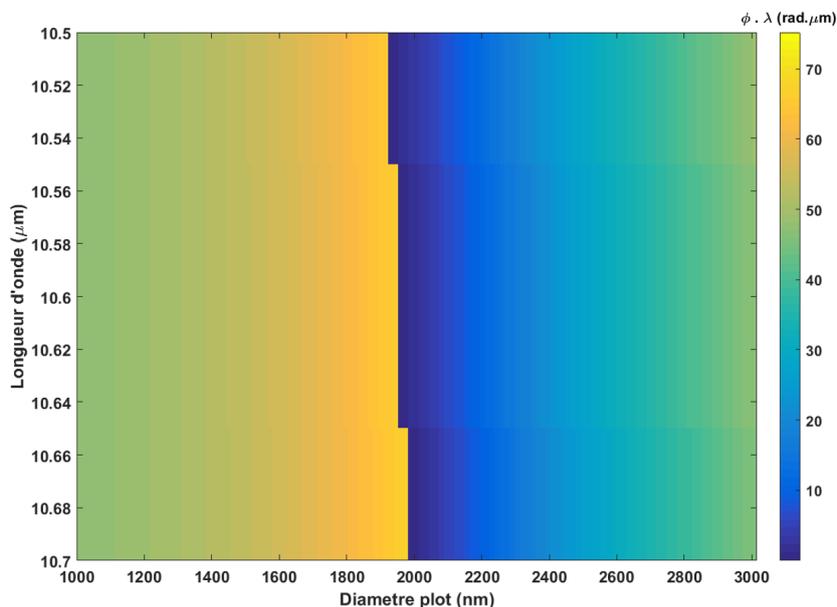


FIGURE 4.13 – Produit de la phase par la longueur d’onde sur la bande 10.5 – 10.7 μm et pour toutes les tailles de plots de la géométrie sub-lambda initialement dessinée pour la longueur d’onde 10.6 μm et fabriquée via l’e-beam. Avec le filtre étroit (240nm de largeur à mi-hauteur, centré à 10.6 μm), le comportement est quasiment non dispersif.

4.6 Retour sur le cas d'une lentille sub-lambda

Le cahier des charges “simplifié” défini en début de manuscrit a été respecté : nous avons mis au point des structures sub-lambda diélectriques de grandes dimensions, de transmission de l'ordre du silicium, insensibles à la polarisation, pour des applications de correction de front d'onde sur des bandes spectrales étroites dans le LWIR et fonctionnant à faibles incidences. Ce faisant, nous avons développé une méthode de simulation de systèmes optiques mêlant optiques sub-lambda et lentilles réfractives, mené des optimisations de performances de nos prototypes, tout en respectant les contraintes liées à nos procédés de fabrication. Nos résultats nous permettent à présent de revoir nos exigences à la hausse et d'envisager des applications plus contraignantes pour nos optiques sub-lambda. En particulier, nous aborderons ici le cas de lentilles sub-lambda, avec un rappel à la problématique de concentration du flux sur une photodiode en infrarouge refroidi à la base de notre étude.

Dans ce cadre, le cas d'étude du réseau blazé sub-lambda est riche d'enseignements car si on envisage de fabriquer des lentilles sub-lambda de grandes dimensions et de grandes ouvertures, indispensables en imagerie infrarouge, on se trouverait en bord de dispositif dans le cas limite d'un réseau échelonné et on serait en prise avec cette problématique de rendement donc de pas de discrétisation sub-lambda Λ . Par ailleurs dans ce cas d'une lentille le réseau blazé en bord de dispositif serait en réalité de période P variable pour suivre l'évolution de la loi de phase de plus en plus rapide à mesure qu'on s'éloigne du bord du dispositif (voir figure 4.14 et équation 4.18[81, 11, 31]) :

$$\Phi(r) = \frac{2\pi}{\lambda} \left(f - \sqrt{r^2 + f^2} \right) \text{mod}(2\pi) \quad (4.18)$$

avec f la focale de la lentille convergente, r la distance au centre de la lentille, et λ la longueur d'onde.

Ainsi les valeurs de phase ne seraient pas périodiques de période P mais évolueraient petit à petit, et un seul jeu de 8 dimensions de résonateurs par exemple ne suffirait plus : il faudrait atteindre beaucoup de valeurs entre 0 et 2π dans le cas d'un pas de structuration sub-lambda Λ constant. Par conséquent, outre la diminution de Λ pour améliorer le rendement et pouvoir atteindre des angles de déviation important, il faudrait disposer d'un pas de discrétisation de la phase très fin (taille de grille) et donc de procédés avancés et complexes à mettre en oeuvre. Symétriquement il est possible d'envisager de rendre la période Λ de la structuration sub-lambda variable, afin de d'approcher la loi de phase avec moins de résonateurs mais à des positions adaptées. Mais cela demanderait tout autant de précision à la fabrication et donc des procédés avancés dans le cas de

lentilles de grandes dimensions à fortes ouvertures.

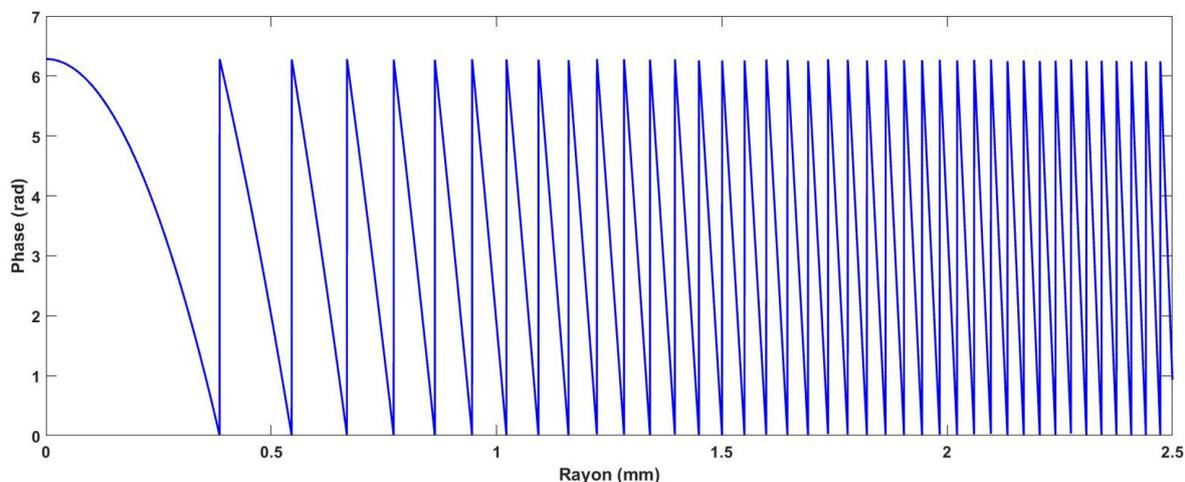


FIGURE 4.14 – Evolution de la phase sur un rayon d’une lentille convergente de 5mm de diamètre ouverte à $f_{\#} = 1.4$, à la longueur d’onde $\lambda = 10.6\mu m$. On constate qu’en s’éloignant du centre de la lentille la loi de phase se rapproche de celle d’un réseau blazé avec un pas qui diminue.

