HAL
open science

Etude de l'apport des lentilles de Fresnel pour la vision

Tatiana Grulois

To cite this version:

Tatiana Grulois. Etude de l'apport des lentilles de Fresnel pour la vision. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COmUE), 2015. Français. NNT : 2015SACLS082 . tel-01267281

HAL Id: tel-01267281

https://theses.hal.science/tel-01267281

Submitted on 8 Feb 2016

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.

NNT : 2015SACLS082

THESE DE DOCTORAT
DE
L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY
PREPAREE A
L'UNIVERSITE PARIS-SUD

ÉCOLE DOCTORALE N°575
Electrical, optical, Biophysics and Engineering (EOBE)

Spécialité de doctorat : Physique

Par

Mme Tatiana Grulois

Étude de l'apport des lentilles de Fresnel pour la vision

Thèse présentée et soutenue à Paris-Sud, le 17 novembre 2015 :

Composition du Jury :

Mme Béatrice Dagens, Professeure, Présidente du Jury
M. Pierre Chavel, Directeur de thèse
Mme. Jannick Rolland, Rapporteur
M. Jean-louis De Bougrenet de la Tocnaye, Rapporteur
M. Thierry Lépine, Examinateur
M. Philippe Adam, Examinateur
M. Hervé Sauer, Co-encadrant invité
M. Christel-Loïc Tisse, Invité

Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales

Remerciements

Après trois ans de thèse, je tourne la page d'une belle aventure qui aura marqué ma vie professionnelle et personnelle. Je garderai longtemps le souvenir de toutes les personnes que j'ai eu la chance de rencontrer. Chacune à sa manière a participé à l'aboutissement de mes travaux et m'a permis de faire de ma thèse une si belle expérience. Je profite ici de ces quelques lignes pour leur adresser mes sincères remerciements.

Je remercie tout d'abord Franck Lefèvre, directeur du département d'Optique Théorique et Appliquée de l'ONERA, pour m'avoir accueillie au sein de son département. Je remercie également la Délégation Générale de l'Armement pour m'avoir accordé un précieux co-financement.

J'exprime mes remerciements à chacun des membres de mon jury. Je mesure la lourde tâche qu'ils ont eue à lire mon manuscrit un peu volumineux en un temps très court. Je remercie Jannick Rolland de l'Université de Rochester et Jean-Louis de Bougrenet de la Tocnaye de Télécom Bretagne pour avoir accepté d'être les rapporteurs de mon manuscrit. En particulier je les remercie pour le regard critique et avisé qu'ils ont porté sur mes travaux. Un grand merci également à Thierry Lépine du Laboratoire Hubert Curien de Saint-Etienne et à Christel-Loïc Tisse de la société ULIS. Je les remercie pour leurs remarques sur mes travaux et pour les discussions enrichissantes que nous avons eues lors de ma soutenance. Merci également à Philippe Adam de la DGA. Enfin, je remercie Béatrice Dagens pour avoir présidé mon jury.

Je souhaite ensuite adresser mes remerciements à Pierre Chavel pour avoir dirigé mes travaux de thèse, ainsi qu'à Hervé Sauer pour les avoir co-encadrés. Les réunions que nous avons organisées de façon régulière m'ont permis de faire avancer l'étude théorique que j'ai menée tout au long de ces trois années afin de modéliser le comportement des optiques diffractives. Je leur suis très reconnaissante de m'avoir fait bénéficier de leur longue expertise dans le domaine.

Je remercie chaleureusement Guillaume Druart qui m'a encadrée pendant ces trois ans. Il m'a transmis un sujet de recherche passionnant sur lequel j'ai pris tant de plaisir à travailler. Au quotidien il s'est entièrement investi dans mes travaux et il s'est toujours montré disponible pour répondre à la moindre de mes questions. Chaque jour j'ai pu admirer l'étendue de ses connaissances et profiter de ses conseils avisés. Dans le même temps, j'ai pu apprécier qu'il m'ait laissé la liberté d'action me permettant de m'épanouir pleinement dans mes travaux. En plus de tout ça, je le remercie pour son enthousiasme et pour sa bonne humeur, ainsi que pour le soutien incontestable qu'il m'a apporté tout au long de ma thèse. Je mesure la chance que j'ai eue de travailler avec lui.

Il me tient également à coeur de remercier Nicolas Guérineau. Merci à lui pour les discussions que nous avons eues en particulier lorsqu'on a rédigé nos articles et lorsqu'on a préparé mes présentations orales pour les conférences. Il m'a beaucoup aidée à prendre

du recul sur mes résultats et il m'a appris à mettre en valeur mes travaux. Je remercie également vivement Mathieu Chambon avec qui j'ai travaillé au quotidien afin de produire les résultats expérimentaux que je présente dans mon manuscrit. Cela a été un réel plaisir de sortir de mon bureau pour passer du temps au laboratoire du sous-sol. Aussi, je souhaite témoigner toute ma gratitude à Arnaud Crastes de la société ULIS pour son implication dans mes travaux de thèse. Son expertise et sa grande connaissance du contexte et des besoins industriels auront permis de guider des choix cruciaux de mes travaux.

Merci à l'ensemble des membres des unités CIO et ERIO de l'ONERA avec lesquels j'ai travaillé ponctuellement ou partagé des pauses café. En particulier j'exprime toute ma reconnaissance à Sylvain Rommeluère, Marc Jacquart et Michel Tauvy, pour m'avoir aidée à mettre en place mes bancs de mesures. Je remercie également Roland Domel pour les composants opto-mécaniques qu'il a conçus pour les deux prototypes. Je remercie Yann Ferrec pour les discussions enrichissantes que l'on a eues autour de questions existentielles d'optique physique. Je remercie également Riad Haïdar, Joël Deschamps, et Jérôme Primot, pour les échanges que nous avons pu avoir lors des réunions inter-unités.

J'ai d'autre part une pensée pour Jérôme le Jallé qui a effectué son apprentissage à l'ONERA. Il a participé à certaines mesures expérimentales sur les deux prototypes que j'ai présentés, et il a contribué à la mise en place de certains algorithmes de traitement d'images. Je remercie également Thomas Bourbon avec qui j'ai pu travailler pendant quelques mois dans le cadre son stage de 2ème année de l'Institut d'Optique.

Je suis très reconnaissante envers l'ensemble de l'équipe administrative du DOTA pour leur gentillesse et pour l'aide qu'elles m'ont apportée entre autres pour la préparation des différentes missions. Merci à Brigitte Commelin, Véronique Bentadj, Christèle Carette, Corinne Andrieux, et Valérie Delrue.

Je remercie chaleureusement chacun des thésards que j'ai rencontrés durant ces trois années. Je pense tout d'abord à Florence de la Barrière. Lorsque j'étais en stage de fin d'études à l'ONERA, elle a pris le temps de répondre à toutes mes interrogations sur le doctorat et sur la thématique des caméras miniaturisées. Ses conseils m'ont été très précieux et son expérience très réussie m'a beaucoup inspirée. Je pense ensuite aux plus "anciens" docteurs, aussi dits les "chauds du pique-nique" : Martin Piponnier, William Renard, Alexandre Dobroc, Florian Maire, et Julien Rizzi. Je remercie d'autre part les thésards avec lesquels j'ai passé l'ensemble des trois années et qui ont soutenu leur thèse en même temps que moi : Edouard Giard, Christophe Bellisario, et Julien Imbert. Enfin, je pense aux futurs docteurs : Philippe Benoit, Kévin Cossu, Alexandre Hallermeyer, Florian Prévost, Armande Pola Fossi, Thibault Viale, Clara Barbanson, Thomas Diard, et Mouna Petitjean. Je vous remercie infiniment pour tous les bons moments que l'on a passés ensemble, et ils sont nombreux. Je vous dis à tantôt les tchot' biloutes !

Du fond du coeur je souhaite profiter de ces quelques lignes pour remercier ma famille pour le soutien sans faille qu'ils m'ont toujours apporté. Je sais qu'ils ont toujours tout fait pour me donner les moyens d'atteindre mes objectifs et je leur en suis infiniment

reconnaissante. Pour finir, je remercie Nicolas pour son amour au quotidien. Il m'a toujours conseillée et aidée dans mes choix. Je le remercie notamment pour m'avoir supportée et même épaulée pendant les longues soirées partagées avec mon manuscrit.

Table des matières

Table des notations **ix**

Chapitre 1 Introduction

1.1 Contexte et enjeux 1

1.2 Objectif et démarche de la thèse 12

Chapitre 2 Aperçu des nouvelles solutions optiques du xxie siècle **17**

2.1 État de l'art des concepts d'optiques minces 18

2.1.1 Introduction 18

2.1.2 Les architectures optiques compactes 32

2.1.3 Les optiques codées 59

2.1.4 Les optiques réfractives amincies 73

2.2 Techniques de fabrication 87

2.2.1 Matériaux infrarouges 88

2.2.2 Usinage diamant 91

2.2.3 Techniques lithographiques 94

2.2.4 Moulage 101

2.2.5 Vers l'impression 3D d'optiques ? 104

2.3 Premiers concepts d'optiques infrarouges cryogéniques amincies 104

2.3.1 Architecture BIRD 105

2.3.2 Caméra Multivoie 107

2.3.3 Vers une approche minimaliste 107

2.4 Conclusion 109

Chapitre 3 Étude théorique des lentilles de Fresnel **111**

3.1 Qu'est-ce qu'une lentille de Fresnel ? 113

3.1.1 La lentille de Fresnel d'ordre 1 113

3.1.2 La particularité de la lentille de Fresnel en imagerie : le chromatisme 121
3.2 Les méthodes d'achromatisation de la lentille de Fresnel 124
3.2.1 État de l'art des méthodes d'achromatisation 124
3.2.2 Vers la lentille de Fresnel d'ordre élevé 140
3.3 Application à la conception d'une caméra infrarouge grand champ large bande spectrale 147
3.3.1 État de l'art des systèmes d'imagerie utilisant une lentille de Fresnel 147
3.3.2 Vers une architecture optique de type "landscape lens" 150
3.3.3 Système infrarouge non refroidi grand champ très bas coût 155
3.3.4 Système infrarouge refroidi grand champ rapide à refroidir 159
3.4 Règle d'ingénieur permettant de quantifier les effets hors axe 163
3.4.1 Rappel, éclairage sur l'axe de la lentille de Fresnel 164
3.4.2 Éclairage sur l'axe d'une portion réduite de la lentille de Fresnel . . 165
3.4.3 Éclairage hors axe d'une portion réduite de la lentille de Fresnel . . 167
3.4.4 Application à nos deux imageurs 170
3.5 Spécificités théoriques d'un système landscape lens grand champ 173
3.5.1 Prise en compte du déphasage réel introduit par la lentille de Fresnel 173
3.5.2 Limites de la notion d'ordre de diffraction 175
3.5.3 Régimes de fonctionnement de la lentille de Fresnel 175
3.6 Conclusion 177

Chapitre 4 Modélisation théorique d'un système landscape lens à base de lentille de Fresnel 179
4.1 État de l'art des méthodes de simulation 181
4.1.1 Modèles géométriques simples 181
4.1.2 Modèles approchés prenant en compte les ordres parasites 183
4.1.3 Modèles considérant les sauts de phase réels du composant diffractif 187
4.2 Principe du modèle proposé 193
4.2.1 Théorie scalaire de la diffraction 194
4.2.2 Décomposition en ondes planes et fonction de transfert de l'espace libre 195
4.2.3 Du principe de Huygens-Fresnel à l'équation de Rayleigh-Sommerfeld 198
4.2.4 Application à un système d'imagerie 200
4.3 Mise en oeuvre informatique 206
4.3.1 Introduction 206

4.3.2 Définition d'une quasi-pupille 207
4.3.3 Codage d'un profil Fresnel précis sous Zemax 209
4.3.4 Tracé de rayons sous Zemax jusqu'à la quasi pupille 210
4.3.5 Propagation jusqu'au plan image 216
4.4 Performances optiques théoriques appliquées à notre caméra domotique . . 218
4.4.1 PSFs et FTMs monochromatiques 219
4.4.2 PSFs et FTMs polychromatiques 225
4.5 Conclusion 227

Chapitre 5 Développement de deux caméras infrarouges, l'une non refroidie et l'autre refroidie 229
5.1 Caméra infrarouge non refroidie bas coût 230
5.1.1 Réalisation d'un prototype 230
5.1.2 Caractérisation expérimentale 232
5.2 Caméra infrarouge refroidie 255
5.2.1 Réalisation d'un prototype 255
5.2.2 Caractérisation expérimentale 258
5.3 Conclusion 269

Chapitre 6 Conclusion 271
6.1 Bilan de la thèse 271
6.2 Valorisation de la thèse 275
6.3 Perspectives de la thèse 276

Bibliographie 281

Table des notations

Glossaire

TF	Transformée de Fourier.
MWIR	*Mid Wavelength Infrared*, bande spectrale correspondant aux longueurs d'onde comprises entre 3 et 5μm.
LWIR	*Long Wavelength Infrared*, bande spectrale correspondant aux longueurs d'onde comprises entre 7 et 15μm.
PSF	*Point Spread Function*, réponse du système à un point lumineux situé à l'infini.
FTM	*Fonction de transfert de modulation*, module de la transformée de Fourier de la PSF.
NETD	*Noise Equivalent Temperature Difference*, différence de température équivalente au bruit. Elle est définie comme la différence de température pour laquelle le rapport signal à bruit est égal à 1.
FTIR	*Fourier Transform InfraRed Spectrometer*, spectromètre à transformée de Fourier.

Paramètres fréquemment utilisés

j	Nombre complexe tel que j^2 = -1.
λ	Longueur d'onde.
k	Nombre d'onde, k = $\frac{2\pi}{\lambda}$.
iFOV	Résolution angulaire (*Instantaneous field of view*).
FOV	Champ d'observation (*Field of view*).
f	Distance focale du système optique.
N ou F#	Nombre d'ouverture du système optique.
t_{pix}	Taille des pixels du détecteur.

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1 Contexte et enjeux 1

1.2 Objectif et démarche de la thèse 12

1.1 Contexte et enjeux

Depuis plusieurs années, de nombreux efforts de recherche sont menés par les acteurs industriels et académiques afin de miniaturiser, simplifier, et diminuer le coût des systèmes d'imagerie. Le travail a tout d'abord commencé dans le domaine du visible. L'évolution du système de détection d'une part, et l'amélioration des techniques de fabrication des composants optiques d'autre part, ont permis de voir apparaitre sur le marché des imageurs toujours plus performants pour un encombrement et une consommation électrique toujours plus faibles ainsi qu'un coût sans cesse réduit.

Le marché de la téléphonie mobile est l'un des principaux moteurs des avancées technologiques dans le domaine visible. Alors que le premier téléphone portable équipé d'une caméra n'est apparu sur le marché qu'en l'an 2000, aujourd'hui 85% des lentilles produites dans le monde sont destinées à équiper les centaines de millions de téléphones portables vendus chaque année [1]. Si la première caméraphone utilisait un capteur composé de 0.1 Mpixels avec un pas de plusieurs dizaines de microns, aujourd'hui les caméras de smart-

phone proposent des images composées de 20 jusqu'à 40 Mpixels avec un pas descendant jusqu'à 1.1 microns seulement ! La génération "selfie" fait en plus apparaitre la présence d'une seconde caméra, positionnée en avant du téléphone, et possédant généralement entre 5 et 8 Mpixels. Le développement des imageurs visibles n'est pas seulement lié à l'amélioration des détecteurs visibles CMOS et à l'augmentation du nombre de pixels constitutifs des capteurs. La qualité de l'architecture optique de la caméra ou la performance des algorithmes de traitement d'images sont autant de points cruciaux faisant également l'objet de recherches actives.

Cette tendance à la miniaturisation et à la simplification des systèmes d'imagerie s'est très vite propagée dans le domaine de l'infrarouge. L'imagerie infrarouge consiste à acquérir les variations de température et d'émissivité des objets observés. Même si les deux domaines visible et infrarouge sont complémentaires, l'avantage principal d'une caméra infrarouge est qu'elle fonctionne aussi bien en vision de jour que de nuit. Elle est de plus capable d'imager des scènes dans des conditions extrêmes comme par exemple en présence de fumée, de brouillard ou de pollution. L'imagerie infrarouge permet de voir à distance et sans contact des différences de température dans une scène que ne percevrait pas une caméra visible.

Historiquement, du fait de leur coût trop prohibitif, les caméras infrarouges ont d'abord été utilisées dans le domaine militaire comme aide à la vision de nuit dans des missions de veille, de détection ou encore de pilotage. Les innovations technologiques associées à une baisse progressive du coût des caméras infrarouges, ont ensuite permis d'ouvrir certaines applications dans le domaine civil. On pourra par exemple citer l'intérêt de l'infrarouge pour la thermographie, la vidéosurveillance, la sécurité incendie, le diagnostic énergétique des bâtiments, ou le diagnostic de certaines maladies (voir Fig. 1.1).

En pratique, le rayonnement infrarouge est un rayonnement électromagnétique d'une longueur d'onde supérieure à celle du visible et inférieure à celle des micro-ondes, typiquement comprise entre 0,7μm et 1mm. L'énergie infrarouge est une lumière invisible à l'oeil nu parce que la longueur d'onde associée au rayonnement est trop longue pour être détectée par nos yeux. L'atmosphère absorbe une grande partie de ces radiations, sauf dans certaines bandes spectrales spécifiques. On distingue dans ce cadre plusieurs fenêtres de

Figure 1.1 – Quelques exemples d'applications de l'infrarouge

transmission de l'atmosphère, et ce sont naturellement elles qui constitueront les fenêtres d'intérêt de la détection infrarouge (voir Fig. 1.2) :

- le NIR (Near Infrared), est défini pour les longueurs d'onde λ allant de 0,7μm à 1,4μm ;
- le SWIR (Short Wavelength Infrared) également appelé *Bande I*, est défini pour λ allant de 1,4μm à 3,0μm ;
- le MWIR (Mid Wavelength Infrared) également appelé *Bande II*, est défini pour λ allant de 3μm à 5μm ;
- le LWIR (Long Wavelength Infrared) également appelé *Bande III*, est défini pour λ allant de 7μm à 15μm ;
- le FIR (Far Infrared), est défini pour λ allant de 15μm à 1mm.

Le choix de la fenêtre utilisée dépend de la scène à imager et des températures à détecter. Pour imager des scènes à des températures ambiantes autour de 300K (25°C), les caméras infrarouges classiquement utilisées fonctionnent dans le moyen et le lointain infrarouge (bandes II et III). Ce sont dans ces deux domaines de l'infrarouge que j'interviendrai dans la suite de mes travaux.