Il apparaissait donc opportun dans un premier temps et pour des optiques sub-lambda millimétriques voire centimétriques, compte tenu de nos contraintes en terme de procédés de fabrication, de privilégier des lames de correction du front d’onde qui comportent moins de retours de 0 à 2π de la loi de phase pour ne pas se retrouver dans des cas limites de réseau blazé en bord de dispositif pouvant fortement dégrader les performances de notre système optique. Cependant la figure 4.14 de la loi de phase d’une lentille de 5mm de diamètre ouverte à 1.4 à la longueur d’onde $\lambda = 10.6\mu m$ montre que le cas limite de notre réseau blazé (8 résonateurs, phase variant de 0 à 2π en $32\mu m$) n’est atteint qu’en bord de lentille (à 2.5mm du centre). Ainsi, à la condition de soigner la réalisation de notre structuration sub-lambda, par exemple en passant par une lithographie e-beam, il apparaît à présent possible d’atteindre un bon rendement sur le réseau blazé en bord de lentille et donc de réaliser un telle optique sub-lambda.

Le cas de la microlentille en face arrière d’une photodiode en infrarouge refroidi a été présenté au début de ce manuscrit (voir section 1.5) et nous a permis de mener une réflexion sur un cahier des charges initial pour l’étude de structures sub-lambda au sein de systèmes d’imagerie infrarouge. A présent il est intéressant de revenir sur cette problématique et d’envisager, à nouveau, une solution sub-lambda. Cette solution, dans la lignée des travaux menés durant cette thèse, s’envisage en champ lointain. Notons qu’il n’est pas immédiat de trouver une telle structure car d’une part le substrat est en CdZnTe, d’indice de réfraction plus faible que le silicium, et d’autre part la longueur

d'onde se situe dans le SWIR, à $\lambda = 2\mu m$ avec à la clé des dimensions critiques plus petites que celles que nous avons dans le LWIR donc des procédés potentiellement plus complexes à mettre en oeuvre. Cependant il est intéressant d'observer la figure 4.15 qui montre la loi de phase d'une telle optique, de $200\mu m$ de diamètre et de focale $f = 700\mu m$. En effet on voit une loi de phase peu "agressive", dans le sens où elle ne présente pas beaucoup de modulations par 2π . Dès lors les problématiques se situeront plus au niveau de la recherche d'une géométrie sub-lambda qui présente 2π d'amplitude de phase, une bonne transmission et acceptation angulaire, insensible à la polarisation, réalisable et à la longueur d'onde $\lambda = 2\mu m$.

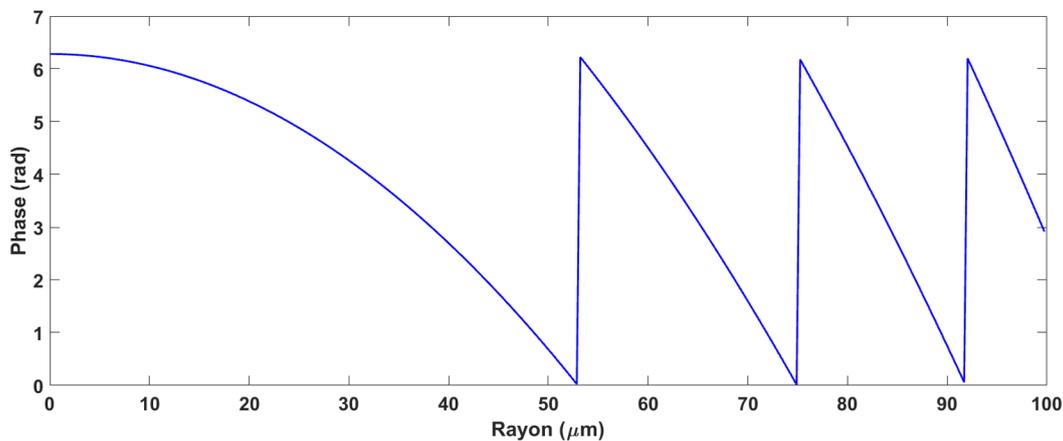


FIGURE 4.15 – Evolution de la phase sur un rayon d'une micro-lentille convergente de $200\mu m$ et de focale $f = 700\mu m$, à la longueur d'onde $\lambda = 2\mu m$. On constate une loi de phase peu agressive.

4.7 Conclusion

Les métasurfaces optiques sont des objets complexes aux propriétés modulables en fonction des matériaux utilisés, de la longueur d'onde considérée, de la forme et de la dimension des résonateurs sub-lambda et du pas de réseau sub-lambda. Réussir à maîtriser la phase et la transmission sur une large bande et en fonction de l'angle d'incidence ajoute des degrés de complexité à l'optimisation des structures. Des outils de fabrication avancés peuvent permettre d'élargir la gamme des paramètres géométriques accessibles, et des outils d'optimisation pouvant faire appel à des métamodèles pour alléger les temps de calculs constituent des pistes intéressantes pour avancer sur les performances de nos optiques sub-lambda. Ces dernières devront aussi s'avérer robustes aux variations de procédé et il faudra adapter nos méthodes de fabrication à des procédés collectifs pour dépasser la phase de prototypage unitaire et mieux étudier ces phénomènes.

Si les méthodes mises en oeuvre durant la thèse rendent compte assez précisément de systèmes optiques mêlant lentilles réfractives et optiques sub-lambda dans la plupart des cas, il est important de noter que cette façon de procéder peut être mise en défaut dans certaines situations. L'utilisateur devra par exemple être en mesure d'identifier des rayons à des incidences erronées dans le cas de dispositifs en réseau blazé ou en quasi-réseau en bord de lentille par exemple, en s'appuyant sur l'équation des réseaux et le calcul du rendement des ordres de diffraction. La géométrie des résonateurs sub-lambda aura aussi un impact sur la validité de l'hypothèse d'une phase rayonnée en champ lointain suffisamment indépendante des dimensions des résonateurs voisins pour effectuer la conception d'une lame sub-lambda à partir de la phase calculée en RCWA. De même lors de la conception d'une lame sub-lambda il faudra s'assurer que les largeurs des marches de phase ne soient pas trop importantes afin de bien dévier la lumière efficacement. La conception d'optiques sub-lambda de grandes dimensions demande donc qu'un certain nombre de conditions soient respectées pour obtenir des résultats conformes à la fonction optique visée et modélisable avec un temps de calcul raisonnable. Pour nos fonctions de correction de front d'onde et avec nos géométries sub-lambda, notre méthode a démontré son efficacité.

Conclusion

Dans le cadre de ce travail de thèse nous avons abordé deux technologies de détection infrarouge : l'infrarouge refroidi et l'infrarouge thermique. La détection haute performance au moyen de diodes en HgCdTe refroidies dans un cryostat demande la mise en oeuvre de systèmes optiques qui doivent à la fois transmettre le plus possible et concentrer la lumière sur les détecteurs afin de maximiser leur rendement. Le budget optique tient une part importante du coût total des systèmes en infrarouge refroidi, et les problématiques de poids et d'encombrement sont importantes. Concernant l'infrarouge thermique, les détecteurs et les systèmes associés sont moins coûteux (fonctionnement à température ambiante, fabrication collective des plans focaux) et l'objectif dans ce domaine est de proposer des solutions d'imagerie bas coût pour des applications à gros volume (véhicule autonome, domotique, sécurité...). Actuellement les systèmes optiques associés aux détecteurs thermiques sont fabriqués de façon unitaire par moulage ce qui entraîne des coûts importants.

Tout l'intérêt des optiques sub-lambda pour l'imagerie infrarouge est de proposer la fonctionnalisation optique de substrats plans par la gravure de motifs de taille inférieure à la longueur d'onde au moyen de procédés collectifs issus de l'industrie de la microélectronique. Ce faisant, il devient possible de diminuer les coûts de fabrication des optiques pour les systèmes d'imagerie, avec une empreinte minimale sur le système du fait de leur nature plane et légère. L'objectif de cette thèse était d'étudier l'implémentation de telles structures sub-lambda au sein de systèmes d'imagerie infrarouge, pour répondre au besoin de diminution des coûts des systèmes optiques et d'amélioration de leurs performances.

Pour ce faire, nous avons étudié des structures sub-lambda en prenant en compte nos contraintes de fabrication, nous avons mis en oeuvre un modèle capable de rendre compte de leur comportement dans un système optique d'imagerie infrarouge, nous avons développé des procédés de fabrication et caractérisé plusieurs prototypes sur banc optique.

Bilan et résultats principaux

La manipulation d'un front d'onde au moyen d'une structure sub-lambda présente un certain nombre de problématiques dans nos applications d'imagerie en fonction de la géométrie des résonateurs sub-lambda : transmission variable, sensibilité à la polarisation, à l'angle d'incidence, à la longueur d'onde. Notre démarche a consisté à établir un cahier des charges simplifié qui permette d'étudier ce type d'optiques au sein d'un système d'imagerie infrarouge pour développer nos outils de simulation et nos procédés de fabrication, avant de mener dans un second temps l'optimisation de ces structures et la complexification des systèmes optiques mis en oeuvre. Dans cette perspective, et suite à nos résultats sur une première étude de concentration de flux sur une photodiode infrarouge refroidie au moyen de microlentilles réfractives montrant de meilleures performances que des solutions diffractives, nous avons choisi dans un premier temps de :

- considérer de faibles angles d'incidence et de déviation par nos optiques sub-lambda. Par conséquent nos travaux se sont orientés vers des systèmes optiques mixte entre lentilles réfractives et lame sub-lambda de correction d'aberrations
- travailler à une seule longueur d'onde, avec des prototypes faits pour fonctionner à $7.7\mu m$ et à $10.6\mu m$
- revoir à la baisse nos exigences de transmission en acceptant des structures transmettant à un niveau équivalent au silicium
- considérer uniquement des structures indépendantes de la polarisation

Associer des lentilles réfractives à des lames sub-lambda permet de simplifier les lentilles (diminuer l'asphérisation, voire le nombre de dioptries d'un système optique) tout en maintenant ou en améliorant les performances optiques du système. Cependant il faut être en mesure de simuler un tel système optique en prenant en compte des calculs électromagnétiques pour la lame sub-lambda et de la conception optique classique par tracé de rayons pour les lentilles réfractives. De plus, dans ce cadre les lames sub-lambda sont amenées à être de grande dimension, c'est à dire du même ordre que les lentilles réfractives : de quelques millimètres à quelques centimètres de diamètre. Il est impossible de simuler au moyen de codes de type différences finies de tels objets dans leur intégralité. C'est pour cette raison que nous avons commencé par développer une méthode de simulation, faisant appel à un calcul RCWA pour la structure sub-lambda, qui permet d'extrapoler une fonction optique en variant la géométrie de résonateurs qui rayonnent en champ lointain une phase avec une variation de 2π d'amplitude. On fait alors l'hypothèse que la phase calculée en RCWA sera la même que celle sur le dispositif réel où les dimensions des résonateurs peuvent évoluer d'une période à l'autre. Cette hypothèse forte de ce travail a été vérifiée pour nos structures sub-lambda.

Cette approche a été couplée à l'utilisation, dans le logiciel de conception optique

Zemax, de la loi de Snell-Descartes généralisée pour rendre compte de la déviation des rayons lumineux par nos lames de phase sub-lambda. Il devient alors possible de simuler des systèmes optiques mêlant des lentilles réfractives et des lames sub-lambda en un faible temps de calcul. Nos simulations ont montré un bon accord avec nos résultats de caractérisation sur banc optique, tout en mettant en évidence certains artefacts dans le cas particulier de réseaux blazés binaires qu'il s'agira de bien prendre en compte, ou de corriger, lors de la simulation d'objets de ce type ou dans le cas de lentilles binaires de grand diamètre et forte ouverture.

La possibilité offerte par ce modèle de simuler nos systèmes optiques nous a permis de mener des optimisations de nos structures sub-lambda afin de mieux encoder la loi de phase désirée sur nos optiques et d'obtenir un gain important en résolution dans le cas de la correction d'une aberration sphérique d'une lentille du commerce. Ces derniers résultats nous permettent d'augmenter la résilience à l'angle d'incidence de nos métasurfaces optiques, d'améliorer leur transmission et d'élargir leur bande spectrale de fonctionnement. Ces résultats constituent un pas important vers l'utilisation d'optiques sub-lambda de grandes dimensions au sein de systèmes d'imagerie infrarouge.

Perspectives

Les travaux de cette thèse ont été validés expérimentalement en développant des procédés de fabrication issus de la microélectronique, mais dans le cas de prototypage de dispositifs unitaires. Dès lors, des travaux de développement de procédés collectifs sont à mener pour fabriquer en grand nombre ces métasurfaces optiques et baisser leur coût de production pour obtenir des systèmes optiques plus bas coût. Dans ce cadre, il faudra attacher une importance particulière à la résilience de nos optiques face aux variations de fabrication et trouver les meilleurs compromis entre la résolution en lithographie qui détermine la dimension des micro-résonateurs et la profondeur de gravure atteignable afin de déphaser la lumière avec une amplitude allant de 0 à 2π en fonction de la variation de paramètres géométriques des résonateurs, comme le diamètre de plots dans notre étude.

Par ailleurs, nous avons proposé une nouvelle architecture d'optiques sub-lambda encapsulées afin d'obtenir une transmission supérieure à 90% par l'ajout de traitements anti-reflets. La forte transmission des optiques est en effet un prérequis important dans les systèmes infrarouge. Cependant d'autres pistes peuvent être envisagées en modifiant la géométrie des résonateurs sub-lambda : on a pu constater en effet une transmission plus forte pour la géométrie mise en oeuvre pour le prototype à $10.6\mu m$ en comparaison de celui à $7.7\mu m$.