Une caméra est en fait constitué d'une partie optique et d'une partie détection : un ou

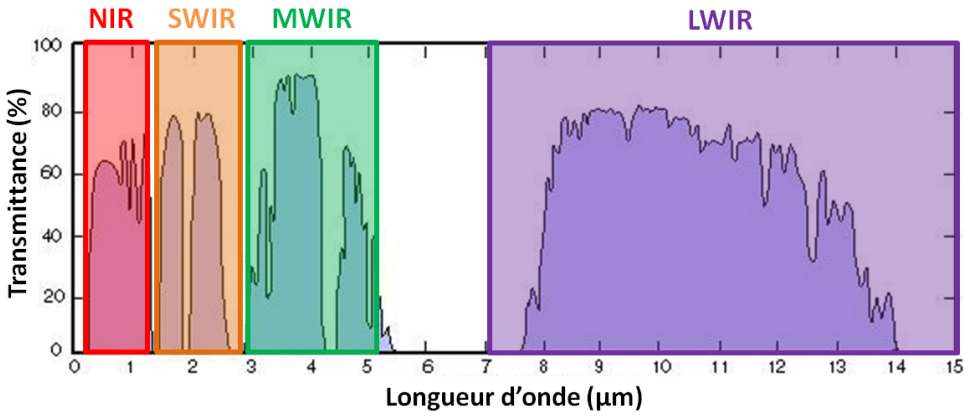

Figure 1.2 – Mise en évidence des principales bandes de transmission de l'infrarouge

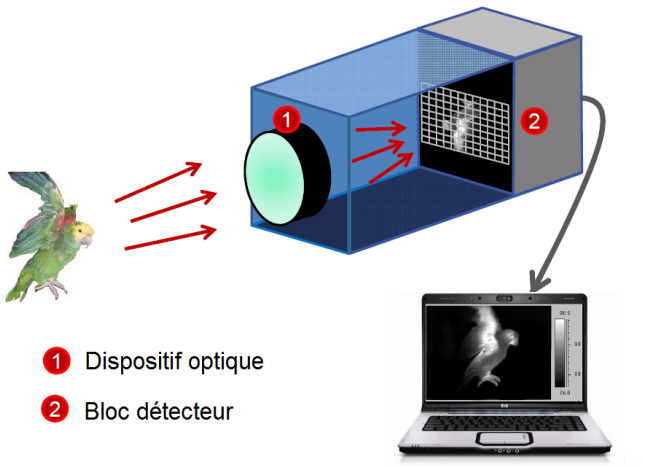

Figure 1.3 – Principe de fonctionnement schématique d'une caméra : un dispositif optique focalise la scène sur un bloc de détection.

plusieurs composants optiques viennent focaliser la scène qui est ensuite imagée sur le détecteur (voir Fig. 1.3). En infrarouge, le principe de fonctionnement des détecteurs repose sur la transformation du rayonnement incident en un signal électrique. Dans ce cadre, la plupart des matrices de détection sont composées d'une zone absorbante et d'une zone de lecture. La zone absorbante, également appelée zone active, est constituée de NxM détecteurs élémentaires dont le rôle est de transformer le flux infrarouge incident en un signal électrique. La zone de lecture collecte le signal électrique, le traite, et le convertit dans un format exploitable, souvent en un signal vidéo. Cette zone est réalisée à l'aide d'un circuit de lecture appelé ROIC, *ReadOut Integrated Circuit* généralement réalisé en technologie silicium. Il existe deux grandes familles de détecteurs infrarouges : les détecteurs dits "quantiques" (refroidis) et les détecteurs dits "thermiques" (non refroidis) [2]. La plupart des détecteurs quantiques sont conçus suivant une architecture dite "hybride" telle qu'on l'illustre à la figure 1.4 : la zone absorbante et la zone de lecture sont reliées par des billes d'indium. On parle d'hybridation du circuit de détection sur le circuit de lecture. Dans le cas des détecteurs thermiques, les matériaux utilisés pour la zone absorbante sont généralement compatibles avec les technologies issues de la micro-électronique silicium et les pixels n'ont pas besoin d'être hybridés. Dans la pratique le choix du type de détecteur utilisé se fait en fonction des applications visées. Il aura des conséquences sur les performances radiométriques de la caméra mais aussi sur son volume, son poids, sa consommation électrique, ou encore son coût.

Détection quantique

Le principe de fonctionnement d'un détecteur quantique repose sur la transformation d'un photon infrarouge incident en un signal électrique. L'absorption d'un photon par la zone active du bloc de détection génère des porteurs de charges dans le matériau créant une transition optique d'un état non conducteur à un état conducteur de l'électricité. Il existe aujourd'hui deux principaux types de détecteurs quantiques : les détecteurs quantiques photoconducteurs et les détecteurs quantiques photovoltaïques. Les détecteurs photoconducteurs sont composés d'un barreau de semi-conducteur massif hautement résistif aux bornes duquel on applique une tension de polarisation. Si un photon d'énergie supérieure

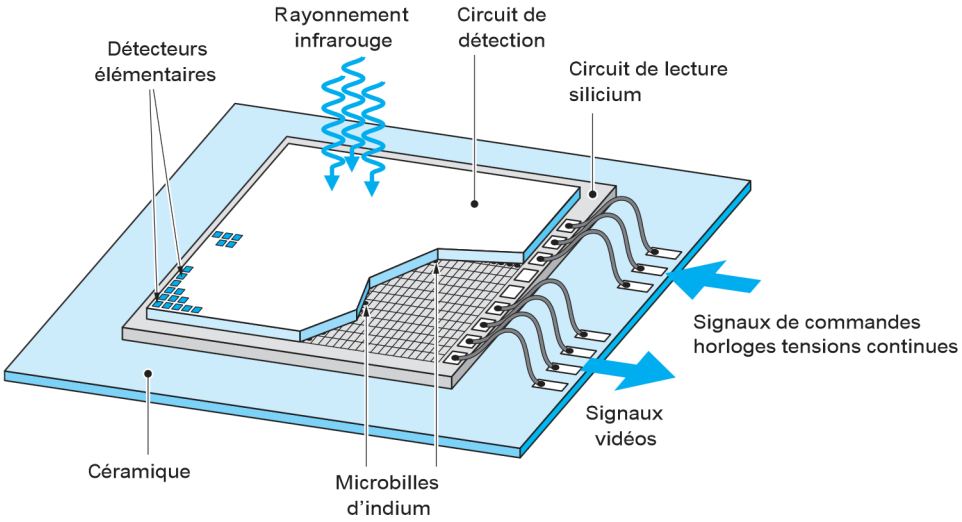

Figure 1.4 – Schéma de principe d'une matrice de détection infrarouge hybride refroidie [2]

au gap est absorbé, un électron de la bande de valence migre vers la bande de conduction. La création d'une paire électron-trou fait augmenter la conductivité électrique du matériau. Grâce à la polarisation extérieure du photoconducteur, la variation de la conductivité génère alors une tension ou un photocourant. Les détecteurs photovoltaïques quant à eux sont généralement composés d'une jonction PN faite de deux matériaux semi-conducteurs l'un dopé P et l'autre dopé N, accolés et placés entre deux électrodes. La conversion des photons incidents en paires électrons-trous se traduit par une différence de potentiel aux bornes de la jonction PN créant un courant électrique. Une alternative à la jonction PN est la jonction de type PIN. Il s'agit d'une jonction PN intégrant en plus un matériau intrinsèque. Contrairement aux détecteurs photoconducteurs, les détecteurs photovoltaïques sont capables de délivrer un courant pour une tension de polarisation nulle et c'est ainsi qu'on les différencie.

Historiquement, l'apparition des premiers détecteurs quantiques remonte aux années 1940. A l'époque, les détecteurs sont des photoconducteurs dont la zone active est réalisée à base de sulfure de plomb (PbS) ou de séléniure de plomb (PbSe). Les détecteurs, photoconducteur ou photovoltaïque, basés sur une zone active en tellure de mercure cadmium (HgCdTe en français, MCT ou Mercure Cadmium Tellure en anglais) ont ensuite suivi dans les années 1950-60. Ils sont flexibles en longueur d'onde (0,7 - 20μm), possèdent un bon rendement et un faible courant d'obscurité, mais ils sont particulièrement coûteux à

mettre en oeuvre sur de grands formats. Dans le même temps sont apparus les détecteurs, photoconducteur ou photovoltaïque, à base d'antimoniure d'indium (InSb). Les détecteurs InSb peuvent aujourd'hui être réalisés avec une très bonne homogénéité, toutefois leur inconvénient est qu'ils possèdent un fort courant d'obscurité et une longueur d'onde de coupure fixe égale à 5,5μm. Plus récemment, depuis les années 1990 des détecteurs à base de multipuits quantiques (MPQ en français et QWIP ou Quantum Well Infrared Photodetector en anglais) ont vu le jour. Parce qu'ils ont besoin qu'on leur applique une tension de polarisation pour qu'ils délivrent un courant, ils se classent dans la catégorie des photoconducteurs. Toutefois, la couche active est une hétérostructure à base de semiconducteurs. Ils permettent de couvrir une large gamme de longueur d'onde (3 - 20μm) mais ils possèdent un faible rendement quantique et fonctionnent à faible température. Les détectivités spécifiques de différents détecteurs quantiques sont données à la Fig. 1.5. Une filière de détection photovoltaïque qui n'est pas encore mature mais qui est néanmoins prometteuse utilise une structure à base de super-réseaux. Une structure super-réseaux est composée d'une jonction PN ou d'une structure PIN faite d'un empilement d'hétérojonction à base d'arsénure d'indium (InAs) et d'antimoniure de gallium (GaSb). Elle peut être vue comme une succession de multipuits quantiques couplés entre eux. Elle cumule a priori un bon rendement, un faible courant d'obscurité, une longueur d'onde de coupure ajustable, et une température de fonctionnement potentiellement relativement élevée. Le potentiel des super-réseaux pour la détection infrarouge est étudié à l'ONERA notamment dans le cadre des thèses d'Edouard Giard [4] et de Julien Imbert [5].

Afin de minimiser le courant d'obscurité lié à l'agitation thermique, les détecteurs quantiques ont besoin d'être refroidis. Pour cela, ils sont alors placés dans une enceinte à vide appelée cryostat. En bandes II et III, les détecteurs sont généralement refroidis à une température inférieure à 110K et ils utilisent le plus souvent un système de refroidissement de type Stirling ou Joule-Thomson. La présence d'une machine cryogénique fait que ces détecteurs sont chers à développer et à produire, et également chers à utiliser. De plus, elle impose aux caméras infrarouges refroidies un encombrement relativement important. Un autre inconvénient des détecteurs quantiques réside dans la nécessité d'une étape d'hybridation du circuit de détection sur le circuit de lecture que j'ai décrite plus haut.

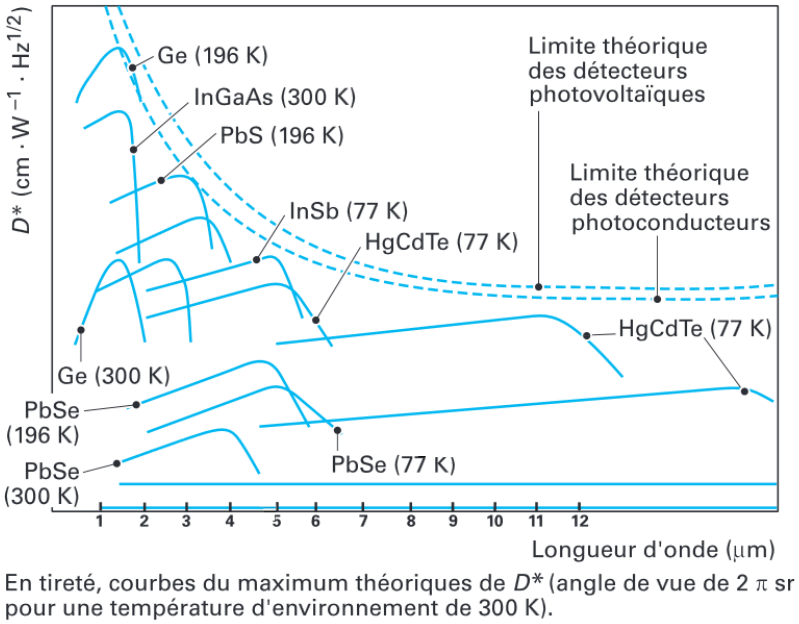

Figure 1.5 – Détectivités spécifiques de différents détecteurs quantiques à la température indiquée (inspiré de [3]).

Celle-ci tend à complexifier le procédé de fabrication du détecteur. Toutefois, l'avantage majeur des détecteurs quantiques est qu'ils sont très performants. En comparaison aux autres types de détecteurs infrarouges, ils possèdent une très bonne rapidité de réponse et une très grande sensibilité.

Ces dernières années, d'importants travaux de recherche ont été menés dans le sens d'une augmentation de la résolution des détecteurs quantiques, avec une augmentation de leur format généralement associée à d'une réduction de la taille de leurs pixels. Ainsi, alors que les détecteurs MWIR et LWIR utilisaient dans les années 90 des pixels de pas de l'ordre de la trentaine de microns, aujourd'hui sur le marché on dispose d'une large gamme de formats de détecteurs au pas de 15μm fonctionnant dans le MWIR ou dans le LWIR. Le détecteur DAPHNIS-XGA actuellement en développement chez Sofradir compte même 1024x768 pixels de taille 10μm, correspondant à une taille de matrice totale équivalente à celle d'un détecteur classique au format VGA 640x480 pixels avec un pas de 15μm [6]. A terme, on s'attend à voir commercialisés des détecteurs avec un pas pixel descendant jusqu'à 5μm [7]. Des composants bi-bandes ou multibandes, sensibles dans plusieurs bandes de l'infrarouge, sont également en plein développement [8]. Dans

le même temps des travaux sont menés concernant une technologie de détecteur "HOT" qui fonctionne à une températures moins basse que les détecteurs quantiques classiques actuels, de l'ordre de 150K dans le MWIR [9]. Cela permettrait de relâcher les contraintes cryogéniques et de diminuer le volume, le poids et la consommation électrique du détecteur. Actuellement, les caméras infrarouges refroidies sont essentiellement utilisées pour des applications d'imagerie haute performance dans le domaine militaire. Leur miniaturisation permettrait d'améliorer leur embarquabilité sur des systèmes à faible capacité d'emport (drones, fantassins, etc), et faciliterait leur diffusion.

C'est dans ce contexte que depuis plusieurs années, l'ONERA (Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales) a lancé une thématique de recherche visant à miniaturiser et à simplifier les caméras infrarouges refroidies. Depuis 2006, ces travaux sont financés par la Délégation Générale pour l'Armement (DGA). Ils reposent sur des partenariats durables avec le CEA-LETI qui réfléchit aux présentes et futures générations de détecteurs infrarouges refroidis, et avec Sofradir qui développe et commercialise ce type de détecteurs. Ils reposent également sur la signature d'une plateforme appelée Précision avec l'Institut d'Optique, qui dirige les thèses relatives à cette thématique. Avant le début de ma thèse, l'unité ERIO (Etude et Réalisation d'Instruments Optiques) du Département d'Optique Théorique et Appliquée (DOTA) de l'ONERA a montré qu'il est possible d'intégrer des fonctions optiques simples dans l'écran froid du cryostat afin de le transformer en une véritable caméra infrarouge ultra compacte. En 2009, ce concept a permis de réaliser un véritable oeil infrarouge dont l'optique est entièrement confinée dans une chambre froide [10]. En 2012, ces travaux ont été suivis en intégrant une fonction optique dans le cryostat directement au plus près du détecteur [11].

Aujourd'hui, le monde de l'imagerie infrarouge refroidie haute performance a besoin d'une réduction du volume et du poids des caméras afin qu'elles puissent être utilisées plus facilement. Une première étape a été franchie en intégrant des fonctions optiques directement dans l'écran froid du cryostat. Toutefois, si la démarche de fonctionnalisation du cryostat d'un détecteur quantique a permis de réduire considérablement son volume, l'intégration d'optiques implique en revanche d'ajouter une masse supplémentaire à refroidir. De fait cela tend à rallonger le temps de mise en froid alors qu'il constitue un

paramètre important pour les industriels lors de sa mise en oeuvre. Ainsi, il faut donc aujourd'hui continuer les travaux déjà menés à l'ONERA en envisageant de nouveaux designs optiques qui permettront de limiter le volume des caméras infrarouges refroidies tout en maintenant une durée de descente en froid compatible des besoins opérationnels.

Détection thermique

Le second type de détecteur utilisé dans le domaine infrarouge, le détecteur dit "thermique", repose sur un principe de fonctionnement et des caractéristiques très différents de celui d'un détecteur quantique. Lorsqu'il reçoit et absorbe le flux infrarouge incident, il s'échauffe. La variation de température fait alors elle-même varier une des caractéristiques physiques du détecteur (résistance, pression, ...), ce qui provoque une variation du signal délivré. Les détecteurs thermiques, également appelés "non refroidis", fonctionnent à température ambiante. Cela leur confère de nombreux avantages. Ils sont en effet peu lourds, peu encombrants, peu chers, et possèdent une espérance de vie assez longue. Par contre, même si leurs performances ne cessent de croitre, ils sont moins sensibles que les détecteurs quantiques.

Dans la famille des détecteurs thermiques on distingue les capteurs pyroélectriques, les thermopiles ou encore les microbolomètres (voir Fig 1.6). En fonction du flux infrarouge incident, une caractéristique physique différente du détecteur va varier. La variation du signal électrique mesuré repose sur une variation de la polarisation électrique spontanée de la zone active dans le cas d'un pyroélectrique, sur une variation de la différence de potentiel mesurée aux bornes de la zone active pour un thermopile, et sur une variation de la résistivité de la zone active pour un microbolomètre. Dans la suite, nous utiliserons un détecteur thermique de type microbolomètre, fonctionnant principalement sur la bande III de l'infrarouge, parce qu'ils possèdent une meilleure sensibilité que les thermopiles et qu'ils sont plus simples d'utilisation que les pyroélectriques. Ils possèdent en plus une meilleure résolution que les thermopiles et les pyroélectriques généralement composé de quelques pixels seulement.

Un pixel bolométrique est constitué d'un absorbeur formé par une membrane suspendue dont la température va varier (voir Fig 1.8). Pour disposer d'une référence de

(a) (b) (c)

Figure 1.6 – (a) Gamme de détecteurs pyroélectriques (Laser Components). (b) Matrice thermopile SLA32 2x16 pixels (Dexter Research). (c) Détecteur microbolomètre MICRO80P 80x80 pixels (ULIS).

température suffisamment stable, le pixel est placé dans une enceinte sous vide afin d'être isolé thermiquement. Des bras permettent d'assurer l'isolation thermique de la membrane suspendue. De plus, afin de maximiser le rendement de la membrane, celle-ci est placée à une hauteur $\lambda/4$ d'une surface réfléchissante de façon à former une cavité résonnante (voir Fig 1.8). L'échauffement de la membrane doit dans un second temps être traduit en signal électrique. Pour cela, des plots permettent la connexion électrique entre la membrane et le substrat. La variation de la résistance de la membrane due à une modification de sa température va ainsi être directement traduite en un signal électrique mesuré par le circuit de lecture. Les caméras non refroidies sont intéressantes pour des applications d'imagerie grand public mais aussi pour des applications militaires requérant une portée et une cadence d'acquisition moindres. Actuellement, le monde industriel s'intéresse activement à la réduction du coût des caméras thermiques afin de démocratiser l'infrarouge et développer de nouveaux marchés.

De nombreux progrès ont d'abord été faits ces dernières années afin de réduire le coût d'un détecteur thermique de type microbolomètre. Des travaux ont été menés notamment concernant la réduction du format de la matrice de détection, le choix de nouveaux matériaux semi-conducteurs constituant le thermomètre, la simplification du packaging du détecteur ou encore le déploiement de technologies sans refroidissement thermoélectrique (*TEC-less*) ou sans shutter (*Shutter-less*). Ainsi des industriels comme Ulis ou Flir proposent désormais de petits détecteurs bas coût pour des prix de l'ordre de la centaine

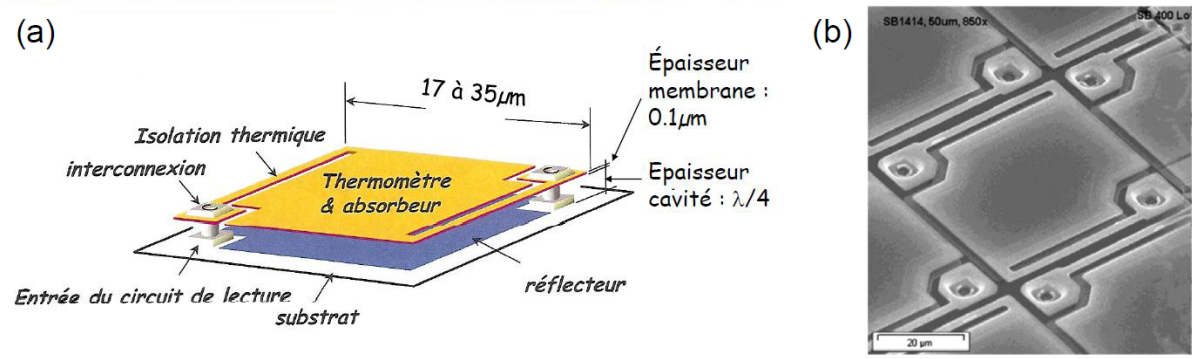

Figure 1.7 – (a) Principe d'un pixel bolométrique infrarouge non refroidi (ULIS, CEA-Leti). (b) Image au microscope électronique à balayage d'une matrice de bolomètres [12].

d'euros. Si le coût du détecteur a fortement diminué ces dernières années, aujourd'hui le prix global d'une caméra thermique devient guidé par le coût des composants optiques qui la constituent. Le coût total d'une caméra thermique a tendance à s'élever à plusieurs centaines d'euros lorsque le système utilise un détecteur bas coût petit format, et monte généralement autour de quelques Keuros dans le cas d'un système plus grand format. Ainsi il reste encore trop dissuasif pour que l'infrarouge parvienne à s'inviter pleinement dans nos vies quotidiennes. C'est dans ce cadre qu'avant le début de ma thèse, une demande active en solutions optiques infrarouges bas coût a progressivement vu le jour soutenue par des marchés civils. A l'ONERA et plus particulièrement dans l'unité ERIO que j'ai intégrée pendant ma thèse, cette thématique de recherche est appuyée par l'industriel Ulis, fabricant français de détecteurs microbolomètres. Les projets sont plus récents que ceux menés en infrarouge refroidi, mais ils sont prometteurs d'un très bel avenir. Pour réduire le coût relatif des composants optiques constituant la caméra, des propositions en rupture doivent aujourd'hui être envisagées.