L'ingénierie de la forme des résonateurs sub-lambda apparaît comme un levier pour

Conclusion

optimiser différentes propriétés de nos optiques, et outre leur transmission on s'intéressera au contrôle de leur dispersion et à leur réponse angulaire. Dans le cas de la dispersion, selon les systèmes optiques envisagés il peut être intéressant de la supprimer sur une large bande afin d'obtenir des dispositifs achromatiques, mais il est aussi attrayant de la contrôler de sorte à compenser le chromatisme des lentilles présentes dans le système optique. Pour des applications monochromatiques, par exemple pour un LIDAR associé à un détecteur infrarouge refroidi, il serait utile de gérer la transmission d'une optique sub-lambda de sorte à rejeter fortement les longueurs d'ondes qui ne sont pas utiles afin de diminuer le bruit détecté. De même, le contrôle de la phase en fonction de l'angle d'incidence permettrait de concevoir des optiques sub-lambda dans des systèmes très ouverts et à grand champ de vue. Cependant il apparaît complexe de trouver de telles propriétés optiques avec des géométries "simples" (réseau de plots par exemple) tout en respectant les contraintes de fabrication. C'est dans ce cadre que l'utilisation d'outils avancés pour l'optimisation multivariées de nos géométries, comme les métamodèles, pourrait nous permettre d'étudier des géométries "non instinctives" sans avoir à explorer de façon exhaustive l'espace des paramètres du problème pour des raisons de temps de calcul. Les résultats obtenus durant cette thèse constituent un point de départ intéressant pour ces études dans la mesure où nous avons pu améliorer de façon notable la transmission et la bande spectrale d'utilisation de nos optiques sub-lambda.

Pour finir il est important de mentionner que rien ne s'oppose à l'utilisation des outils développés dans cette thèse pour d'autres domaines de longueur d'onde. Il faudra alors modifier les matériaux utilisés en fonction de la bande spectrale d'intérêt, et utiliser des moyens de fabrication adaptés dans la mesure où plus la longueur d'onde de la lumière sera petite plus il faudra atteindre de fortes résolutions afin de rester en régime sub-longueur d'onde.

Annexe A

Paramètres du process de fabrication

Voici les détails du procédé de fabrication décrit dans la section 2.5.1 page 84.

La résine utilisée est l’AZ5214, et le promoteur d’adhérence du VM652. L’étalement se fait avec les paramètres suivants :

- VM652 : étalement à la vitesse de $4000rpm/s$, accélération de $2000rpm/sec^2$, pendant 50 secondes
- AZ5214 : étalement à la vitesse de $2000rpm/s$, accélération de $2000rpm/sec^2$, pendant 60 secondes
- L’échantillon est recuit à $65^{\circ}C$ pendant 140 secondes

Concernant la lithographie laser sur la machine $\mu PG101$ de Heidelberg Instruments avec le mode I, correspondant à la tête d’écriture qui permet d’atteindre la plus fine résolution. La puissance est réglée à 16mW (100%).

Après exposition, on développe l’échantillon durant 60 secondes dans une solution d’AZ developer diluée dans le l’eau déionisée (dilution 1 :1).

On procède alors au dépôt de 200 nm d’aluminium sur l’échantillon avec la machine d’évaporation de métaux MEB550 de Plassys. Après dépôt on procède au lift off en immergeant dans de l’acétone l’échantillon pendant une douzaine d’heures.

Dès lors on procède à la gravure avec l’équipement ICP Plasmalab100 d’Oxford. Les gaz de gravure sont le SF6 (25 sccm) et le CH2F2 (40 sccm), avec une pression de 15mTor à $20^{\circ}C$. On règle le *Bias RF generator* (qui contrôle l’accélération des ions) à 30W et le *Plasma RF generator* (qui contrôle les propriétés du plasma) à 1200W. L’échantillon est collé sur un wafer de silicium recouvert d’une couche de SiO_2 de $1\mu m$ d’épaisseur ce qui accélère la gravure. Pour coller l’échantillon, on pose une goutte de résine (AZ1512, AZ5214, etc., peu importe) sur le wafer de support sur laquelle on place l’échantillon. On procède alors à un recuit de 5 minutes à $100^{\circ}C$ pour enlever les espèces volatiles et éviter un décollement lors de la gravure sous vide. Pour plus de précaution, on ajoute un kapton pour coller l’échantillon au wafer. La vitesse de gravure est de l’ordre de $2\mu m/min$, qu’on

requalifie régulièrement. Comme nous gravons sans couche d'arrêt de gravure, on procède au temps donc à l'aveugle et la précision atteinte sur les premiers échantillons est de $\pm 300nm$ autour de la valeur objectif de $7\mu m$, ce qui reste acceptable vu la résilience de la phase et la transmission à ce degré d'erreur de hauteur de plot (voir figure 2.8 page 59).

Pour finir, on retire chimiquement le masque dur en Aluminium.

Annexe B

Vues MEB du réseau blazé binaire

Si certaines parties du réseau blazé binaire présentaient des défauts de fabrication qui n'apparaissent pas trop préjudiciables au premier ordre, comme sur la figure 3.1 page 102, d'autres zones du dispositif étaient très dégradées et expliquent aussi pourquoi le rendement de ce prototype à l'ordre 1 était bien inférieur à ce que prédisait la théorie en l'absence de défauts.

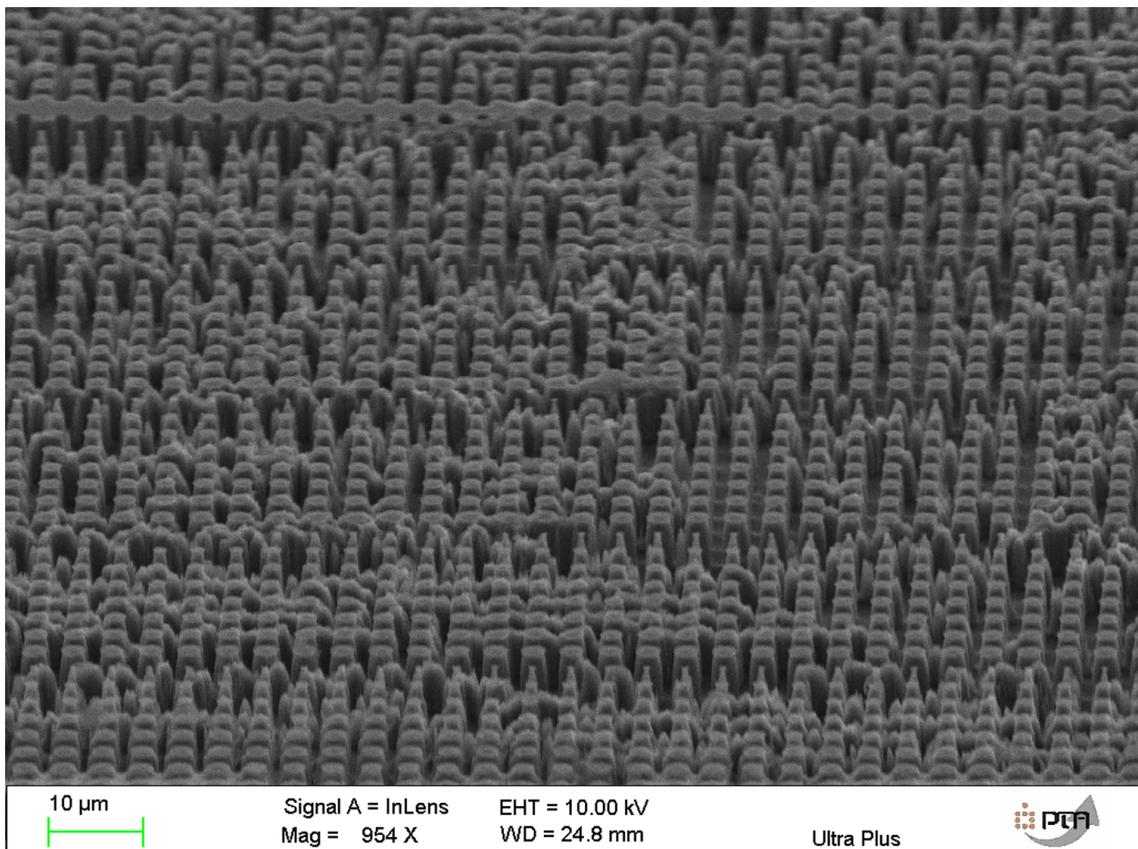


FIGURE B.1 – Vue au microscope électronique à balayage (MEB) d'une des zones très dégradées du prototype de réseau blazé binaire sub-lambda.

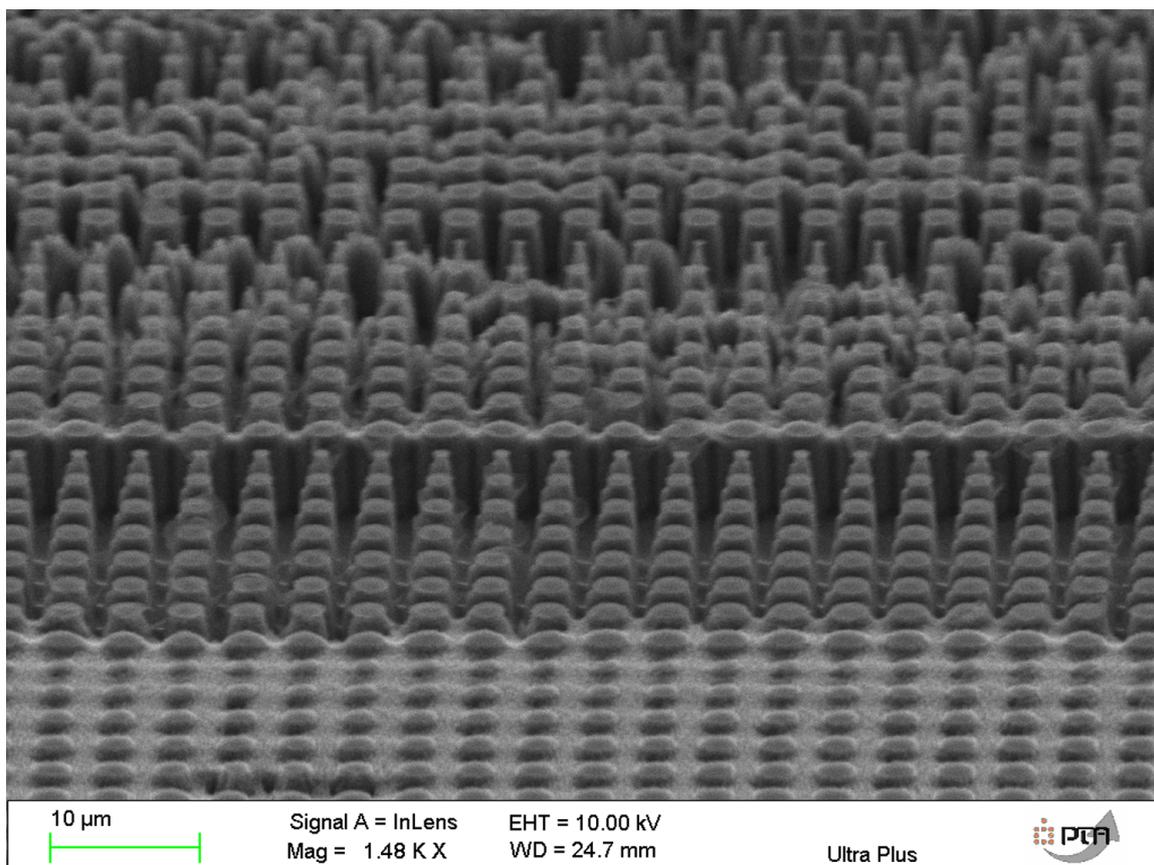


FIGURE B.2 – Vue au microscope électronique à balayage (MEB) d’une des zones très dégradées du prototype de réseau blazé binaire sub-lambda. Sur cette image on voit une partie quasiment non gravée, où la lumière ne doit pas être déviée.

Références

- [1] Radislav A. Potyrailo, Ravi K. Bonam, John G. Hartley, Timothy A. Starkey, Peter Vukusic, Milana Vasudev, Timothy Bunning, Rajesh R. Naik, Zhexiong Tang, Manuel A. Palacios, Michael Larsen, Laurie A. Le Tarte, James C. Grande, Sheng Zhong, and Tao Deng. Towards outperforming conventional sensor arrays with fabricated individual photonic vapour sensors inspired by Morpho butterflies. Nature Communications, 6(1), December 2015.
- [2] P. B. Clapham and M. C. Hutley. Reduction of Lens Reflexion by the "Moth Eye" Principle. Nature, 244(5414) :281–282, August 1973.
- [3] S.J. Wilson and M.C. Hutley. The Optical Properties of 'Moth Eye' Antireflection Surfaces. Optica Acta : International Journal of Optics, 29(7) :993–1009, July 1982.
- [4] R W Wood. On a Remarkable Case of Uneven Distribution of Light in a Diffraction Grating Spectrum. Proceedings of the Physical Society of London, 18(1) :269, 1902.
- [5] Saman Jahani and Zubin Jacob. All-dielectric metamaterials. Nature Nanotechnology, 11(1) :23–36, January 2016.
- [6] ULIS. Ulis thermal image sensor catalog. <https://www.ulis-ir.com/catalog/thermal-image-sensor.html>, 2018.
- [7] Sierra-Olympic Technologies Inc. Vayu hd 1080p thermal camera. <https://www.sierraolympic.com/products/details/vayu-hd>, 2017.
- [8] Gary J. Swanson. Binary optics technology : the theory and design of multi-level diffractive optical elements. Technical report, DTIC Document, 1989.
- [9] J. Rothman ; G. Lasfargues ; J. Abergel. HgCdTe apds for free space optical communications. Proc.SPIE, page 9647, 2015.
- [10] Arnaud Dumas. Apport des photodiodes à avalanche HgCdTe pour la télédétection du CO2 atmosphérique par lidar DIAL à 2 micromètres. These, Université Paris-Saclay, December 2016.