1.2 Objectif et démarche de la thèse

L'objectif de ma thèse est d'étudier l'apport des lentilles de Fresnel pour la vision infrarouge. L'enjeu est d'utiliser les lentilles de Fresnel afin de concevoir deux types d'imageurs répondant à deux besoins distincts :

– le premier besoin est celui d'une caméra infrarouge refroidie dédiée à des applications

haute performance dans le domaine militaire. La caméra doit posséder un grand champ (≃60°) et être compatible avec un détecteur quantique classique fonctionnant sur la bande II (typiquement un détecteur au format TV 640x512 pixels). Le défi est celui de proposer un système à la fois compact et relativement rapide à refroidir tout en maintenant une bonne qualité image.

– le second besoin est celui d'une caméra infrarouge non refroidie dédiée à des applications principalement dans le domaine civil (domotique, automobile, etc). Elle doit présenter un très grand champ (120° à 180°) et utiliser un détecteur microbolométrique bas coût petit format fonctionnant sur la bande III. L'utilisation d'un microbolomètre va imposer au système une grande ouverture (nombre d'ouverture N≃1). D'autre part la portée visée pour ce type d'applications est de 8 mètres environ. La figure 1.8 illustre ce cahier des charges. Le défi est celui de proposer un système à la fois compact et surtout très bas coût.

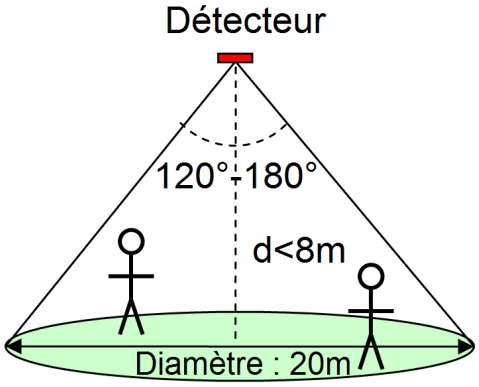

Figure 1.8 – Illustration du cahier des charges pour la conception d'un système d'imagerie dédié à des applications civiles (domotique, automobile, etc).

Pour les raisons que je vais développer ci-dessous, les optiques minces et notamment les lentilles de Fresnel, me paraissent en effet être de très bons candidats pour répondre aux deux cahiers des charges que je viens de présenter. Notons que par "mince", j'entends une optique présentant une épaisseur de l'ordre d'1mm voire moins, typiquement une épaisseur inférieure au diamètre de l'optique sur 10.

Dans le domaine de l'infrarouge refroidi, les détecteurs de la filière quantique sont refroidis à l'intérieur d'un cryostat. La Fig. 1.9 illustre l'environnement cryogénique d'un

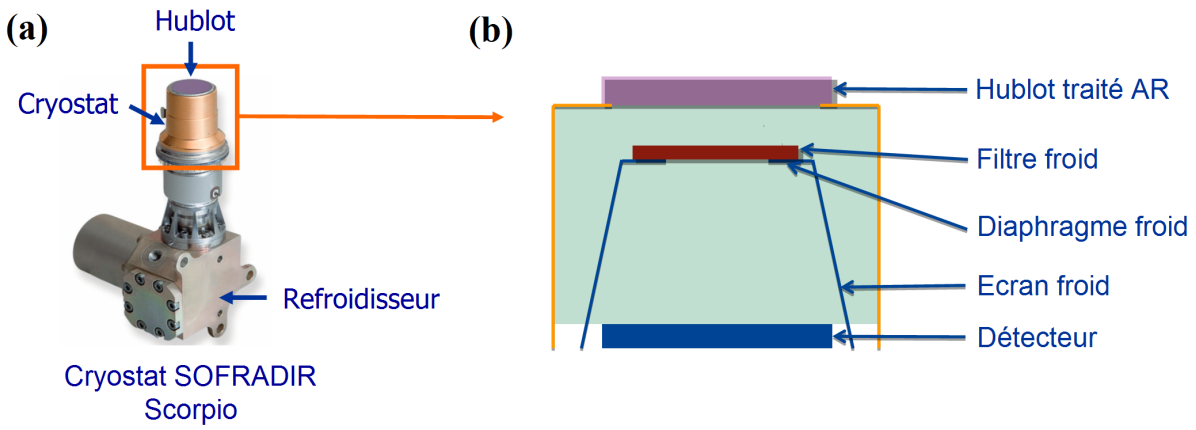

Figure 1.9 – (a) Système de détection infrarouge intégrant un cryostat. (b) Vue de l'intérieur du cryostat.

détecteur infrarouge refroidi. Le détecteur repose sur un support métallique appelé doigt froid, ou table froide, qui assure la descente en température du détecteur. Un diaphragme froid constitue l'ouverture d'une cheminée refroidie appelée écran froid, et a pour rôle de limiter l'angle de vue du détecteur de manière à réduire le fond instrumental. Un filtre froid est également intégré dans le cryostat, il agit en filtre passe-bande et permet de sélectionner le domaine spectral de fonctionnement du détecteur. Enfin, une fenêtre également appelée hublot, permet d'ouvrir optiquement le cryostat tout en assurant son étanchéité. Généralement, pour limiter le fond instrumental, la pupille de sortie de l'architecture optique focalisant la scène sur le détecteur est matérialisée par le diaphragme froid du cryostat. Cela impose de concevoir un système à la fois complexe et dont l'encombrement est largement supérieur à la longueur du cryostat seul (voir Fig. 1.10).

Comme je l'ai mentionné plus haut, un premier pas dans la miniaturisation des systèmes refroidis a déjà été franchi depuis quelques années en intégrant une fonction optique directement dans le cryostat. Cela a permis de limiter l'encombrement de l'imageur refroidi à celui du cryostat. En revanche, en augmentant la masse à refroidir dans le cryostat on tend nécessairement à rallonger le temps de descente en froid de la caméra. Dans ce cadre, l'objectif de mes travaux est de poursuivre l'effort de miniaturisation en rendant imageant un cryostat mais sans lui ajouter de matière supplémentaire. Pour cela, je m'appuierai uniquement sur l'environnement opto-mécanique existant d'un cryostat commercial classique, à savoir un hublot, un diaphragme froid, et un filtre froid (voir Fig. 1.9).

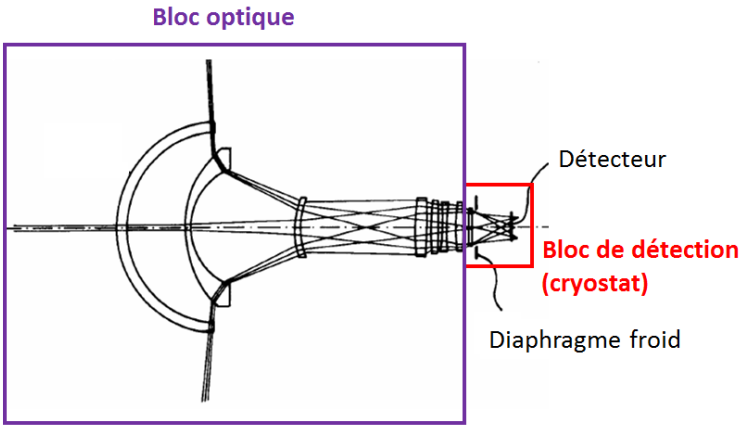

Figure 1.10 – Illustration de l'encombrement d'un système d'imagerie infrarouge refroidi dont les optiques sont à l'extérieur du cryostat et dont la pupille de sortie est matérialisée par le diaphragme froid du cryostat [13].

En particulier, dans le cadre de mes travaux de thèse l'idée est de donner directement une fonction d'imagerie à la lame mince jouant le rôle de filtre froid. Par cette approche, que l'on appelera *approche minimaliste*, on envisage de concevoir une caméra cryogénique ultra-compacte et ayant les mêmes capacités de descente en froid qu'un cryostat classique sans fonction optique. La fonctionnalisation de lame mince de faible épaisseur est un défi qui m'a amenée à explorer des architectures originales exploitant le concept d'optique mince.

Dans le domaine de l'infrarouge non refroidi, la conception d'une caméra reposant sur une optique mince présente plusieurs avantages. D'une part, grâce à sa faible épaisseur elle nécessite peu de matière. D'autre part, elle peut être réalisée dans des matériaux non onéreux qui ne sont pas utilisés classiquement en infrarouge bande III car ils sont absorbants sur des épaisseurs de lentille importantes. L'utilisation de certains matériaux non conventionnels ouvrirait en plus la voie à l'utilisation de méthodes de fabrication collectives (photolithographie, moulage) et permettrait ainsi d'envisager la conception d'une caméra très bas coût.

Dans le chapitre 2, je présenterai un état de l'art des nouvelles solutions optiques minces du XXIe siècle. Ce point présentera une gamme de concepts optiques innovants développés dans le domaine de l'infrarouge bien sûr mais aussi dans le domaine très dynamique du visible poussé par l'avènement des caméraphones. Parmi les différents concepts

que j'aurai décrits, je sélectionnerai une solution répondant aux objectifs de mes travaux de thèse, à savoir la conception d'une caméra infrarouge refroidie compacte et rapide à refroidir et une caméra infrarouge non refroidie compacte et bas coût. Je me tournerai en particulier vers l'étude d'un composant optique mince particulier appelé lentille de Fresnel. Il s'agit d'un concept très ancien mais qui n'a pas l'habitude d'être utilisé pour des applications d'imagerie large bande spectrale à cause de son chromatisme important. Je détaillerai au chapitre 3 mon étude théorique du comportement des lentilles de Fresnel. Celle-ci m'a permis de sélectionner un point de fonctionnement intéressant compatible avec des applications d'imagerie large bande spectrale nécessitant un grand champ de vue et une grande ouverture. Il repose sur l'utilisation d'une lentille de Fresnel dite "d'ordre élevé" intégrée dans une configuration optique simple de type landscape lens. Ne disposant pas de modèle précis permettant de prévoir les performances d'un tel système, j'ai développé mon propre modèle que je développerai en détails au chapitre 4. Celui-ci a mis en évidence un comportement chromatique original lié à l'utilisation d'une lentille de Fresnel d'ordre élevé intégrée dans une architecture grand champ et grande ouverture. Ce point sera précisé dans ce même chapitre 4. Mes deux études théoriques, en infrarouge refroidi et en infrarouge non refroidi, ont chacune fait l'objet d'une réalisation. Dans le chapitre 5 je confronterai mes résultats théoriques à des mesures expérimentales. Je montrerai de plus des images acquises avec chacun de deux prototypes.

Chapitre 2

Aperçu des nouvelles solutions optiques du xxie siècle

Sommaire

2.1 État de l'art des concepts d'optiques minces 18

2.1.1 Introduction 18

2.1.2 Les architectures optiques compactes 32

2.1.3 Les optiques codées 59

2.1.4 Les optiques réfractives amincies 73

2.2 Techniques de fabrication 87

2.2.1 Matériaux infrarouges 88

2.2.2 Usinage diamant 91

2.2.3 Techniques lithographiques 94

2.2.4 Moulage 101

2.2.5 Vers l'impression 3D d'optiques ? 104

2.3 Premiers concepts d'optiques infrarouges cryogéniques amincies 104

2.3.1 Architecture BIRD 105

2.3.2 Caméra Multivoie 107

2.3.3 Vers une approche minimaliste 107

2.4 Conclusion 109

Depuis plusieurs années, de nombreuses équipes de recherche ont mené des travaux permettant de simplifier et de réduire l'encombrement des systèmes optiques d'imagerie. Dans cette partie, je propose dans un premier temps un état de l'art des concepts optiques minces proposés dans la littérature. La plupart ont été publiés après l'an 2000. Je montrerai comment en quelques années, on est passé de systèmes d'imagerie encombrants composés généralement de composants optiques réfractifs épais, à des systèmes de plus en plus compacts basés sur des architectures de plus en plus fines et innovantes. Dans un second temps, je parcourrai les méthodes de fabrication d'optiques. Celles-ci ne cessent de progresser afin d'avoir la possibilité de réaliser des optiques de plus en plus complexes ou de les réaliser de manière collective pour réduire les coûts. Cela me permettra de proposer une solution optique répondant aux besoins formulés dans le cadre de mes travaux de thèse. Le premier, destiné à des applications militaires haute performance, est un imageur refroidi à la fois compact, grand champ, et possédant un faible temps de descente en froid. Le second répond à des besoins dans le domaine civil, il s'agit d'un imageur non refroidi possédant un grand champ et une grande ouverture pour un coût très limité.

2.1 État de l'art des concepts d'optiques minces

2.1.1 Introduction

Infrarouge refroidi

Dans le domaine infrarouge refroidi, les caméras utilisent un détecteur placé dans une enceinte appelée cryostat. Le cryostat est un environnement maintenu sous vide, scellé et réservé au refroidissement du détecteur seul. Cela impose traditionnellement de placer les composants optiques à l'extérieur de celui-ci et l'encombrement des imageurs refroidis classiques est alors au moins supérieur à celui du cryostat (voir Fig. 1.10). Cela fait des caméras infrarouges refroidies des systèmes très volumineux. Mais aussi, le fait de devoir placer les optiques à l'extérieur du cryostat va imposer certaines contraintes de conception qui auront en plus tendance à complexifier l'architecture optique.

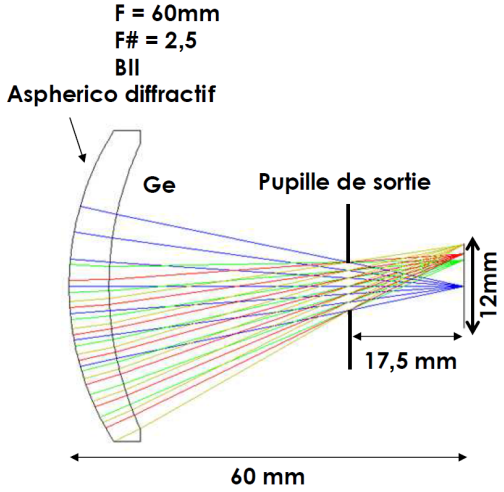

Figure 2.1 – Illustration d'un système dont le diaphragme est confondu avec la pupille de sortie.

Tout d'abord, pour limiter le fond instrumental de l'instrument il va falloir faire en sorte que sa pupille de sortie coïncide avec le diaphragme froid du cryostat. De cette façon, le détecteur ne voit que la scène souhaitée ou les bords de l'écran froid mais ne voit pas la monture optique chaude par exemple. Toutefois, un système optique dont le diaphragme est confondu avec la pupille de sortie a tendance à présenter un diamètre important pour limiter les effets de vignettage (voir Fig. 2.1). Dans le cas d'un système présentant une grande focale i.e un faible champ, une solution pour répondre à cette contrainte de conception consiste à utiliser un système de type ré-imageur tel que celui illustré en Fig. 2.2.a. Il est composé d'un objectif focalisant la scène au niveau d'un plan intermédiaire suivi d'un dispositif de relai permettant de focaliser l'image intermédiaire sur le détecteur. Le dispositif de relai permet de conjuguer la pupille d'entrée de l'objectif amont avec le diaphragme froid. Néanmoins, l'inconvénient de ce type d'architecture optique est qu'elle va faire intervenir une série de composants optiques supplémentaires, et elle est donc très encombrante.

Si maintenant on souhaite concevoir un système infrarouge refroidi grand champ, pour un format de capteur donné la distance focale du système est moindre. Or, pour pouvoir placer toutes les lentilles en dehors du cryostat le tirage de la caméra doit nécessairement être plus grand que la hauteur du cryostat. Cela nous mène à la conception d'un système

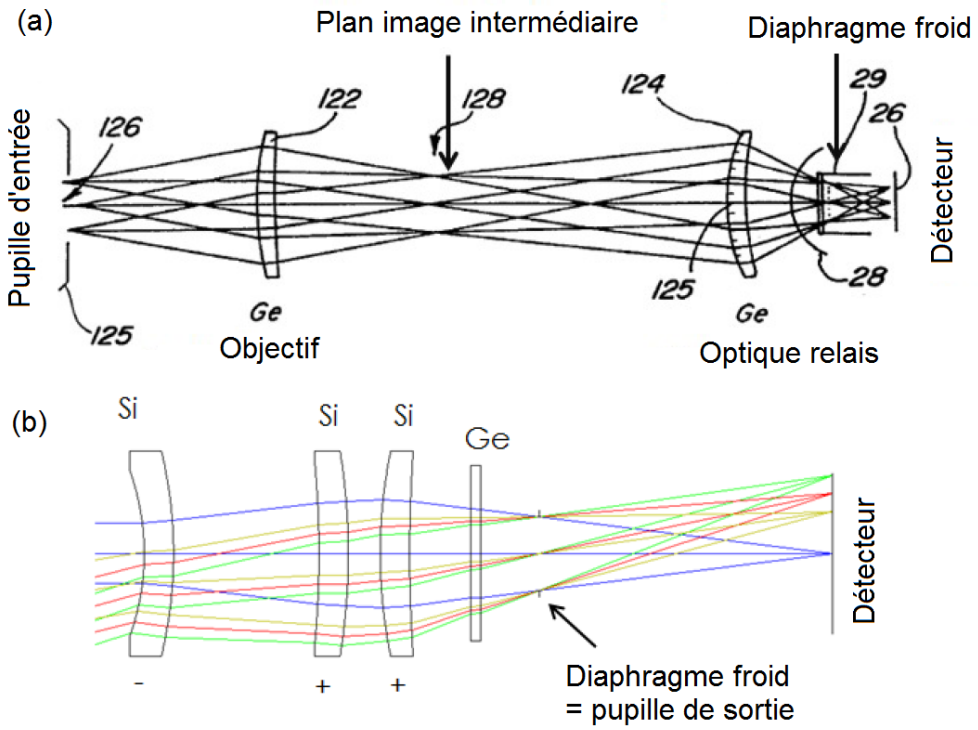

Figure 2.2 – (a) Illustration d'un système ré-imageur [14]. (b) Illustration d'un système retrofocus [15].

dont la distance focale est potentiellement plus petite que le tirage. La solution pour réaliser un système d'imagerie refroidi grand champ entièrement intégré dans le cryostat est alors d'utiliser un système de type retrofocus (voir Fig. 2.2.b). Le retrofocus, ou téléobjectif inversé, a été inventé en 1950 par l'ingénieur français Pierre Angénieux. Il est composé d'un bloc optique divergent suivi d'un bloc optique convergent. Il va permettre d'obtenir un tirage supérieur à la longueur focale. Le retrofocus a été très utilisé en photographie pour monter un objectif grand champ dans un boitier d'appareil Reflex. Notons en revanche que le fait de devoir ajouter un bloc divergent en amont du système tend encore une fois à complexifier son architecture optique.

Une autre remarque importante relative à l'environnement cryogénique d'une caméra infrarouge refroidie classique utilisant des optiques à température ambiante est qu'elle va être particulièrement sensible aux effets thermiques. Dans l'infrarouge, l'indice des matériaux utilisés et donc les aberrations optiques et la distance focale, ont tendance à varier beaucoup plus vite avec la température que dans le domaine visible. En l'occurrence,

la sensibilité thermique du germanium, matériau infrarouge "roi", est cent fois plus importante que celle du verre, très utilisé dans le visible. Des méthodes d'athermalisation doivent ainsi être envisagées.

Nous voyons donc qu'en plaçant le bloc optique à l'extérieur du cryostat, on a tendance à avoir recours à des systèmes d'imagerie généralement encombrants et complexes. Une première idée pour réduire l'encombrement des caméras infrarouges refroidies consiste à investir l'espace initialement réservé au détecteur, le cryostat. Il s'agit d'un environnement cryogénique confiné qui va imposer des défis en terme de simplification et de miniaturisation des architectures optiques. Dans la littérature, plusieurs solutions optiques compactes, complètement intégrées dans le cryostat, ont été récemment suggérées. En 2010, Singer [16] a notamment développé un prototype intégré dans le cryostat compatible avec des applications grand champ (105° x 135°) et présentant une grande ouverture (F/2). Toutefois, la grande ouverture de son système est obtenue au détriment d'une architecture optique trop complexe (voir Fig. 2.3.a). La caméra est en effet constituée d'une lentille dome à température ambiante remplaçant le hublot du cryostat, ainsi que de trois lentilles froides intégrées dans l'enceinte du cryostat. En 2012, la même équipe de recherche a ensuite proposé un imageur bi-bande pour la détection de missiles [17]. Il utilise deux voies optiques chacune associée à une bande spectrale définie par un filtre. Chacune des deux voies utilise un cryostat intégrant une architecture optique telle que celle précédemment décrite, avec un filtre et un détecteur qui lui sont propres. En parallèle, l'équipe de Gibbons *et al.* [18] a également travaillé sur un système entièrement intégré dans le cryostat (voir Fig. 2.3.b). Toutefois, leur système est lui aussi composé de plusieurs lentilles à refroidir.

Les systèmes entièrement intégrés que je viens de citer présentent plusieurs avantages. Bien sûr, ils permettent un gain évident en terme de compacité en limitant l'encombrement de la caméra à celui du cryostat. D'autre part, ils permettent de relâcher les contraintes que j'ai mentionnées précédemment en lien avec le placement des optiques en dehors du cryostat. Ces systèmes sont entièrement athermalisés, stables thermiquement, et possèdent en plus un fond instrumental très faible. Cela permet une correction aisée du gain et de l'offset des images produites, menant donc a terme à de meilleures perfor-

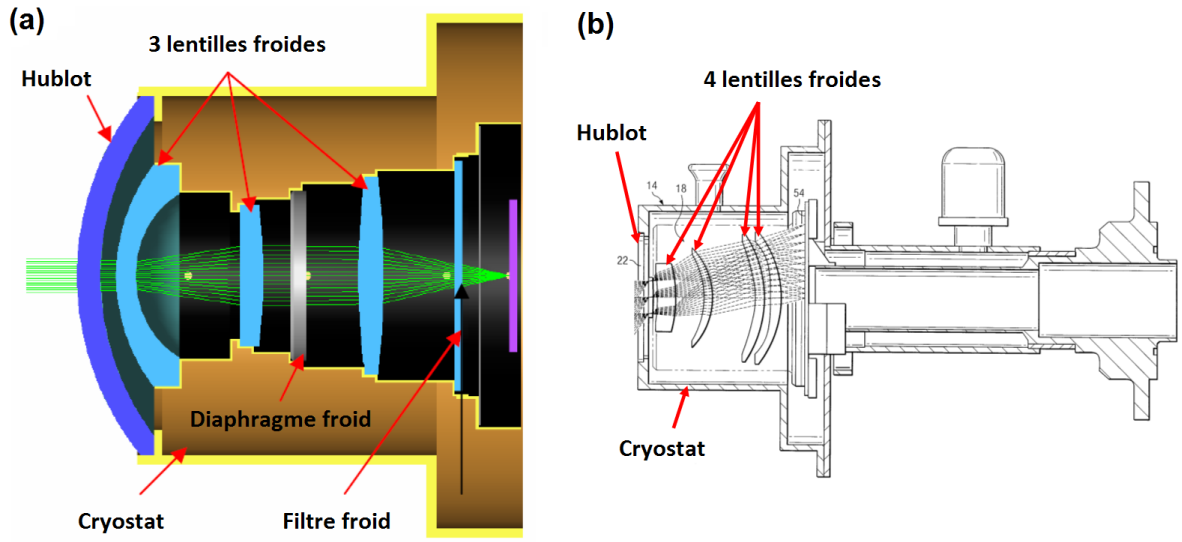

Figure 2.3 – Illustration de deux architectures optiques entièrement intégrées dans le cryostat (a) extrait de [16] (b) extrait de [18].

mances. Toutefois, leur inconvénient est qu'ils utilisent des architectures complexes peu compatibles avec l'environnement cryogénique du cryostat. Ils intègrent en effet une quantité non négligeable de matière optique supplémentaire à refroidir. Ainsi, cela augmente le temps de descente en froid de ces caméras ce qui peut être très gênant d'un point de vue opérationnel. En plus, le fait d'ajouter plusieurs éléments optiques dans le cryostat tend à modifier le design opto-mécanique de l'écran froid jouant le rôle de monture optique. En augmentant la taille de l'écran froid, on aura là aussi tendance à augmenter la masse à refroidir. Notons en plus que le fait de réfléchir à des solutions optiques présentant une grande compacité prendra encore d'autant plus de sens dès lors que les technologies de détecteurs HOT fonctionnant à des températures de 130K - 150K arriveront à maturité. On s'attend en effet à ce que les futures générations de détecteurs s'intègrent dans des cryostats moins encombrants que les cryostats commerciaux actuels.

C'est ainsi que l'équipe que j'ai intégrée à l'ONERA travaille depuis plusieurs années sur de nouveaux designs infrarouges refroidis compacts qui soient davantage compatibles avec l'environnement cryogénique des blocs de détection standard. Elle aborde des compromis pour proposer des architectures optiques simples et compactes. Ces compromis peuvent porter par exemple sur l'ouverture du système, sur le champ de vue, ou sur la

taille des pixels du détecteur. Notons premièrement qu'une architecture optique extrêmement simple est celle qui n'est composée que d'un seul élément optique réfractif. Par rapport au visible, les matériaux infrarouges tels que le germanium ou le silicium ont l'avantage de posséder une faible dispersion et un indice élevé. Cela permet effectivement d'envisager la conception de systèmes à une seule lentille possédant de bonnes performances. Ainsi, un imageur appelé SOIE a été développé en 2011 dans le cadre de la thèse de Guillaume Druart [19]. Il est illustré à la figure 2.4. Son principe est basé sur l'utilisation d'un diaphragme froid suivi d'un unique ménisque en silicium intégré dans l'écran froid du cryostat. La caméra utilise un détecteur SCORPIO commercial de Sofradir composé de 640x512 pixels au pas de 15μm et travaille dans la bande 3,7-4,8μm. Elle possède un champ de vue de 60° et une focale de 9,2mm mais un nombre d'ouverture égal à 4. Pour atteindre une telle simplicité dans l'architecture optique, un compromis a donc été fait sur l'ouverture de la caméra. Le fait que la caméra possède un grand champ de vue permet de réduire la longueur focale du système et donc de proposer une hauteur d'écran froid de 13,8mm compatible avec celle d'un écran froid standard sans fonction optique. Cependant, la caméra utilise un ménisque en silicium intégré dans le cryostat impliquant une quantité non négligeable de matière supplémentaire à refroidir. De plus, parce que le design optique proposé repose sur une architecture landscape lens, son encombrement est presque deux fois supérieur à sa longueur focale et pourrait être encore diminué.

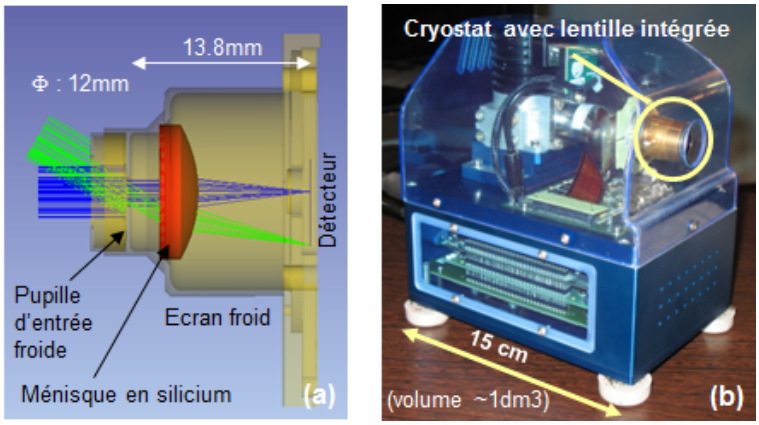

Figure 2.4 – (a) Schéma opto-mécanique de la caméra SOIE développée dans le cadre de la thèse de G. Druart [19]. (b) Illustration du démonstrateur industriel.

La caméra SOIE que je viens d'évoquer a ensuite été déclinée en une caméra fisheye

appelée FISBI [20] illustrée à la figure 2.5. Comme la caméra SOIE, elle intègre un ménisque dans l'écran froid du cryostat. Toutefois, le hublot a cette fois été remplacé par une lentille fisheye permettant de collecter un très large champ de vue de 180°. Le détecteur est un détecteur bi-bande composé de 640x512 pixels au pas de 24μm et travaillant sur les bandes 3-4μm et 4-5μm L'écran froid possède une hauteur de 9mm environ et le système optique total présente un encombrement de 30mm. Son nombre d'ouverture est égal à 2.8.

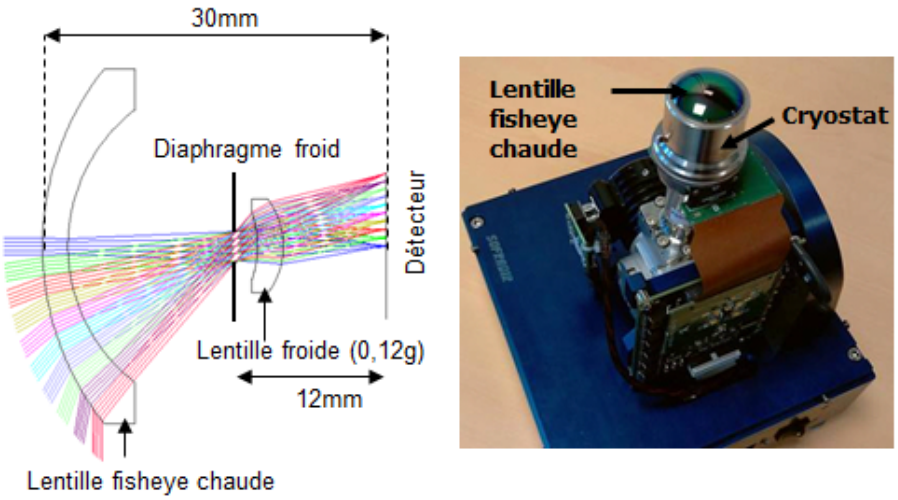

Figure 2.5 – (a) Schéma opto-mécanique de la caméra FISBI. (b) Illustration du démonstrateur industriel. [20]

La figure 2.6 montre l'évolution des designs optiques intégrés dans le cryostat proposés par l'ONERA entre 2010 et 2014. Les caméras SOIE et FISBI sont dites "de première génération". Le temps de descente en froid de SOIE est de 12min et celui de FISBI est de 15min. Ces temps de mise en froid sont relativement élevés en comparaison à celui d'un cryostat commercial classique n'intégrant pas d'optique à refroidir. Il est ainsi nécessaire de réfléchir à d'autres solutions optiques davantage compatible avec l'environnement cryogénique d'un détecteur quantique. Plusieurs designs optiques dits "de deuxième génération" (voir Fig. 2.6), plus compacts, ont été proposé par l'ONERA et présentent un temps de mise en froid réduit puisqu'il est inférieur à 7min. Je reviendrai sur ces imageurs (caméra multivoie, et caméra appelée BIRD) dans la suite de mon manuscrit.

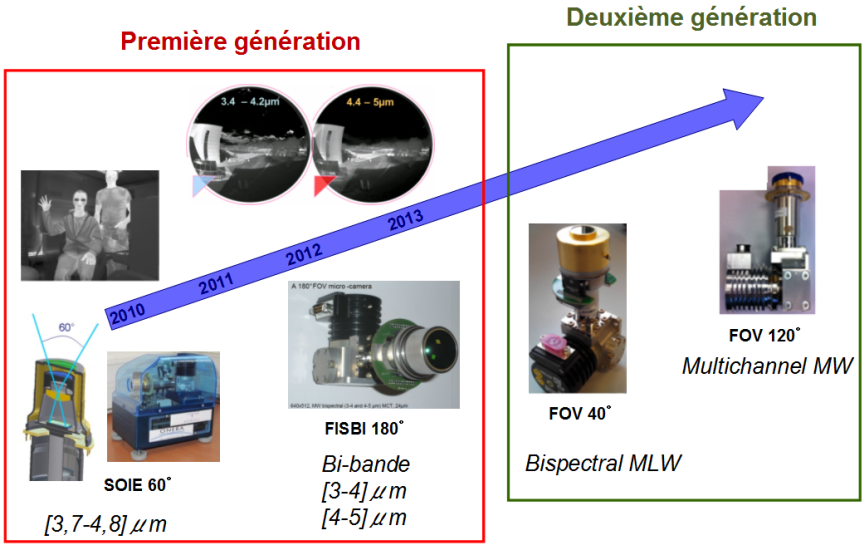

Figure 2.6 – Historique des designs optiques intégrés dans le cryostat proposés par l'ONERA depuis 2010 [15].

Infrarouge non refroidi

Le domaine infrarouge non refroidi impose également certaines contraintes lors de la fabrication d'une caméra. La principale contrainte est liée à la sensibilité réduite des détecteurs non refroidis de type microbolomètres qui impose aux architectures optiques d'avoir une ouverture importante, typiquement autour de F/1. Cela a tendance à augmenter l'amplitude des aberrations optiques à corriger ainsi que le volume et le poids de la caméra. En 2012, la Réf. [21] pointe du doigt le poids d'une caméra LWIR non refroidie ouverte autour de F/1,5, devant être capable d'imager une scène à environ 1300m du sol avec une résolution angulaire maximale de 100μrad. La contrainte d'altitude nécessite un effet zoom important et engendre de fortes contraintes de stabilité. De plus, la grande ouverture implique de larges diamètres d'optiques. Finalement le système optique décrit dans la Réf. [21] est volumineux et pèse 4,5kg environ, il est ainsi trop lourd pour pouvoir voler sur un drone de 20kg. Pour ce type d'applications, une caméra utilisant un détecteur refroidi sensible est plus légère malgré le poids du cryostat, et ce parce qu'elle peut être moins ouverte (F/5) et que donc elle utilise des optiques plus petites (et moins nombreuses).

Depuis quelques années, un engouement particulier s'est mis en place autour des sys-

tèmes d'imagerie infrarouge non refroidis. La Fig. 2.7 illustre le succès prévisionnel de l'imagerie infrarouge dans les 5 prochaines années. Il est issu du rapport annuel publié par Yole Développement en 2015 [23]. Ce rapport prévoit une augmentation de 22% par an du volume des ventes de caméras infraouges entre 2015 et 2020, portant le nombre de caméras infrarouges vendues en 2020 à plus de 2 millions contre 700 000 en 2015. Les marchés porteurs de ce succès cités par Yole Développement sont la thermographie, l'automobile, la surveillance, ou encore la téléphonie mobile.

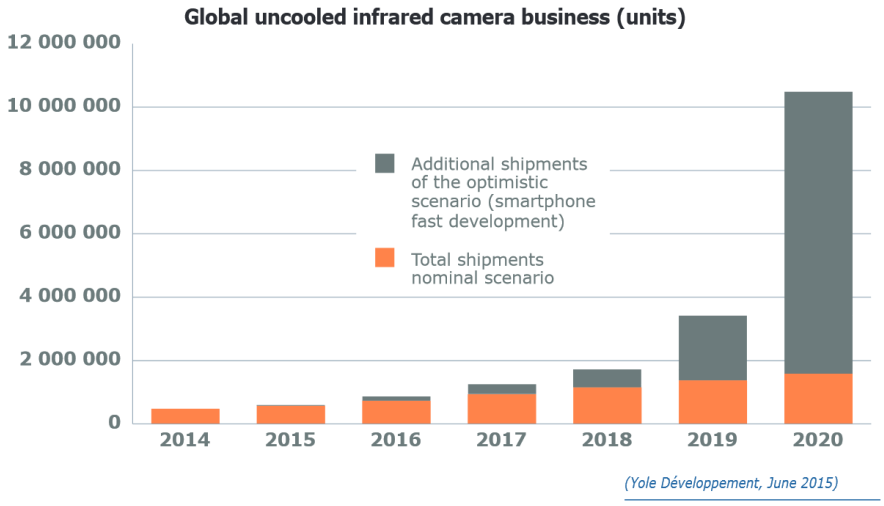

Figure 2.7 – Graphe montrant l'évolution du volume des ventes de caméras infrarouges non refroidies, extrait de [23].

Aujourd'hui, la condition principale pour que l'infrarouge puisse se démocratiser et se répandre dans des applications grand public, est qu'une solution pour réduire la taille et le coût de la caméra soit trouvée.

Depuis plusieurs années, des travaux ont d'abord été faits afin de réduire le coût des détecteurs microbolomètres. La première tendance a consisté à réduire leur format pour adresser des nouveaux marchés demandant des résolutions autour de 64x64 à 80x80 pixels (voir Fig. 2.8). Les formats des détecteurs pyroélectriques et thermopiles, eux, sont plutôt de l'ordre de quelques pixels et peinent à se faire une place dans ces nouveaux marchés. Le second challenge a ensuite consisté, comme dans le domaine du visible et des caméraphones, à réduire le pas des pixels (voir Fig. 2.9). A taille de matrice donnée, réduire le pas pixel permet d'augmenter la résolution et dans un même temps cela permet

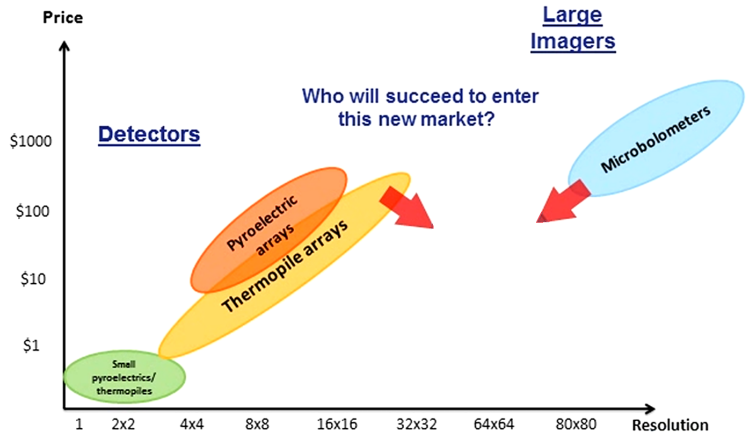

Figure 2.8 – Format et prix des détecteurs infrarouges non refroidis, adapté de [22].

de diminuer les coûts de fabrication en réalisant plus de composants sur un wafer donné. D'ici 2016, une grande majorité des fabricants de microbolomètres (BAE, Raytheon, FLIR, Seek Thermal, etc) proposeront dans leurs catalogues un module bas coût avec un pas de 12μm.