RÉFÉRENCES

- [11] Patrice Genevet, Federico Capasso, Francesco Aieta, Mohammadreza Khorasaninejad, and Robert Devlin. Recent advances in planar optics : from plasmonic to dielectric metasurfaces. Optica, 4(1) :139, January 2017.
- [12] Alexander Y. Zhu, Arseniy I. Kuznetsov, Boris Luk'yanchuk, Nader Engheta, and Patrice Genevet. Traditional and emerging materials for optical metasurfaces. Nanophotonics, 6(2), January 2017.
- [13] William L. Barnes, Alain Dereux, and Thomas W. Ebbesen. Surface plasmon subwavelength optics. Nature, 424(6950) :824–830, August 2003.
- [14] Nanfang Yu, P. Genevet, F. Aieta, M. A. Kats, R. Blanchard, G. Aoust, J-P Tetienne, Z. Gaburro, and F. Capasso. Flat Optics : Controlling Wavefronts With Optical Antenna Metasurfaces. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 19(3) :4700423–4700423, May 2013.
- [15] Francesco Aieta, Patrice Genevet, Mikhail A. Kats, Nanfang Yu, Romain Blanchard, Zeno Gaburro, and Federico Capasso. Aberration-Free Ultrathin Flat Lenses and Axicons at Telecom Wavelengths Based on Plasmonic Metasurfaces. Nano Letters, 12(9) :4932–4936, September 2012.
- [16] Connie J. Chang-Hasnain and Weijian Yang. High-contrast gratings for integrated optoelectronics. Advances in Optics and Photonics, 4(3) :379, September 2012.
- [17] Fanglu Lu, Forrest G. Sedgwick, Vadim Karagodsky, Christopher Chase, and Connie J. Chang-Hasnain. Planar high-numerical-aperture low-loss focusing reflectors and lenses using subwavelength high contrast gratings. Optics express, 18(12) :12606–12614, 2010.
- [18] Amir Arbabi, Yu Horie, Alexander J. Ball, Mahmood Bagheri, and Andrei Faraon. Subwavelength-thick lenses with high numerical apertures and large efficiency based on high-contrast transmitarrays. Nature Communications, 6 :7069, May 2015.
- [19] Steven J. Byrnes, Alan Lenef, Francesco Aieta, and Federico Capasso. Designing large, high-efficiency, high-numerical-aperture, transmissive meta-lenses for visible light. Optics Express, 24(5) :5110, March 2016.
- [20] D. Lin, P. Fan, E. Hasman, and M. L. Brongersma. Dielectric gradient metasurface optical elements. Science, 345(6194) :298–302, July 2014.
- [21] Sonny Vo, David Fattal, Wayne V. Sorin, Zhen Peng, Tho Tran, Marco Fiorentino, and Raymond G. Beausoleil. Sub-Wavelength Grating Lenses With a Twist. IEEE Photonics Technology Letters, 26(13) :1375–1378, July 2014.

- [22] Wilhelm Stork, Norbert Streibl, H. Haidner, and P. Kipfer. Artificial distributed-index media fabricated by zero-order gratings. *Optics letters*, 16(24) :1921–1923, 1991.
- [23] F. T. Chen and H. G. Craighead. Diffractive phase elements based on two-dimensional artificial dielectrics. *Optics letters*, 20(2) :121–123, 1995.
- [24] D. Mawet, J. Baudrand, Cedric Lenaerts, V. Moreau, P. Riaud, D. Rouan, and Jean Surdej. Birefringent achromatic phase shifters for nulling interferometry and phase coronagraphy. In *Earths : DARWIN/TPF and the Search for Extrasolar Terrestrial Planets*, volume 539, pages 519–524, 2003.
- [25] Philippe Lalanne and Jean-Paul Hugonin. High-order effective-medium theory of sub-wavelength gratings in classical mounting : application to volume holograms. *JOSA A*, 15(7) :1843–1851, 1998.
- [26] Nanfang Yu, Patrice Genevet, Mikhail A. Kats, Francesco Aieta, Jean-Philippe Tetienne, Federico Capasso, and Zeno Gaburro. Light propagation with phase discontinuities : generalized laws of reflection and refraction. *science*, 334(6054) :333–337, 2011.
- [27] Amir Arbabi, Yu Horie, Mahmood Bagheri, and Andrei Faraon. Dielectric metasurfaces for complete control of phase and polarization with subwavelength spatial resolution and high transmission. *Nature nanotechnology*, 2015.
- [28] Amir Arbabi, Ehsan Arbabi, Seyedeh Mahsa Kamali, Yu Horie, Seunghoon Han, and Andrei Faraon. Miniature optical planar camera based on a wide-angle metasurface doublet corrected for monochromatic aberrations. *Nature Communications*, 7 :13682, November 2016.
- [29] Seyedeh Mahsa Kamali, Ehsan Arbabi, Amir Arbabi, Yu Horie, and Andrei Faraon. Highly tunable elastic dielectric metasurface lenses : Highly tunable elastic dielectric metasurface lenses. *Laser & Photonics Reviews*, 10(6) :1002–1008, November 2016.
- [30] Ehsan Arbabi, Amir Arbabi, Seyedeh Mahsa Kamali, Horie Yu, Mohammad Sadegh Faraji-Dana, and Andrei Faraon. MEMS-tunable dielectric metasurface lens. *Nature Communications*, 9(1), December 2018.
- [31] Alan She, Shuyan Zhang, Samuel Shian, David R. Clarke, and Federico Capasso. Adaptive metalenses with simultaneous electrical control of focal length, astigmatism, and shift. *Science Advances*, 4(2) :eaap9957, 2018.