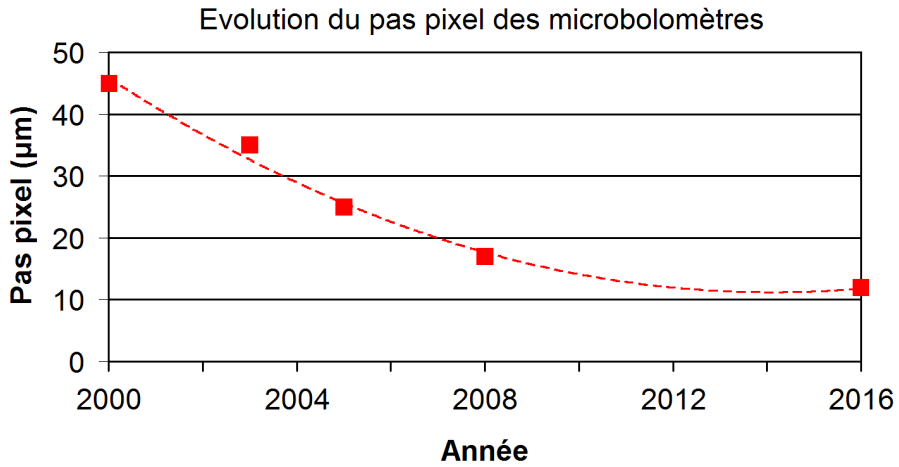

Figure 2.9 – Graphe montrant l'évolution du pas pixel des microbolomètres entre 2000 et 2016.

Troisièmement, la réduction du coût des microbolomètres est également passée par l'évolution du choix du matériau semi-conducteur constituant le thermomètre. En effet, si aux Etats-Unis la membrane des microbolomètres était au départ en nitrure de silicium et le thermomètre en oxyde de vanadium, la France, elle, a fait le pari des microbolomètres dont la membrane et le thermomètre sont tous les deux en silicium amorphe. Le fait de disposer d'une technologie tout silicium compatible avec les techniques de fabrication

issues de la microélectronique permet de simplifier la mise en oeuvre du détecteur et de réduire efficacement son coût. Aujourd'hui, des recherches sont menées afin de réfléchir à de nouveaux matériaux pour la membrane et pour le thermomètre. Dans la Réf. [24], Vieider *et al.* proposent un détecteur ayant une thermistance très grande en faisant croitre une fine multi-couche cristalline en Si/SiGe par épitaxie. Un tel matériau permettrait de réduire le bruit en 1/f caractéristique des microbolomètres et garantirait des propriétés uniformes sur toute une matrice de détecteur. Les avantages de cette technologie sont premièrement qu'elle est parfaitement adaptée aux méthodes standards de fabrication industrielle de semi-conducteurs et deuxièmement, le matériau est peu coûteux.

Des efforts sont également menés afin de simplifier le packaging sous vide du microbolomètre. Initialement, le vide était fait individuellement pour chaque puce fabriquée, grâce à une pompe aspirante. Ce conditionnement unitaire était trop contraignant et engendrait un coût assez significatif. Alors, par la suite la technologie a évolué vers une technique de packaging à l'échelle du wafer permettant de créer le vide collectivement dès l'assemblage. Ainsi, une série de puces en silicium est formées collectivement sur un wafer. Un substrat silicium, le hublot, est porté en amont des puces. Le vide est alors fait collectivement puis les différentes puces sont séparées. Actuellement, la tendance évolue vers une technologie de packaging à l'échelle du pixel, qui serait encore moins onéreuse (voir Fig. 2.10). ULIS travaille ainsi sur un procédé innovant d'encapsulation des pixels. Chaque pixel est piégé dans une micro capsule transparente portée sous vide. Un getter absorbe les gaz résiduels dans la cavité de façon à maintenir un vide stable. La technologie de pixels encapsulés permet de supprimer l'utilisation d'un hublot et réduit la zone de vide au maximum. En plus de diminuer les coûts, cela permet de réduire la distance minimale imposée entre l'optique et le détecteur, allant dans le sens d'une compacification du système.

Remarquons d'autre part le déploiement récent de technologies *TEC-less* c'est-à-dire ne nécessitant pas de refroidissement thermoélectrique, ou encore *Shutter-less* c'est-à-dire ne nécessitant pas de shutter. Cela tend à simplifier la conception du capteur et donc à réduire son coût.

Ces différentes avancées technologiques ont permis de voir apparaitre sur le marché des détecteurs petit format orientés bas coût, pour un prix de l'ordre de la centaine d'euros.

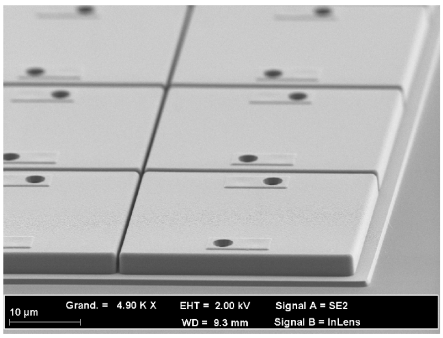

Figure 2.10 – Illustration de pixels encapsulés (ULIS). [26]

Figure 2.11 – Illustration de différentes caméras infrarouges orientées bas coût destinées à être intégrées sur smartphone. (a) Caméra développée par FLIR. (b) Caméra développée par Seek Thermal. (c) Caméra développée par Therm-App.

Ces travaux sur le bloc de détection sont en voie de bouleverser le marché de l'imagerie infrarouge avec la conception de premières caméras infrarouges non refroidies low-cost. En effet, FLIR a notamment annoncé en 2014 le lancement d'une caméra infrarouge grand public "FLIR One" compatible avec un Iphone (voir Fig. 2.11.a). Elle repose sur un capteur bas coût appelé Lepton composé de 80x60 pixels avec un pas 17μm. Son champ de vue est de 63° environ. Le dispositif optique de FLIR One utilise deux lentilles plan convexes en silicium qui ont été réalisées par gravure sur wafer silicium [25]. L'architecture optique est illustrée à la Fig. 2.12. Le prix de lancement de la caméra en 2014 est de l'ordre de 350$. Notons qu'en 2015, FLIR a déjà proposé une seconde génération de caméra FLIR One avec une résolution 4 fois supérieure. Elle utilise en effet un détecteur 160x120 pixels. Son prix est lui réduit à 250$. En 2014, peu après le lancement de la première caméra FLIR One, Seek Thermal a également lancé sa caméra infrarouge grand public compatible avec un téléphone portable (voir Fig. 2.11.b). La caméra Seek Thermal utilise avec un détecteur bas coût 206x156 pixels avec un pas de 12μm et image un champ de 36°. Son prix de lancement est de 250$. Toujours dans le domaine des smartphones, on peut également citer la caméra Therm-App elle-aussi lancée en 2014 et pensée pour être intégrée sur un smartphone (voir Fig. 2.11.c). Sa résolution est bien supérieure à celle de FLIR ou de Seek Thermal. Elle utilise en effet un détecteur 384x288 pixels. Le pas pixel est de 17μm. Le coût de l'imageur est donc plus important puisqu'il s'élevait à environ 1600$ lors de son lancement.

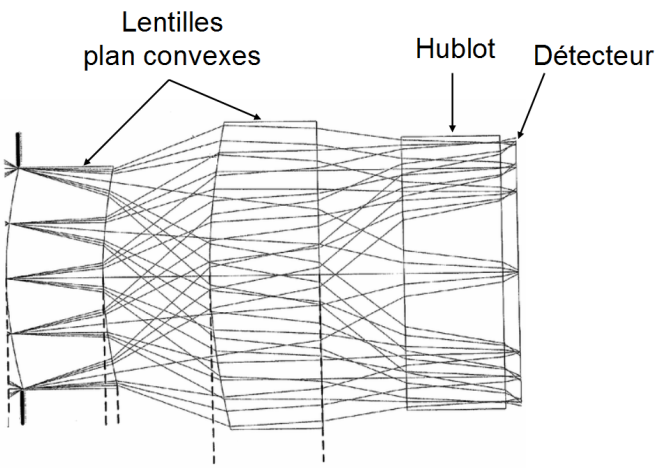

Figure 2.12 – Illustration de l'architecture optique de la caméra FLIR One [25].

Les fabricants d'optiques, eux, ont commencé à proposer sur leurs catalogues des composants résolument orientés bas coût. C'est le cas notamment de LigthPath qui commercialise par exemple des petites lentilles moulées en chalcogénures de type ménisque inversé avec une faible focale descendant jusqu'à 1,5mm. Une solution optique de type ménisque inversé est illustrée à la Fig. 2.13.

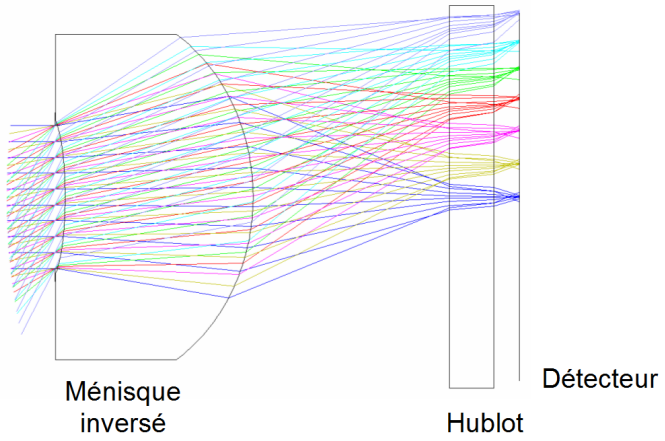

Figure 2.13 – Illustration d'une architecture optique de type ménisque inversé.

Aujourd'hui, l'idée serait de se positionner dans la lignée des travaux de FLIR, Seek Thermal ou Therm-App, mais en poussant plus loin la réduction du coût de l'imageur. Les prix des systèmes proposés sont encore trop importants, et restent exclusivement réservés à des applications grand public spécifiques. Dans le cadre de ma thèse, je vais chercher un moyen de réduire efficacement le coût du dispositif optique utilisé pour concevoir un système d'imagerie infrarouge non refroidi. Pour parvenir à une réduction significative du coût du bloc optique, il apparait aujourd'hui nécessaire de proposer une solution innovante en rupture avec les architectures optiques classiques généralement constituées d'une ou plusieurs lentilles réfractives.

Afin de sélectionner une solution optique innovante permettant de concevoir d'une part un système infrarouge refroidi compact, grand champ, et à faible temps de mise en froid, et d'autre part un système infrarouge non refroidi compact, très champ, très ouvert, et surtout présentant un faible coût, je vais faire un état de l'art des architectures connues de la littérature pouvant nous être source d'inspiration. Je vais montrer qu'afin de limiter l'encombrement d'un système optique en réduisant sa distance focale, des architectures

de type multivoie peuvent être envisagées. Pour limiter le nombre d'éléments optiques, des solutions optiques telles que le codage de front d'onde, l'imagerie sans lentille, ou les systèmes à miroirs, sont autant de solutions originales pouvant être utilisées. Enfin, si l'on souhaite utiliser un composant optique dont l'épaisseur est réduite, la lentille de Fresnel apparait comme une piste intéressante.

2.1.2 Les architectures optiques compactes

Architecture multivoie de type TOMBO

Afin de limiter l'encombrement total d'un système optique, la solution la plus immédiate consiste à réduire sa distance focale. Dans ce cadre, un premier constat est qu'à nombre d'ouverture fixe, réduire la distance focale f d'un système composé d'une lentille simple d'un facteur M donné implique une réduction de son diamètre Φ d'un même facteur M. La réduction de la focale et du diamètre du système vont toutes deux dans le sens d'une compacification du système optique.

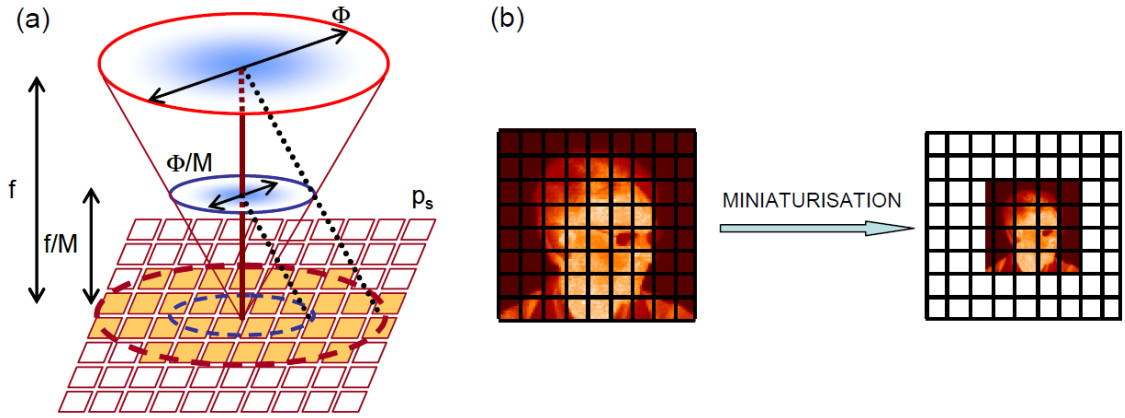

Figure 2.14 – (a) Approche de miniaturisation d'un système optique en diminuant sa focale et son diamètre d'un facteur M, à nombre d'ouverture et champ de vue fixes. (b) Illustration de la réduction du nombre de points résolus en maintenant le format détecteur. Adaptée de [29].

Toutefois, réduire la distance focale en maintenant fixés le nombre d'ouverture et le champ de vue ainsi qu'en conservant un détecteur donné, va engendrer une réduction de la résolution angulaire iFOV d'un facteur M, et une réduction du nombre de points résolus d'un facteur M^2 [28]. Dans le cas général la résolution angulaire est liée à la distance

focale f et de la fréquence spatiale maximale ν_{max} :

$$iFOV = \frac{1}{f \times \nu_{max}} \tag{2.1}$$

Dans le cas d'un système classique dont la résolution est limitée par le pas d'échantillonnage de la matrice de détection, iFOV s'exprime en fonction du pas d'échantillonnage p_s et de la distance focale f suivant la formule suivante :

$$iFOV = \frac{2p_s}{f} \tag{2.2}$$

Remarquons que dans certaines études, on considère parfois iFOV $= \frac{p_s}{f}$. Cela ne change pas la nature de notre raisonnement. Le nombre de points résolus Nb_{res} est lui donné par :

$$Nb_{res} = (\frac{FOV}{iFOV})^2 \tag{2.3}$$

Une illustration de la réduction du nombre de points résolus lorsque la focale diminue est donnée à la Fig. 2.14. Une solution pour pallier à ce problème consiste à diminuer le pas d'échantillonnage de la scène afin de maintenir une résolution angulaire iFOV et un nombre de points résolus Nb_{res} constants. En effet, si l'on diminue à la fois la focale f et le pas d'échantillonnage p_s d'un facteur M, on parvient à maintenir iFOV et Nb_{res} constants. Pour cela, la solution théorique la plus immédiate est de diminuer la taille des pixels du détecteur. Il s'agit de la solution qui a été privilégiée pour le design de caméraphones dans le domaine visible. En infrarouge, la réduction du pas pixel demande un effort technologique important et fait l'objet de recherches actives depuis plusieurs années. En effet, un petit pas pixel permettrait entre autres de limiter les risques de fausse alarme, d'améliorer la portée ou encore de rendre plus robuste les algorithmes de traitements d'images en évitant le recouvrement de spectre [30, 31]. Notons qu'en infrarouge refroidi, dans le LWIR, nous avons vu en section 2.1.1 page 26 que la taille des pixels a beaucoup diminué, de 45μm environ dans les années 2000 à 12μm aujourd'hui. Dans le domaine du MWIR la taille des pixels des détecteurs refroidis est passée de 30μm il y a quelques années à bientôt 10μm voire pourquoi pas 5μm [32]. La réduction de la taille des pixels induit toutefois certains effets non désirables, notamment des problèmes de

diffusion entre les pixels et une diminution du rapport signal à bruit [30]. En plus, en diminuant la taille des pixels le système finit par être limité par la diffraction. Or au premier ordre la dimension latérale de l'image d'un point source créée par un système limitée par la diffraction est égale à l≃1,22λN avec N le nombre d'ouverture. Si l'on diminue la taille du pixel, cela impose donc à terme de devoir diminuer le nombre d'ouverture. Or, la taille des pixels et le nombre d'ouverture ne peuvent diminuer indéfiniment. Dans le cas où la maturité technologique du procédé de fabrication du détecteur ne permet pas de réaliser efficacement des pixels suffisamment petits, ou dans le cas où l'on souhaite garder un pixel suffisamment grand pour maintenir un flux suffisant, il devient alors nécessaire de trouver une méthode alternative pour diminuer le pas d'échantillonnage.

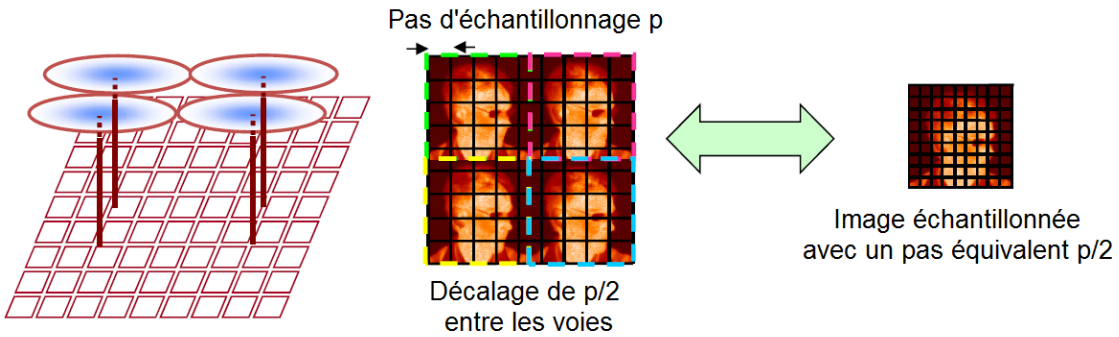

Figure 2.15 – Illustration du principe TOMBO multivoie : N x N imagettes identiques (N = 2 dans cet exemple), échantillonnées avec un pas noté p, sont enregistrées. La combinaison de ces imagettes sous échantillonnées et non redondantes entre elles permet de reconstruire une image finale correctement échantillonnée avec un pas p/N. Adaptée de [29].

Une méthode connue de la littérature permettant de diminuer artificiellement le pas d'échantillonnage consiste à avoir recours à une architecture multivoie reposant sur le principe TOMBO (*Thin Observation Module by Bound Optics*) [33]. Elle est basée sur l'acquisition de M^2 images de la même scène sous échantillonnées d'un facteur M et non redondantes entre elles. La non redondance entre les voies peut être obtenue par exemple en faisant varier d'une voie à une autre le grandissement des images, en codant le plan focal [34], ou en acquérant des images sous différents angles de rotation [35]. Toutefois, dans la grande majorité des cas elle est plutôt obtenue en fixant une période entre les voies optiques différente d'un multiple du pas d'échantillonnage du détecteur. Idéalement, les voies seront décalées entre elles d'une quantité p_s/M. De plus, le nombre de voies N_{voies}

minimum qui permettront de reconstruire une image finale correctement échantillonnée en utilisant des méthodes algorithmiques de superrésolution dépend du facteur de remplissage des pixels du détecteur F_r [36] :

$$N_{voies} = \frac{4}{F_R} \tag{2.4}$$

Afin de maximiser le nombre de points résolus du système optique, on pourra utiliser un système composé du nombre minimum de voies N_{voies} donnée par l'Eq. 2.4.