RÉFÉRENCES

- [32] D. R. Smith. Metamaterials and Negative Refractive Index. Science, 305(5685) :788–792, August 2004.
- [33] Amir Arbabi, Mahdad Mansouree, Ehsan Arbabi, Seyedeh Mahsa Kamali, Horie Yu, and Andrei Faraon. Flat optics with dielectric metasurfaces (conference presentation). In Photonic and Phononic Properties of Engineered Nanostructures VIII, volume 10541, 2018.
- [34] Arseniy I. Kuznetsov, Andrey E. Miroshnichenko, Mark L. Brongersma, Yuri S. Kivshar, and Boris Luk'yanchuk. Optically resonant dielectric nanostructures. Science, 354(6314) :aag2472, November 2016.
- [35] Dimitri Mawet. Subwavelength gratings for extrasolar planetary system imaging and characterization. PhD thesis, 09 2006.
- [36] D. Mawet, P. Riaud, O. Absil, and J. Surdej. Annular Groove Phase Mask Coronagraph. The Astrophysical Journal, 633(2) :1191–1200, November 2005.
- [37] Vadim Karagodsky, Forrest G. Sedgwick, and Connie J. Chang-Hasnain. Theoretical analysis of subwavelength high contrast grating reflectors. Optics express, 18(16) :16973–16988, 2010.
- [38] Vadim Karagodsky and Connie J. Chang-Hasnain. Physics of near-wavelength high contrast gratings. Optics Express, 20(10) :10888, May 2012.
- [39] Pengfei Qiao, Li Zhu, Weng Cho Chew, and Connie J. Chang-Hasnain. Theory and design of two-dimensional high-contrast-grating phased arrays. Optics Express, 23(19) :24508, September 2015.
- [40] Ye Zhou, M.C.Y. Huang, C. Chase, V. Karagodsky, M. Moewe, B. Pesala, F.G. Sedgwick, and C.J. Chang-Hasnain. High-Index-Contrast Grating (HCG) and Its Applications in Optoelectronic Devices. IEEE Journal of Selected Topics in Quantum Electronics, 15(5) :1485–1499, 2009.
- [41] Patrice Genevet and Federico Capasso. Holographic optical metasurfaces : a review of current progress. Reports on Progress in Physics, 78(2) :024401, February 2015.
- [42] Rongzhen Li, Zhongyi Guo, Wei Wang, Jingran Zhang, Keya Zhou, Jianlong Liu, Shiliang Qu, Shutian Liu, and Jun Gao. Arbitrary focusing lens by holographic metasurface. Photonics Research, 3(5) :252, October 2015.
- [43] Jacob Scheuer. Metasurfaces-based holography and beam shaping : engineering the phase profile of light. Nanophotonics, 6(1), January 2017.

- [44] Seyedeh Mahsa Kamali, Ehsan Arbabi, Amir Arbabi, Yu Horie, MohammadSadeqh Faraji-Dana, and Andrei Faraon. Angle-Multiplexed Metasurfaces : Encoding Independent Wavefronts in a Single Metasurface under Different Illumination Angles. Physical Review X, 7(4), December 2017.
- [45] Mooseok Jang, Yu Horie, Atsushi Shibukawa, Joshua Brake, Yan Liu, Seyedeh Mahsa Kamali, Amir Arbabi, Haowen Ruan, Andrei Faraon, and Changhuei Yang. Wavefront shaping with disorder-engineered metasurfaces. Nature Photonics, 12(2) :84–90, February 2018.
- [46] Philippe Lalanne and Pierre Chavel. Metalenses at visible wavelengths : past, present, perspectives. Laser & Photonics Reviews, 11(3) :1600295, May 2017.
- [47] Jacob Engelberg and Uriel Levy. Optimizing the spectral range of diffractive metalenses for polychromatic imaging applications. Optics Express, 25(18) :21637, September 2017.
- [48] Fabrizio Silvestri, Giampiero Gerini, Stefan M.B. Bäumer, and Erwin J. van Zwet. Robust design procedure for dielectric resonator metasurface lens array. Optics Express, 24(25) :29153, December 2016.
- [49] Douglas W. Ricks and John M. Boteler. Aberration reduction using binary optics. In OE/LASE'90, 14-19 Jan., Los Angeles, CA, pages 79–89. International Society for Optics and Photonics, 1990.
- [50] Max J. Riedl. Design Example for the Use of Hybrid Optical Elements in the Infrared. Appl. Opt., 35(34) :6833–6834, December 1996.
- [51] Max J Riedl and SPIE. Optical design fundamentals for infrared systems. SPIE, Bellingham, Wash. <1000 20th St. Bellingham WA 98225-6705 USA>, 2001. OCLC : 812345753.
- [52] Ehsan Arbabi, Amir Arbabi, Seyedeh Mahsa Kamali, Yu Horie, and Andrei Faraon. Controlling the sign of chromatic dispersion in diffractive optics with dielectric metasurfaces. Optica, 4(6) :625, June 2017.
- [53] Shaowu Wang, Jianjun Lai, Tao Wu, Changhong Chen, and Junqiang Sun. Wideband achromatic flat focusing lens based on all-dielectric subwavelength metasurface. Optics Express, 25(6) :7121, March 2017.
- [54] Francesco Aieta, Mikhail A. Kats, Patrice Genevet, and Federico Capasso. Multiwavelength achromatic metasurfaces by dispersive phase compensation. Science, 347(6228) :1342, March 2015.

RÉFÉRENCES

- [55] Ehsan Arbabi, Amir Arbabi, Seyedeh Mahsa Kamali, Yu Horie, and Andrei Faraon. Multiwavelength metasurfaces through spatial multiplexing. Scientific Reports, 6(1), December 2016.
- [56] Ehsan Arbabi, Amir Arbabi, Seyedeh Mahsa Kamali, Yu Horie, and Andrei Faraon. Multiwavelength polarization-insensitive lenses based on dielectric metasurfaces with meta-molecules. Optica, 3(6) :628, June 2016.
- [57] Mohammadreza Khorasaninejad, Francesco Aieta, Pritpal Kanhaiya, Mikhail A. Kats, Patrice Genevet, David Rousso, and Federico Capasso. Achromatic Meta-surface Lens at Telecommunication Wavelengths. Nano Letters, 15(8) :5358–5362, August 2015.
- [58] Mohammadreza Khorasaninejad and Federico Capasso. Broadband Multifunctional Efficient Meta-Gratings Based on Dielectric Waveguide Phase Shifters. Nano Letters, 15(10) :6709–6715, October 2015.
- [59] Shane Colburn, Alan Zhan, and Arka Majumdar. Metasurface optics for full-color computational imaging. Science Advances, 4(2) :eaar2114, February 2018.
- [60] Alan She, Shuyan Zhang, Samuel Shian, David R. Clarke, and Federico Capasso. Large area metalenses : design, characterization, and mass manufacturing. Optics Express, 26(2) :1573, January 2018.
- [61] Johan Rothman ; Pierre Bleuet ; Luc Andre ; Quentin Abadie ; Geoffroy Bordot ; Sylvette Bisotto ; Guillaume Audoit ; Jean-Alain Nicolas ; Bertrand Dupont ; Jean-Pierre Rostand ; Gilles Lasfargues. Hgdcde apds for free space optical communications. Proc.SPIE, 10524 :10524 – 10524 – 11, 2018.
- [62] Florence De La Barrière. Vers l’intégration de fonctions d’imagerie sur le plan focal infrarouge Application à la conception et à la réalisation d’une caméra sur puce infrarouge cryogénique. PhD thesis, Paris 11, 2012.
- [63] Tatiana Grulois, Guillaume Druart, Nicolas Guérineau, Arnaud Crastes, Hervé Sauer, and Pierre Chavel. Extra-thin infrared camera for low-cost surveillance applications. Optics Letters, 39(11) :3169, June 2014.
- [64] Allen Taflove. Application of the Finite-Difference Time-Domain Method to Sinusoidal Steady-State Electromagnetic-Penetration Problems. IEEE Transactions on Electromagnetic Compatibility, EMC-22(3) :191–202, August 1980.
- [65] M. G. Moharam and T. K. Gaylord. Rigorous coupled-wave analysis of planar-grating diffraction. JOSA, 71(7) :811–818, 1981.