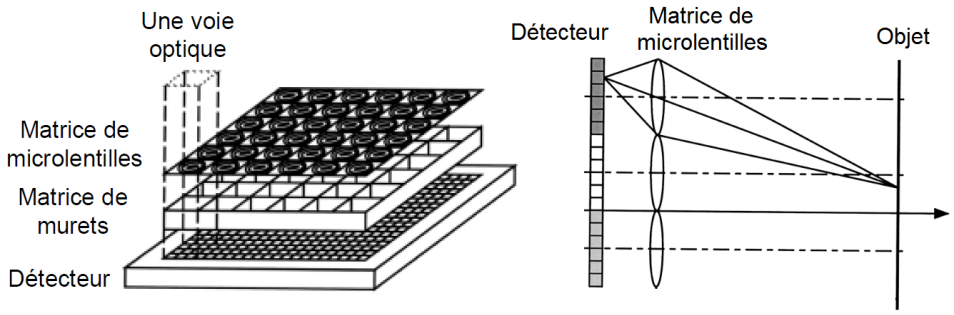

Figure 2.16 – Illustration du système TOMBO issue de la Réf. [33].

Ce concept a été initialement proposé en 2001 dans le visible par l'équipe de Tanida *et al.* [33]. Une illustration est donnée à la Fig. 2.16. Le système est constitué d'une matrice de microlentilles, une matrice de murets permettant d'éviter le recouvrement entre les différentes voies, et une matrice de détection. La Fig. 2.17 illustre les résultats présentés dans la Réf. [33].

Le concept TOMBO a ensuite été adapté au domaine infrarouge non refroidi avec les travaux de l'équipe de Brady *et al.* [38, 39] en 2008. Le système utilise une matrice de 3x3 microlentilles plan-convexes en silicium et une matrice de microbolomètres 160x120 pixels au pas de 30μm travaillant sur la bande [9-11]μm (voir Fig. 2.18). Les différentes voies sont décalées entre elles de 70μm. Chaque microlentille possède une focale de 1,9mm. La caméra possède un encombrement de 2,3mm et elle image un champ de 10°. Les auteurs indiquent qu'après traitement ce système multivoie possède des performances équivalentes à un système monovoie de focale 5,7mm et d'encombrement 26mm c'est-à-dire 10 fois supérieur. Ils ont en 2009 proposé un nouveau système 3x3 voies avec un format de détecteur plus grand et une résolution meilleure [40]. Il utilise cette fois un détecteur

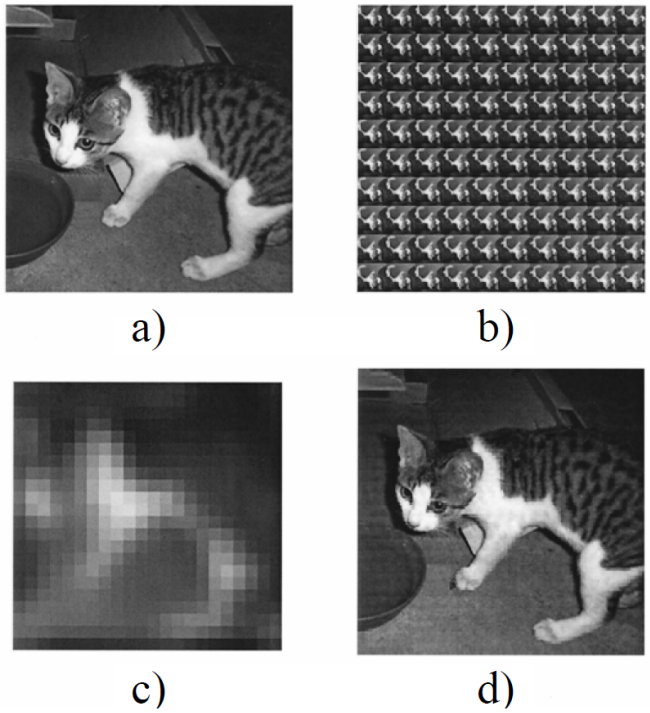

Figure 2.17 – Une scène quelconque (a) imagée par la caméra TOMBO donne une matrice d'imagettes juxtaposées (b). Chaque imagette est très faiblement résolue (c), mais un traitement d'image les recombinant permet d'obtenir une image résolue de la scène (d) [33].

640x480 avec un pas de 25μm. Chaque voie est composée d'un ménisque en germanium et d'une lentille aplatisseur de champ en silicium. Elle possède une focale de 6,15mm pour un encombrement de 5mm, et elle est ouverte à F/1,2. Notons que ces deux systèmes de Brady *et al.* décrits dans les Réf. [38] et [40] utilisent des pixels dont le facteur de remplissage est égal à 1. Dans ce cas, d'après l'Eq.2.4, le nombre de voies nécessaires pour reconstituer une image correctement échantillonnée est de 2x2 voies seulement. Ainsi, le système n'est pas optimisé en terme de nombre de points résolus.

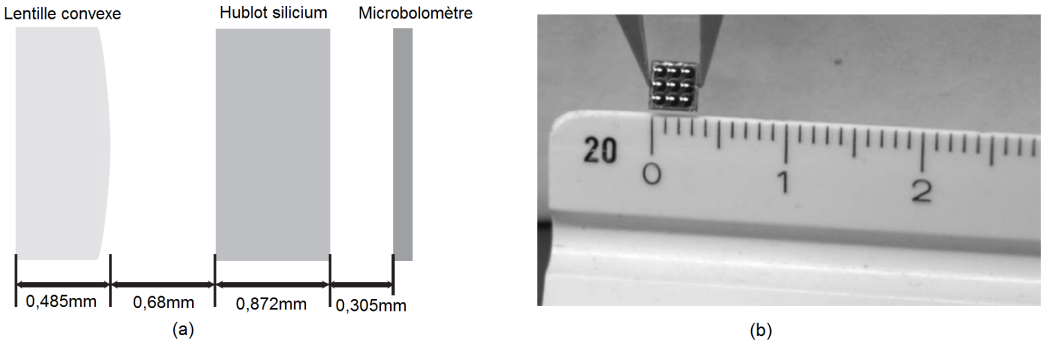

Figure 2.18 – (a) Illustration d'une voie optique de la caméra TOMBO infrarouge proposée par Brady *et al.* dans la Réf. [38]. (b) Photographie de la matrice de 3x3 microlentilles plan-convexes qu'ils ont utilisée.

A l'ONERA, en 2012, Florence de la Barrière s'est ensuite inspirée du concept TOMBO afin de concevoir une caméra infrarouge refroidie très compacte [41]. Son imageur, baptisé "caméra sur puce", est illustré à la Fig. 2.19. Il est entièrement intégré dans le cryostat, directement placé au plus près de la matrice de détection. Il possède un champ d'observation de 120° et un encombrement total inférieur à 5mm seulement. Dans la pratique la caméra est composée de deux étages de matrices de microlentilles en silicium. L'utilisation de deux étages de lentilles est contrainte par l'état de l'art des méthodes de fabrication de l'époque. En effet, le fait de réduire la distance focale d'un système tend à augmenter la courbure donc la flèche des optiques. Or, les techniques de photolithographie actuelles ne permettent pas de réaliser aisément des optiques dont la flèche dépasse 100μm environ. Ainsi, pour limiter les flèches des microlentilles il a alors fallu répartir la puissance optique sur deux étages de lentilles. Le détecteur utilisé possède 320x256 pixels de taille p_s=30μm avec une zone active t_{pix}=15μm, correspondant à un facteur de remplissage F_R de 25%. Le nombre de voies optiques nécessaires pour que chacune fournisse des images

non redondantes est donné par $N_{voies}=\frac{4}{F_R}$. Ainsi, la caméra est composée de 4x4 voies. Ces dernières sont de plus décalées les unes par rapport aux autres de p_s/M soit 7,5μm. En appliquant un traitement d'images adapté, l'image finale est échantillonnée avec un pas très petit de 7,5μm.

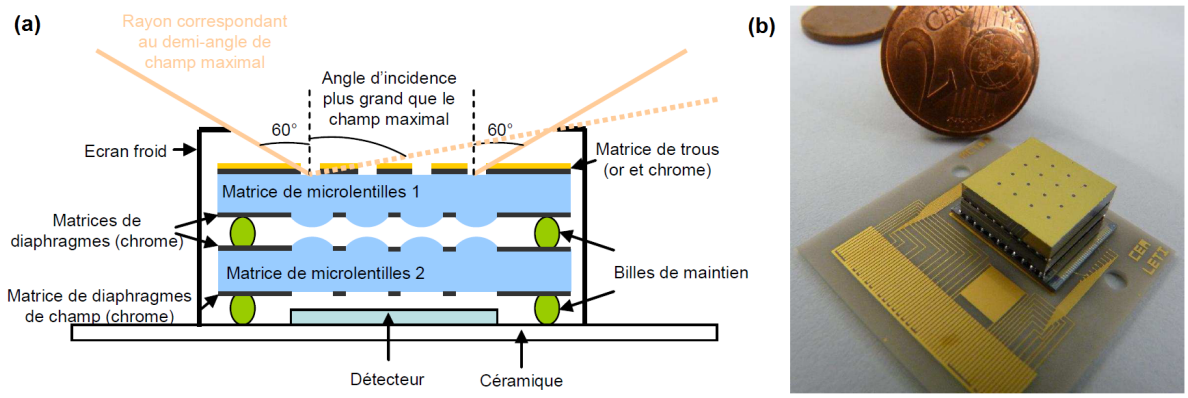

Figure 2.19 – (a) Schéma de la caméra sur puce développée dans le cadre de la thèse de F. de la Barrière [41]. (b) Illustration du prototype.

L'étude menée par l'ONERA a mis en évidence l'impact des erreurs de fabrication et d'assemblage d'un système TOMBO sur le décalage réel entre les différentes voies optiques. En effet, les erreurs de réalisation auront tendance à produire une erreur de décalage entre les voies pouvant produire un échantillonnage irrégulier de la scène dont il faut tenir compte pour reconstruire l'image finale par superrésolution. L'impact de l'échantillonnage irrégulier de la scène sur la qualité image finale reconstruite a fait l'objet de plusieurs publications. J. Downing *et al.* en 2012 ont étudié l'efficacité des méthodes de superrésolution en fonction du degrés de redondance entre les voies [42]. Ils ont montré que l'acquisition d'imagettes redondantes entre elles ne permet pas d'appliquer les techniques de superrésolution. Une erreur importante et régulière sur le décalage idéal entre les voies entraine quant à elle une dégradation importante de la qualité image. Une dégradation modeste et aléatoire du décalage entre les voies telle que celle pouvant être produite par les erreurs de fabrication est moins critique. Elle a toutefois besoin d'être connue a posteriori. En 2009, le travail de Champagnat *et al.* a lui montré que plus on acquiert d'images, plus on tend vers une reconstruction d'image efficace [43]. Un moyennage temporel permet de diminuer le bruit dans les images et de converger plus rapidement vers une image bien

résolue. Toutefois, dans le cas d'une caméra TOMBO si l'on ne souhaite pas perdre en nombre de points résolus pour un format donné de détecteur, il est important de diviser le système en un minimum de voies optiques. Idéalement, cela implique de se restreindre à 2x2 voies optiques pour un facteur de remplissage de 100%. Nous ne pouvons donc pas multiplier les voies optiques afin de maximiser la reconstruction. Nous en déduisons qu'une attention particulière doit être portée aux erreurs de décalage et va nécessiter des algorithmes de reconstruction utilisant une technique de régularisation telle que celle de la Réf. [44].

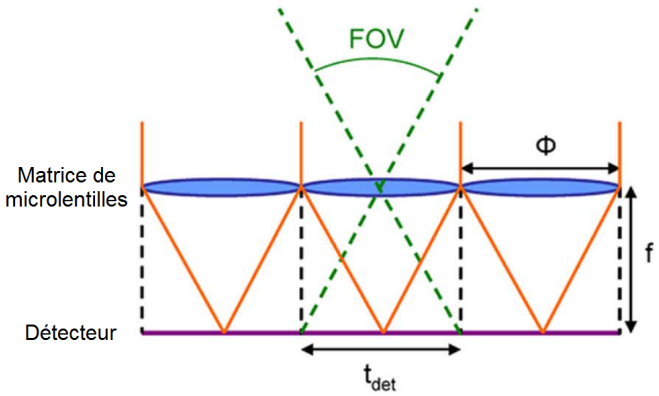

Figure 2.20 – Illustration de la limitation en ouverture ou en champ d'un système multivoie.

D'autre part, un inconvénient majeur de l'architecture TOMBO qu'il faut bien avoir en tête est que son nombre d'ouverture est relié à son champ d'observation : N=1/FOV (voir Fig. 2.20) [36]. Afin de surpasser cette loi reliant angle de champ et ouverture, une équipe de recherche anglaise a proposé un système 3x3 voies composé de deux étages de lentilles freeform en germanium [45] (voir Fig. 2.21.a et b). La caméra travaille dans le LWIR, possède un encombrement de 45mm et est ouverte à F/1,6. Ele forme l'image d'un champ de 8° sur le détecteur. On constate que le diamètre des microlentilles est supérieur à celui du détecteur.

Notons que les systèmes de type TOMBO peuvent trouver des applications intéressantes en dehors de l'imagerie classique, notamment en terme de vision 3D. En effet, lorsque la scène se rapproche de la caméra, les décalages entre les voies augmentent du fait de la parallaxe et l'échantillonnage de la scène est modifié. En tirant profit de la

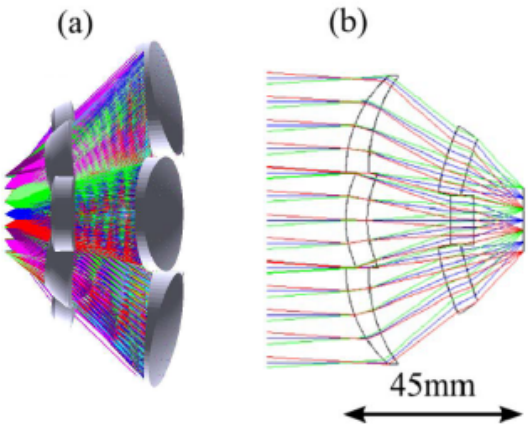

Figure 2.21 – (a) Caméra type TOMBO développée par Carles *et al.* à partir de lentilles freeform (LWIR, N=1,6, FOV=8°). (b) Tracé de rayons. [45]

parallaxe entre les voies deux à deux, on va pouvoir connaitre la profondeur de la scène observée [46]. La méthode est toutefois limitée à la mesure de distances d'objets placés à des distances relativement proches de la caméra puisque l'espacement entre les voies est limité. De plus, en disposant un filtre spectral étroit au niveau de chaque voie optique, il est possible d'acquérir simultanément des images de la même scène dans des bandes spectrales différentes.

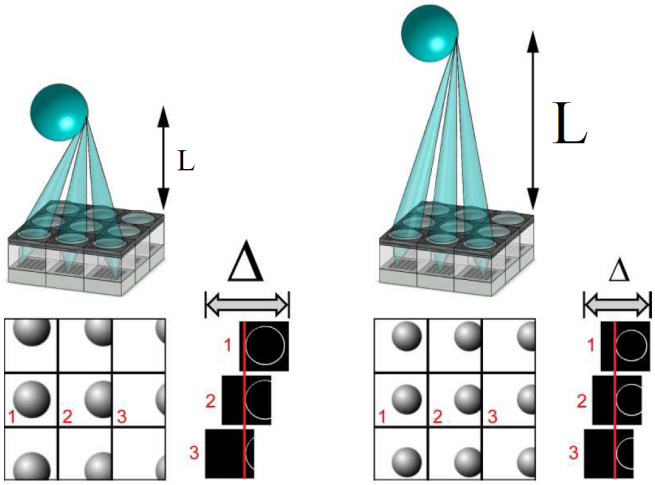

Figure 2.22 – Illustration de l'estimation de la profondeur à partir d'un système multivoie de type TOMBO [46].

Dans la Réf [44] une caméra appelée PiCam a été développée par Venkataraman *et al.* en 2013 pour répondre à un besoin de système compact et haute résolution pour des

applications de téléphonie mobile (voir Fig. 2.23). Celle-ci est formée de 4x4 voies optiques chacune associée à une matrice 1000x750 pixels. Chaque voie de PiCam travaille sur une étroite bande spectrale. Pour cela, PiCam utilise une matrice de filtres de Bayer pouvant être déposée directement en amont des composants optiques plutôt que placée au niveau du pixel. Cela permet de réduire la hauteur des pixels, limitant ainsi les effets de diffusion entre les pixels. Non seulement la caméra est capable de proposer en temps réel des images et vidéos en couleurs RVB composées de 8Mpixels avec une bonne qualité image, mais aussi elle fournit la carte de profondeur de la scène observée. PiCam est bien plus compacte que les architectures caméraphones traditionnelles généralement constituées de 4 ou 5 optiques. Notons qu'elle possède une distance hyperfocale plus courte que la caméra d'un iPhone5 et qu'elle dispose d'une plus grande profondeur de champ.

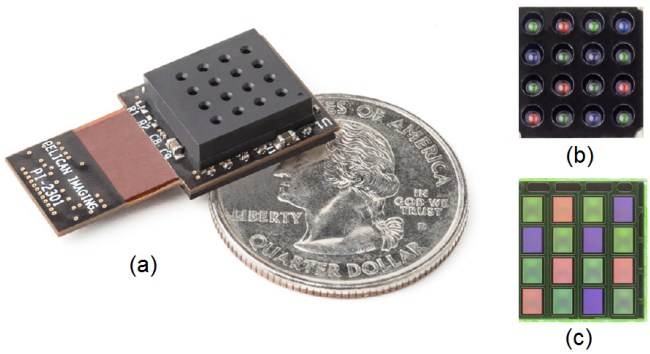

Figure 2.23 – (a) Caméra PiCam. (b) Matrice de microlentilles. (c) Matrice de détection. [44]

Architecture multivoie inspirée de la vision des insectes

Une seconde approche de miniaturisation intéressante consiste à puiser son inspiration à travers la nature même qui nous entoure. Les invertébrés ont en effet un système de vision optimisé et très compact. Il consiste à séparer spatialement la scène suivant différentes voies optiques en faisant en sorte que chaque canal regarde un champ réduit de la scène dans des directions différentes. En fusionnant les informations de chacune des voies, le système visuel des invertébrés parvient à reconstruire une image grand champ bien échantillonnée. Le nombre de voies optimal est donné par le rapport entre le champ d'observation total FOV et le champ de vue d'une voie FOV_e : $N_{voies} = FOV \ / \ FOV_e$.

Cette approche mène à un système optique multivoie pour lequel l'axe optique de chaque voie doit être incliné par rapport aux autres (voir Fig. 2.24). En plus, un effort particulier devra être fait afin de limiter au phénomène de recouvrement entre les différentes voies.

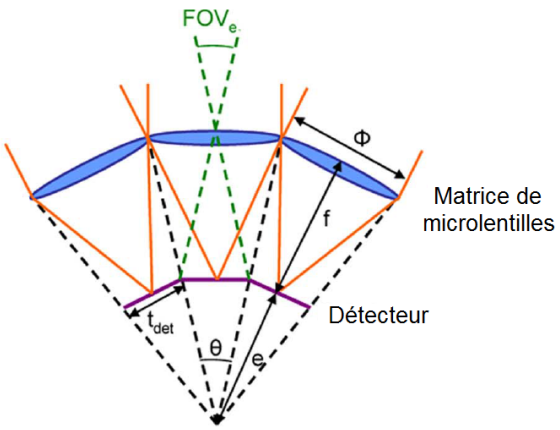

Figure 2.24 – Illustration d'un système de vision multivoie inspiré de la vison des invertébrés.

Théoriquement, pour que chaque voie puisse imager une partie de la scène qui lui est propre l'idéal serait d'utiliser une matrice de microlentilles et un détecteur tous les deux courbés. Nous reviendrons sur ce point dans la sous section suivante, mais les détecteurs courbés ne sont aujourd'hui pas encore au stade d'industrialisation et dans un premier temps il faut plutôt travailler avec une matrice de microlentilles et un détecteur plans. Néanmoins, en associant simplement une matrice de microlentilles et un détecteur plans alors chaque voie regarde la scène sous le même angle. Ainsi, des stratégies de conception astucieuses doivent être envisagées.

La première solution pour que chaque voie regarde un angle différent de la scène consiste par exemple à choisir des périodes différentes pour les différents étages de composants optiques (diaphragmes, trous ou microlentilles) constituant la caméra. Dans ce cadre, nous pouvons commencer par citer les travaux d'une équipe de chercheurs allemande de l'Institut Fraunhofer qui travaille depuis plusieurs années sur la conception de caméras multivoies visibles compactes inspirées de la vision des insectes. En 2004 d'abord, ces derniers ont proposé un système de type oeil à facettes apposées, décrit dans la Réf. [47] (voir Fig. 2.25.a). Il est composé d'une matrice de microlentilles et d'une matrice de trous. Les deux matrices ont des pas différents ce qui permet à chaque voie de regarder la scène

suivant un angle différent. La matrice de trous sert en plus à ne sélectionner qu'un pixel du détecteur pour chaque voie optique. Notons que pour limiter la correspondance entre les voies, les auteurs indiquent qu'il est possible d'intégrer une matrice de murets dans le substrat séparant les microlentilles et le détecteur. La caméra possède un champ de vue de 21°x21° et un encombrement de seulement 320μm. L'inconvénient de leur système est toutefois sa faible résolution angulaire puisqu'une voie est associé à un seul photodétecteur. En 2005, l'équipe allemande du Fraunhofer a ensuite collaboré avec une équipe de chercheurs suisses, et ensemble ils ont proposé un système multivoie appelé "Cluster eye" [48] s'inspirant de la vision du Xenos Peckii [49]. Il comprend trois matrices de microlentilles (microlentilles de focalisation, microlentilles de champ et microlentilles de reprise) de pas différents de façon à ce que chaque voie visualise une partie de la scène qui lui est propre (voir Fig. 2.25.b). Il forme une image dans un plan focal intermédiaire qui correspond au plan de la matrice de microlentilles de champ. Une matrice de diaphragmes placée dans ce plan image intermédiaire permet de limiter le champ de chaque voie. La caméra est composée de 21x3 voies et elle couvre un champ de vue total de 70°x10°. Son encombrement est de 2mm. L'inconvénient de ce système est que les lentilles sont décentrées et l'inclinaison des rayons est relativement importante. Cela aura tendance à créer d'importantes aberrations hors axe comme de l'astigmatisme par exemple. Par la suite, une matrice de microlentilles supplémentaire a été ajoutée afin de limiter l'angle d'inclinaison des rayons sur le détecteur [50] (voir Fig. 2.25.d). Dans la Réf. [50], le système est composé de 15x9 voies optiques, sa longueur est de 1,86mm et il possède une résolution allant jusqu'au format VGA. Il possède une sensibilité 1,5 fois meilleure que l'imageur de la Réf. [48] ainsi qu'une résolution spatiale 2 fois meilleure. Plus récemment, en 2010, des chercheurs de la même équipe allemande ont développé un système multivoie dont chaque voie est cette fois associée à 39x39 pixels [51, 52] (voir Fig. 2.25.c). Il se compose d'une pupille d'entrée suivie d'une matrice de microlentilles, elle-même suivie de 3 matrices de diaphragmes. Les 3 matrices de trous ont des pas différents de façon à séparer le champ suivant les différentes voies et elles servent à limiter la communication entre les voies. La longueur du système est de 1,4mm et son ouverture est de 3,7. Chacune des 17x13 voies image un champ de 10° pour au total couvrir un champ de 58° x 46° avec une résolution

VGA. Notons que chaque voie image une moitié du champ commune avec sa voie voisine. Cette caméra possède un encombrement deux fois inférieur à celui d'une caméra monovoie équivalente fonctionnant avec le même détecteur. En revanche, chaque voie optique doit encaisser un champ de vue important.

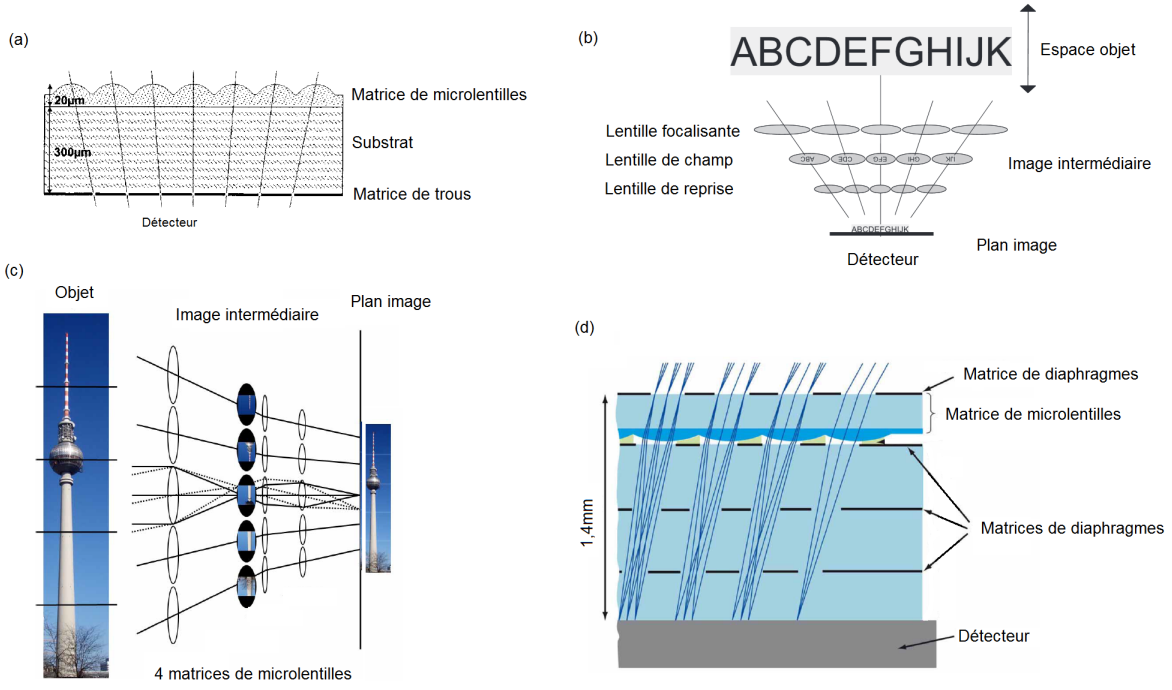

Figure 2.25 – Illustrations de différents systèmes multivoies compacts inspirés de la vision des insectes développés par une équipe de recherche de l'Institut Fraunhofer. (a) Oeil artificiel à facettes apposées, extrait de [47]. (b) "Cluster eye" s'inspirant de la vision du Xenos Peckii, extrait de [48]. (c) Amélioration de la sensibilité du Cluster eye en limitant l'inclinaison des rayons sur le détecteur, extrait de [50]. (d) Amélioration de la sensibilité de l'oeil à facettes apposées (a), en associant à chaque voie un groupe de 39x39 pixels au lieu d'un seul pixel, extrait de [51, 52].

Citons d'autre part des travaux publiés en 2013 par l'EPFL [53]. Dans l'article [53], la caméra qu'ils proposent est inspirée de la vision de l'araignée "jumping spider" [54]. Elle est formée d'un wafer entouré de deux matrices de trous de part et d'autre, suivis d'une matrice de lentilles plan convexes. Le système comporte 9 voies optiques : une voie est placée au centre et image un champ de ±27°, et 8 autres voies sont réparties suivant un cercle afin d'étendre le champ à 40°. Les matrices de trous ont des pas différents et les voies regardent des parties différentes de la scène. Chaque lentille a une courbure adaptée

de façon à corriger la courbure de champ, ou plutôt, pour des raisons technologiques, chaque lentille a la même courbure mais est placée à différentes distances du détecteur. Cette étude est illustrée à la Fig. 2.26.

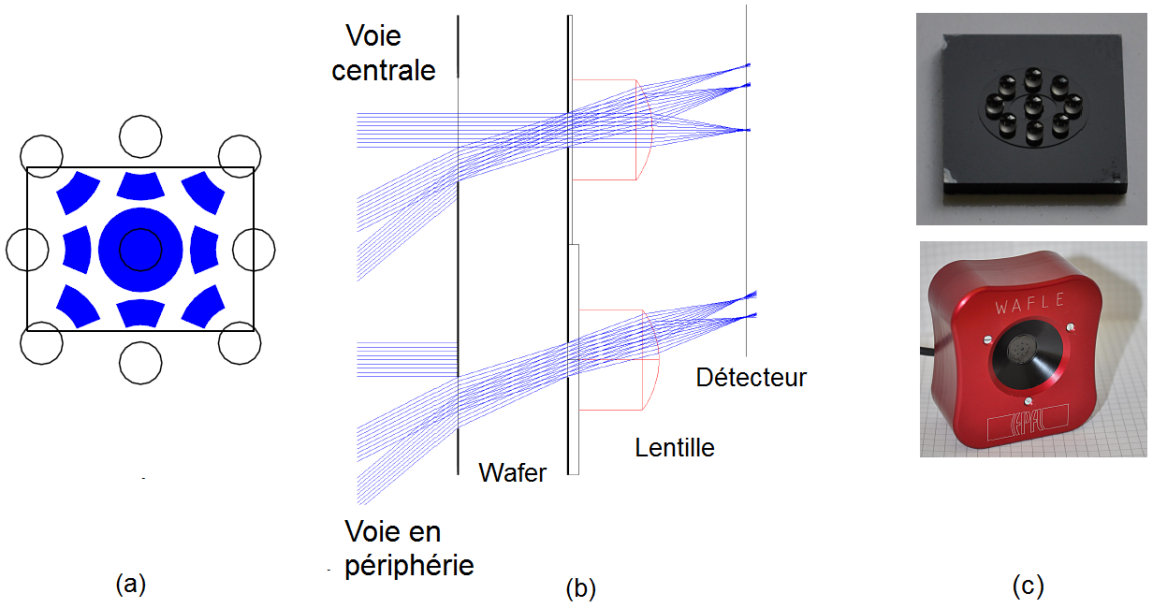

Figure 2.26 – (a) Schéma du système de la Réf. [53], les cercles correspondent aux diaphragmes, le rectangle au détecteur, et les zones bleues sont les images formées sur le détecteurs par chaque canal optique. (b) Tracé de rayon pour la voie centrale et une voie périphérique. (c) Photographies de l'objectif et du prototype.

Une seconde méthode permettant d'incliner l'axe optique des différentes voies consiste à ajouter un déflecteur de faisceau. Le déflecteur de faisceau utilisé peut s'intégrer en différentes positions dans le système et peut être par exemple une matrice de prismes d'inclinaison variable. Notons d'ailleurs les travaux qui ont été menés à l'ONERA par Guillaume Druart durant sa thèse. Ce dernier a proposé un système optique infrarouge refroidi inspiré de la vision d'un insecte appelé Xenos Peckii [55] (voir Fig. 2.27). Comme le système de Duparré *et al.* [48], la caméra de Druart *et al.* est constituée de trois étages de matrices : une matrice de focalisation, une matrice de champ et une matrice correctrice des aberrations. Les différents étages optiques possèdent ici la même période. En revanche, l'inclinaison de l'axe optique de chaque voie se fait grâce à une matrice de prismes ajoutée en amont des trois étages de microlentilles. En plus, un masque de trous placé devant la matrice de microlentilles centrale permet de délimiter un champ

de vue de 6° x 6° pour chaque voie et de limiter le recouvrement entre les différentes voies. Chaque voie correspond à une lentille parfaite de longueur focale f = 13,3 mm et de nombre d'ouverture N = 8. Le champ de vue du système optique final est de 20° et son encombrement est de 21,4 mm. Elle utilise un détecteur 320x256 pixels avec un pas de 30μm. Un prototype a été réalisé et est entièrement intégré à l'intérieur d'un cryostat de laboratoire.

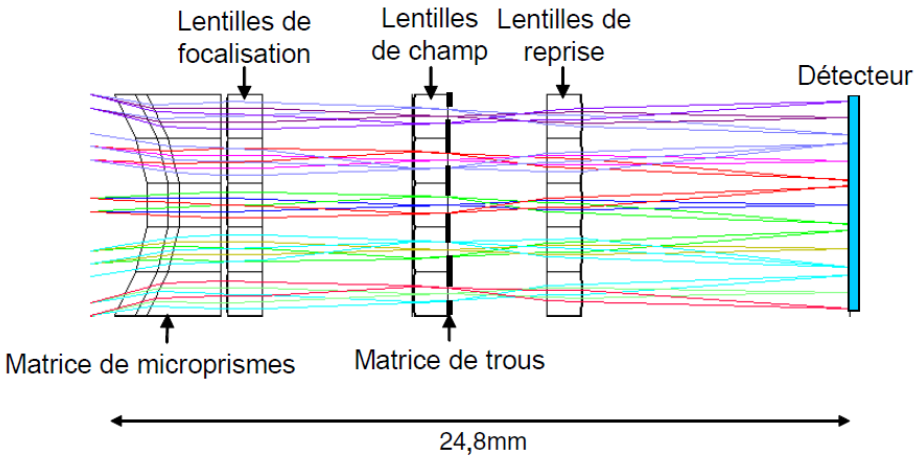

Figure 2.27 – Système multivoie infrarouge proposé par Druart *et al.* : une matrice de déflecteurs est placée en amont du système optique [55].

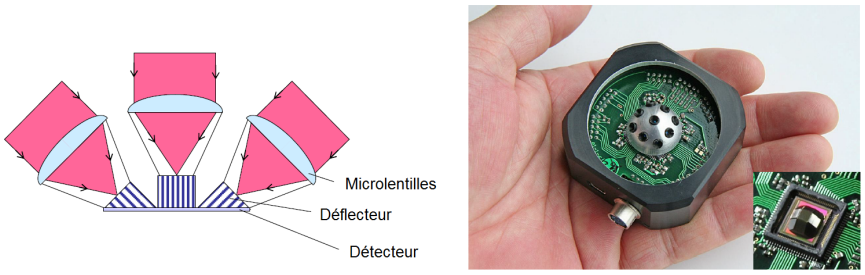

Figure 2.28 – Système multivoie infrarouge proposé par Laycock *et al.* : une matrice de déflecteurs est placée directement sur le détecteur [56].

L'inconvénient d'une matrice de déflecteurs utilisant des prismes est qu'elle est parfois difficile à réaliser. Il existe toutefois d'autres types de déflecteurs. La Réf. [56] présente un système multivoie utilisant une matrice de déflecteurs cette fois directement intégrée sur le détecteur (voir Fig. 2.28). Les microlentilles sont réalisées séparément et assemblées sur une mécanique permettant d'incliner leurs axes optiques et de les aligner avec l'axe

des déflecteurs. La matrice de déflecteurs est une plaque de fibres optiques polies en biais permettant de transférer pixel par pixel l'image formée dans le plan des microlentilles jusqu'au plan du détecteur.

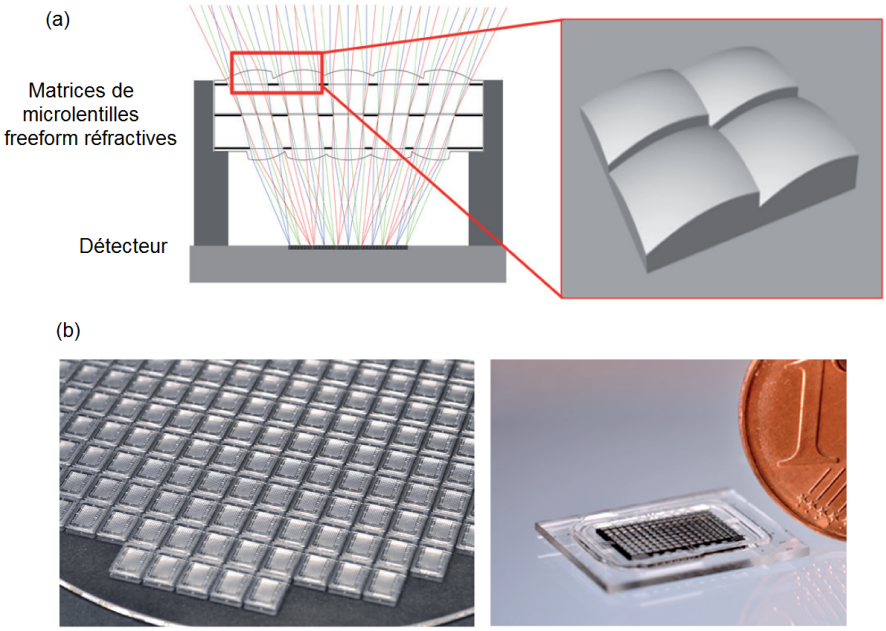

Figure 2.29 – Schéma de principe du système proposé par Brückner *et al.* dans la Réf. [57] utilisant deux matrices de microlentilles freeform. (b) Photographies de matrices de microlentilles moulées sur wafer (à gauche) et de la caméra multivoie réalisée (à droite).

Très récemment, en 2015, l'équipe allemande de l'Institut Fraunhofer est allée jusqu'à proposer un système multivoie fusionnant directement le déflecteur sur une matrice de microlentilles [57, 58]. Leur système est constitué de deux matrices de microlentilles freeform réfractives et de trois matrices de trous permettant de limiter le recouvrement entre les voies (voir Fig. 2.29). Il permet d'atteindre une résolution de l'ordre du mégapixel et possède un encombrement de 2mm. Dans la Réf. [59] les auteurs ont développé une méthode de fabrication de matrice de microlentilles freeform utilisant un procédé de moulage par micro-impression. Cette méthode permet de réaliser des composants présentant une flèche supérieure à 50μm avec une précision supérieure à $\lambda/14$.

Nous avons ainsi vu qu'il est possible d'incliner l'axe optique des différentes voies soit en définissant des périodes différentes pour les différents étages de composants du système, soit en intégrant une matrice de déflecteurs en amont du système, directement sur le dé-

tecteur, ou sur les microlentilles. Ces techniques permettent de concevoir des systèmes grand champ relativement compacts. Néanmoins, ils ont tendance à faire intervenir plusieurs composants optiques potentiellement complexes. A terme, l'idéal serait de concevoir un système optique dont la matrice de microlentilles ainsi que la matrice de détections sont toutes les deux courbées. Nous allons voir dans la suite que le développement de détecteurs courbés fait actuellement l'objet de recherches actives.

Vers des composants courbes

Dans la nature, une grande partie des systèmes visuels des animaux utilisent à la fois des optiques courbées et une rétine courbe qui peut être soit concave soit convexe. Pour un concepteur optique, le développement de détecteurs courbés permettrait de simplifier son travail en corrigeant efficacement les aberrations comme la courbure de champ notamment. En effet, l'image d'un plan au travers d'une lentille classique est une portion de sphère. Ainsi, une surface de détection courbe permettrait de se placer en chaque point de parfaite focalisation. La conception d'une caméra utilisant une rétine courbe ferait intervenir moins de composants optiques pour atteindre une qualité d'image donnée, ce qui permettrait de limiter son volume, sa masse, et améliorerait sa transmission. En pratique, dans le monde de la détection l'intérêt pour les rétines courbes s'est fait sentir depuis déjà plus d'un siècle. En effet, rappelons-nous des premiers appareils photographiques argentiques. Ces derniers utilisaient un film argentique composé d'un substrat plastique souple et légèrement courbé sur lequel était déposée l'émulsion photosensible. Par la suite, l'apparition des appareils numériques utilisant des capteurs découpés dans des wafers parfaitement plans n'a plus rendu possible la courbure de la surface de détection. Ce n'est que récemment que les progrès des méthodes de fabrication des détecteurs ont permis d'intensifier les études et ont déjà montré des premiers résultats prometteurs.