- [66] Lifeng Li. Use of Fourier series in the analysis of discontinuous periodic structures. JOSA A, 13(9) :1870–1876, 1996.
- [67] Lifeng Li. New formulation of the Fourier modal method for crossed surface-relief gratings. JOSA A, 14(10) :2758–2767, 1997.
- [68] Philippe Lalanne and G. Michael Morris. Highly improved convergence of the coupled-wave method for TM polarization. JOSA A, 13(4) :779–784, 1996.
- [69] Philippe Lalanne, Simion Astilean, Pierre Chavel, Edmond Cambril, and Huguet Launois. Blazed binary subwavelength gratings with efficiencies larger than those of conventional échelette gratings. Optics letters, 23(14) :1081–1083, 1998.
- [70] Heikki J. Hyvnrinen, Petri Karvinen, and Jari Turunen. Polarization insensitive resonance-domain blazed binary gratings. Optics express, 18(13) :13444–13450, 2010.
- [71] Yu-Ju Tsai, Stéphane Larouche, Talmage Tyler, Guy Lipworth, Nan M. Jokerst, and David R. Smith. Design and fabrication of a metamaterial gradient index diffraction grating at infrared wavelengths. Optics Express, 19(24) :24411, November 2011.
- [72] Gary J. Swanson and Wilfrid B. Veldkamp. Diffractive optical elements for use in infrared systems. Optical Engineering, 28(6) :286605–286605, 1989.
- [73] Drew A. Pommet, M. G. Moharam, and Eric B. Grann. Limits of scalar diffraction theory for diffractive phase elements. JOSA A, 11(6) :1827–1834, 1994.
- [74] Plateforme technologique amont. <http://pta-grenoble.com/>.
- [75] G. D. Boreman. Modulation transfer function in optical & electro-optical systems. Number v. TT 52 in Tutorial texts in optical engineering. SPIE Press, Bellingham, Wash., USA, 2001.
- [76] Philippe Lalanne, Simion Astilean, Pierre Chavel, Edmond Cambril, and Huguet Launois. Design and fabrication of blazed binary diffractive elements with sampling periods smaller than the structural cutoff. Journal of the Optical Society of America A, 16(5) :1143, May 1999.
- [77] M S L Lee, Ph Lalanne, J C Rodier, P Chavel, E Cambril, and Y Chen. Imaging with blazed-binary diffractive elements. page 7.
- [78] Quentin Abadie; Luc André; Abdelkader Aliane; Johan Rothman. Simulation method for large subwavelength devices in infrared imaging systems and comparison with experiment. Proc.SPIE, 10542 :10542 – 10542 – 10, 2018.

RÉFÉRENCES

- [79] Francesco Aieta, Patrice Genevet, Mikhail Kats, and Federico Capasso. Aberrations of flat lenses and aplanatic metasurfaces. Optics Express, 21(25) :31530, December 2013.
- [80] Manuel Decker, Isabelle Staude, Matthias Falkner, Jason Dominguez, Dragomir N. Neshev, Igal Brener, Thomas Pertsch, and Yuri S. Kivshar. High-efficiency dielectric Huygens' surfaces. Advanced Optical Materials, 3(6) :813–820, June 2015.
- [81] Shuyan Zhang, Myoung-Hwan Kim, Francesco Aieta, Alan She, Tobias Mansuripur, Ilan Gabay, Mohammadreza Khorasaninejad, David Rousso, Xiaojun Wang, Mariano Troccoli, Nanfang Yu, and Federico Capasso. High efficiency near diffraction-limited mid-infrared flat lenses based on metasurface reflectarrays. Optics Express, 24(16) :18024, August 2016.
- [82] Cédric Durantin, Julien Marzat, and Mathieu Balesdent. Analysis of multi-objective kriging-based methods for constrained global optimization. Computational Optimization and Applications, 63(3) :903–926, Apr 2016.
- [83] Cédric Durantin, Justin Rouxel, Jean-Antoine Désidéri, and Alain Glière. Multifidelity surrogate modeling based on radial basis functions. Structural and Multidisciplinary Optimization, 56(5) :1061–1075, Nov 2017.
- [84] Warren J. Smith. Modern optical engineering : the design of optical systems. McGraw Hill, New York, 3rd ed edition, 2000.
- [85] Cédric Durantin; Thomas Braure. Surrogate based design optimization toolbox. <https://github.com/freeSBD0/SBDOT>.
- [86] Jun Ding, Ningning Xu, Han Ren, Yuankun Lin, Weili Zhang, and Hualiang Zhang. Dual-Wavelength Terahertz Metasurfaces with Independent Phase and Amplitude Control at Each Wavelength. Scientific Reports, 6(1), December 2016.
- [87] Zi-Lan Deng, Shuang Zhang, and Guo Ping Wang. Wide-angled off-axis achromatic metasurfaces for visible light. Optics Express, 24(20) :23118, October 2016.
- [88] Yang Li, Xiong Li, Mingbo Pu, Zeyu Zhao, Xiaoliang Ma, Yanqin Wang, and Xiang-gang Luo. Achromatic flat optical components via compensation between structure and material dispersions. Scientific Reports, 6(1), April 2016.
- [89] Ori Avayu, Euclides Almeida, Yehiam Prior, and Tal Ellenbogen. Composite functional metasurfaces for multispectral achromatic optics. Nature Communications, 8 :14992, April 2017.

- [90] Bo Wang, Fengliang Dong, Qi-Tong Li, Dong Yang, Chengwei Sun, Jianjun Chen, Zhiwei Song, Lihua Xu, Weiguo Chu, Yun-Feng Xiao, Qihuang Gong, and Yan Li. Visible-Frequency Dielectric Metasurfaces for Multiwavelength Achromatic and Highly Dispersive Holograms. Nano Letters, 16(8) :5235–5240, August 2016.
- [91] C.F.R. Mateus, M.C.Y. Huang, Y. Deng, A.R. Neureuther, and C.J. Chang-Hasnain. Ultrabroadband Mirror Using Low-Index Cladded Subwavelength Grating. IEEE Photonics Technology Letters, 16(2) :518–520, February 2004.
- [92] David Sell, Jianji Yang, Sage Doshay, and Jonathan A. Fan. Periodic Dielectric Metasurfaces with High-Efficiency, Multiwavelength Functionalities. Advanced Optical Materials, 5(23) :1700645, December 2017.
- [93] Jianji Yang, David Sell, and Jonathan A. Fan. Freeform Metagratings Based on Complex Light Scattering Dynamics for Extreme, High Efficiency Beam Steering. Annalen der Physik, 530(1) :1700302, January 2018.