Pour commencer, en 2008 l'équipe de Ko *et al.* [60] de l'Université de l'Illinois a annoncé dans un article publié dans Nature le premier détecteur visible courbé s'inspirant de l'oeil humain. Il comprend 16x16 pixels de côté 500μm, et il possède un rayon de courbure de 12,9mm. Leur détecteur est en fait composé d'un ensemble de capteurs reliés entre eux par des connecteurs cuivrés très fins et très flexibles qui vont permettre de courber

la matrice. Les interconnexions subissent l'essentiel de la déformation tout en assurant l'adressage électronique de chaque pixel. Les images qu'ils proposent dans la Réf. [60] sont issues d'une caméra composée d'une unique lentille plan-convexe associée à leur détecteur courbé. En 2013, la même équipe [61] a par la suite proposé une caméra visible multivoie inspirée de la vision des abeilles, composée d'une matrice de microlentilles flexible en PDMS (PolyDiMéthylSiloxane) et d'une matrice de détection telle que celle décrite dans la Réf. [60]. La déformation sphérique de l'ensemble est réalisée en appliquant une pression hydraulique. Elle a permis d'obtenir une forme sphérique convexe de rayon de courbure 6,96mm. Elle se trouve illustrée à la Fig 2.30. Elle possède un grand champ de 160° et une profondeur de champ quasi infinie.

Figure 2.30 – Illustration de la caméra visible multivoie bio-inspirée développée par une équipe de recherche de l'Université de l'Illinois [61]. Elle est basée sur l'utilisation d'une matrice de lentilles et une matrice de détecteurs toutes les deux déformées sur un support sphérique convexe (R=6,96mm).

D'autre part, nous pouvons citer les travaux de la Réf. [62] publiés en 2013 dans le cadre d'un projet européen dont le but est de développé un système visible multivoie bio-inspiré très grand champ. Dans cet article, les auteurs proposent également d'incliner les axes optiques des différentes voies en courbant le support électronique flexible sur lequel reposent un ensemble de photorécepteurs juxtaposés. Ils obtiennent une courbure non pas sphérique mais cylindrique, la courbure ne se faisant que suivant une direction. Dans la pratique leur imageur, qu'ils ont baptisé "CurVACE" (Curved artificial compound eye), assemble dans un premier temps une matrice optique de microlentilles planes, deux

matrices de trous, et une matrice de photodétecteurs plans implantée sur un support électronique souple (voir Fig. 2.31.a). Ensuite, la carte de circuit intégré est courbée suivant une direction et vient ainsi incliner les axes optiques des différentes voies suivant cette direction. La caméra CurVACE est composée de 42x15 voies optiques. Elle image un champ de 180° suivant la direction horizontale correspondant à celle de la courbure du détecteur, et 60° dans l'autre direction. Son nombre d'ouverture est égal à 2,4 et son encombrement est inférieur à 1mm. Une illustration est donnée à la Fig. 2.31.b. La caméra CurVACE est particulièrement intéressante dans le sens où elle permet d'atteindre un très grand champ tout en limitant les aberrations optiques telles que la distorsion ainsi que le recouvrement entre les voies.

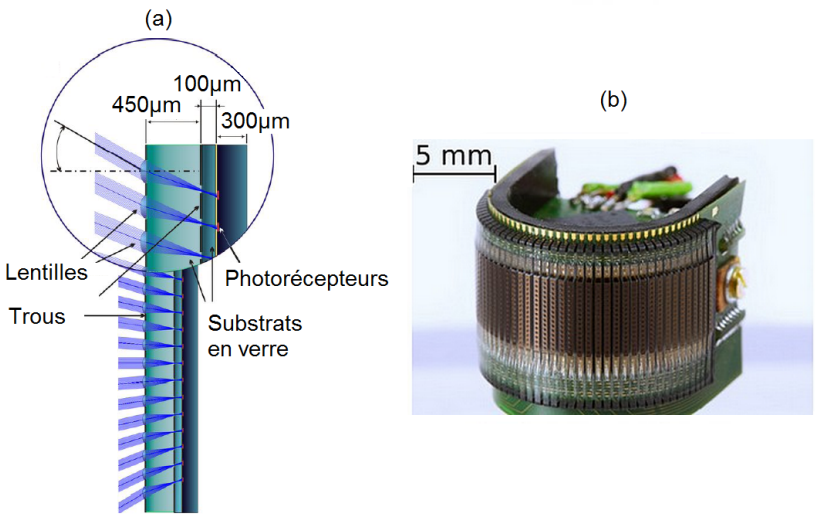

Figure 2.31 – (a) Schéma optique de la caméra CurVACE développée dans la Réf. [62] avant courbure. (b) Photographie du prototype CurVACE.

Dans le domaine infrarouge c'est en 2011, dans le cadre de sa thèse au CEA-Leti, que Delphine Dumas a réalisé le premier bolomètre infrarouge courbé. Le procédé est différent de celui de Ko *et al.* puisqu'il repose cette fois sur l'amincissement poussé de la puce de détection en silicium jusqu'à des épaisseurs inférieures à 50μm. Cela permet de rendre la puce de détection flexible et de pouvoir lui donner une forme sphérique [63]. Grâce aux travaux de thèse de Kévin Tekaya [64] le procédé de courbure de composants en silicium de type microbolomètres a été optimisé et stabilisé. Des formes sphériques concaves et convexes de bonne qualité ont été réalisées. La technique a ensuite été adaptée

aux détecteurs HgCdTe refroidis, et des formes essentiellement concaves ont été réalisées.

Les récents projets de recherche visant à développer des détecteurs courbés ont remis au goût du jour une architecture optique particulièrement performante pour des applications nécessitant un grand champ et une grande résolution : il s'agit de l'optique "boule" c'est-à-dire possédant un unique centre de courbure. Notons que Rim *et al.* dans la Réf. [65] ont comparé un système composé d'une simple lentille boule et d'un détecteur courbé à deux systèmes utilisant un plan focal plan, l'un composé d'une lentille simple et l'autre d'un triplet de lentilles. Ils ont alors pu montrer que le système à une lentille boule et un détecteur courbé possède de meilleures performances en terme d'aberrations (courbure de champ, astigmatisme, coma) mais aussi possède un meilleur bilan radiométrique (rayons localement quasi perpendiculaire au détecteur) (voir Fig. 2.32).

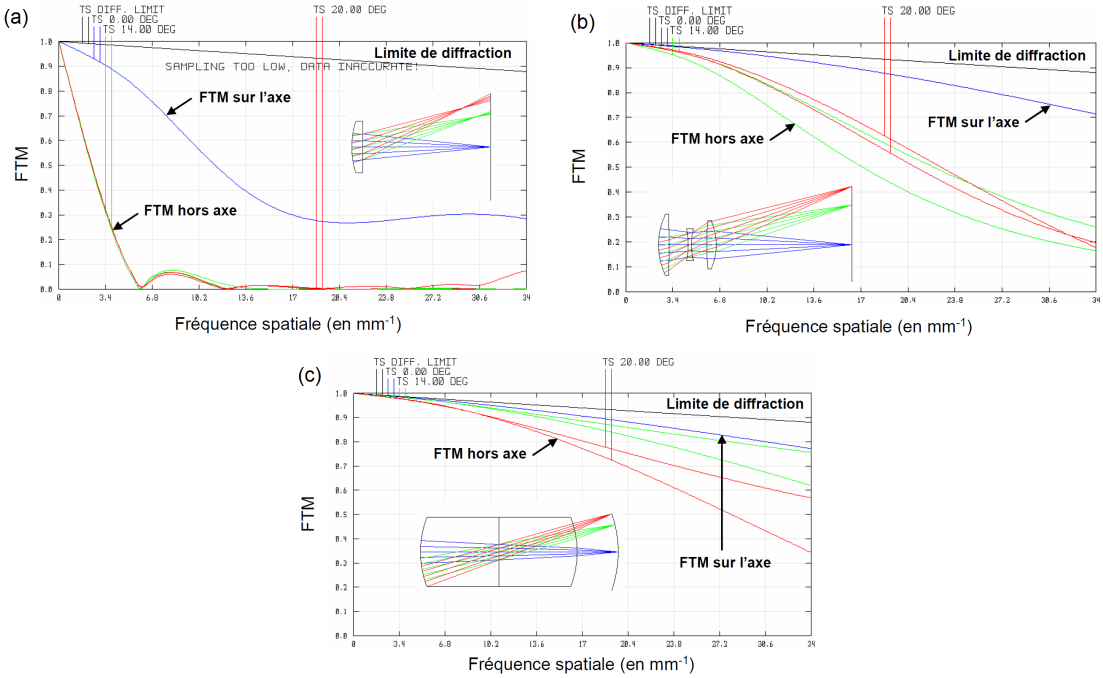

Figure 2.32 – Illustrations des FTMs (a) d'un système composé d'une lentille simple et d'un détecteur plan, (b) d'un système composé d'un triplet de lentilles et d'un détecteur plan, et (c) d'un système composé d'une lentille boule et d'un détecteur courbé [65].

Toutefois, les détecteurs courbés n'étant pour le moment pas suffisamment matures technologiquement pour pouvoir être réalisés à grande échelle et se substituer aux détecteurs classiques plans, différentes solutions optiques alternatives utilisant une optique

boule mais un détecteur plan ont été récemment proposées dans la littérature. Une première astuce consiste à associer une optique boule à ensemble de fibres optiques dont le rôle est de transférer jusqu'au détecteur plan l'image que l'optique boule forme sur un plan courbe. Certains systèmes de la littérature utilisent un unique faisceau de fibres droites (voir Fig. 2.33.a) ou bien courbées pour limiter les pertes de Fresnel des rayons inclinés à l'entrée des fibres (voir Fig. 2.33.b). D'autres systèmes utilisent plutôt un ensemble de plusieurs faisceaux de fibres permettant de diviser le champ sur plusieurs détecteurs plans (voir Fig. 2.33.c).

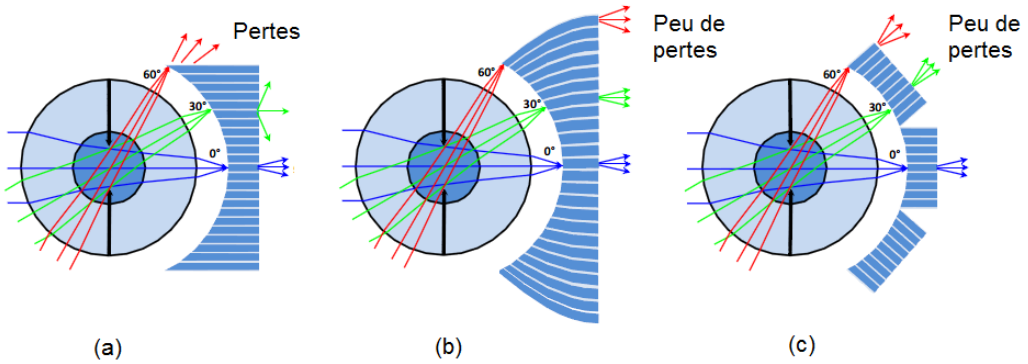

Figure 2.33 – Différentes géométries permettant de concevoir un imageur panoramique à partir d'un réseau de fibres et d'un détecteur plan. (a) Un seul faisceau de fibres parallèles est associé à un détecteur plan. (b) Un faisceau de fibres courbées est associé à un détecteur plan. (c) Plusieurs faisceaux de fibres parallèles sont associées à plusieurs détecteurs plans. Extrait de [66]

Un exemple de système utilisant la méthode illustrée à la Fig. 2.33.a est donné dans les perspectives de la Réf. [56]. Laycock *et al.* y décrivent en effet un système bio-inspiré grand champ et haute résolution composé d'une optique boule à gradient d'indice, inspirée de l'oeil humain, suivie d'une plaque de fibres optiques (voir Fig. 2.34).

Dans les Réf. [67, 68], Stamenov *et al.* proposent un système reposant sur l'illustration de la Fig. 2.33.c. Il est composé d'une optique boule composée de deux surfaces concentriques réalisées dans deux matériaux différents et de 6 détecteurs CMOS plans. Leur imageur possède une focale de 12mm, un champ de 160° et une ouverture de F/1,35 pour une résolution de 30 Mpixels. La Fig. 2.35 compare ce système à deux imageurs grand champ classiques de même focale et de même champ. L'imageur utilisant une optique boule permet un gain significatif en terme d'encombrement.

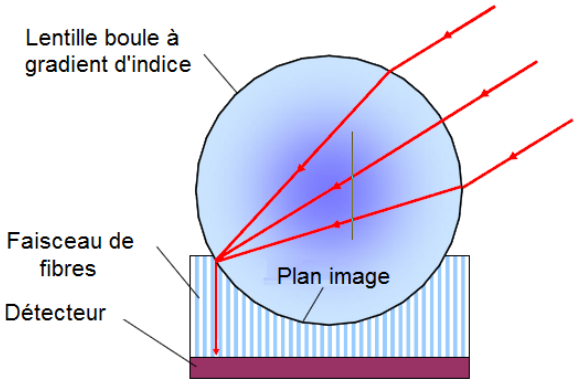

Figure 2.34 – Concept de Laycock *et al.* utilisant une optique boule à gradient d'indice, un faisceau de fibres optiques, et un détecteur plan [56].

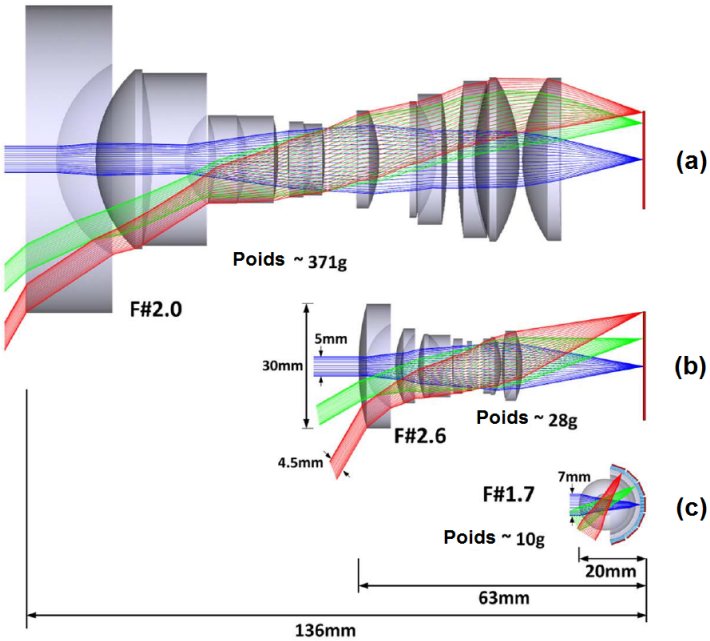

Figure 2.35 – Comparaison du concept de Stamenov *et al.* utilisant une optique boule, 6 faisceaux de fibres optiques, et 6 détecteurs plans [67] (c) avec deux imageurs grand champ classiques (a, b).

Une autre astuce permettant de concevoir un système à la fois grand champ et haute résolution consiste à associer une optique boule à des optiques relais et un détecteur plan. C'est la solution qu'a choisie l'équipe de Marks *et al.* [69]. Concevoir un imageur utilisant un détecteur très grand format a tendance à augmenter la quantité d'aberrations donc à augmenter l'encombrement de la caméra. Toutefois, en suivant la méthode de Marks *et al.*, une optique boule produit une image certes aberrante mais dont les aberrations sont connues (aberration sphérique, aberrations chromatiques, et sphérochromatisme). Différentes microcaméras réimagent ensuite les différentes portions du champ en corrigent les aberrations. Dans la Réf. [69] les auteurs ont développé une caméra composée d'une optique boule et de 226 microcaméras (voir Fig. 2.36). Elle image un champ de 100°x60° sur un capteur 4 Gigapixels.

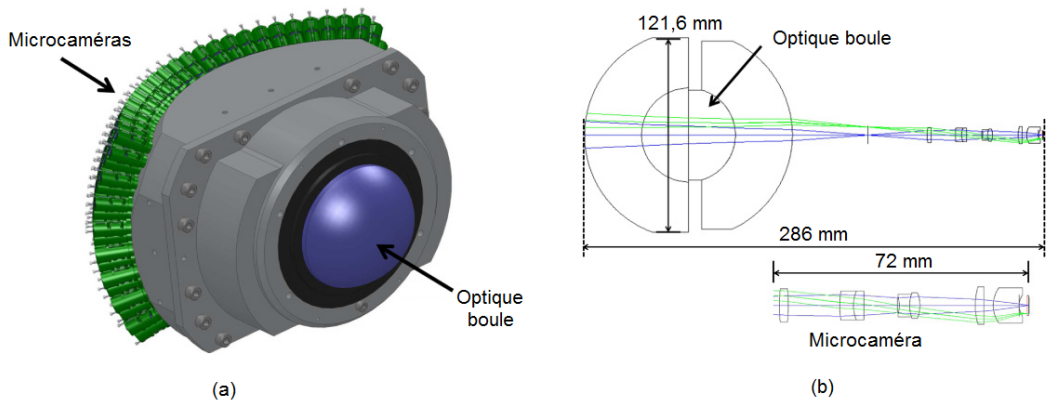

Figure 2.36 – (a) Illustration 3D de la caméra grand champ 2 gigapixels de Marks *et al.*, composée d'une optique boule et de 226 microcaméras elles-même composée de 7 éléments optiques. (b) Tracé de rayons. Extrait de [69]

Systèmes à miroirs

Afin de réduire l'encombrement d'un système optique, les systèmes repliés utilisant des miroirs peuvent aussi constituer une piste intéressante. En repliant le système, on va parvenir à concevoir un système dont l'encombrement est réduit. En plus, un système à miroir a en outre l'avantage d'être achromatique, ce qui est particulièrement apprécié en infrarouge où peu de matériaux permettent de corriger le chromatisme. Les combinaisons à miroirs sont généralement composées de 1 à 3 miroirs en configuration soit symétrique soit

"off-axis". L'asphérisation d'un ou plusieurs miroirs est souvent nécessaire pour corriger l'aberration sphérique. Les systèmes à 4 miroirs ou plus ont pour intérêt de limiter le nombre de surfaces asphériques mais ils sont bien souvent encombrants et difficiles à réaliser. Notons que l'inconvénient des systèmes à miroirs symétriques est qu'ils souffrent de leur obturation centrale.

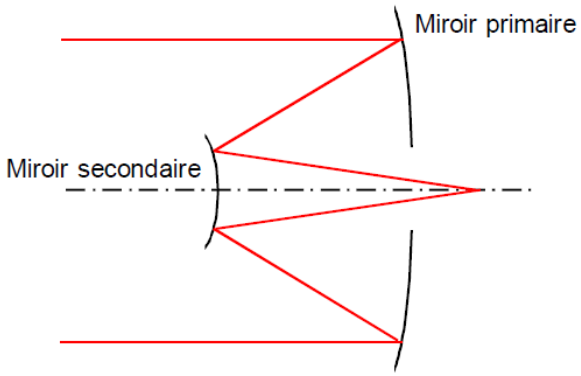

Figure 2.37 – Principe d'un télescope de type Cassegrain.

Le premier type de système à miroirs que l'on peut mentionner est le télescope de Cassegrain (voir Fig. 2.37). Il s'agit d'un système réflectif classique à deux miroirs composé d'un miroir primaire concave suivi d'un miroir secondaire convexe. Il peut ainsi être vu comme un système téléobjectif replié. Comme pour le téléobjectif, le principal avantage d'un Cassegrain est sa compacité. Néanmoins, son utilisation est réduite à un champ de vue très faible, autour de quelques degrés seulement. En plus, il possède plusieurs inconvénients pour une utilisation en infrarouge. Premièrement, la présence d'une optique divergente augmente la puissance optique de l'optique convergente. Cela va limiter l'utilisation du Cassegrain pour des systèmes à fortes ouvertures. Cela supprime tout intérêt en infrarouge non refroidi. D'autre part, le Cassegrain présente un faible tirage, ce qui peut être problématique pour un détecteur refroidi dans un cryostat. En plus, le faible tirage limite la longueur focale, alors qu'un tel système favorise les faibles champs.

Lorsque deux surfaces d'un même composant réfractif ne suffisent pas à corriger les aberrations optiques, une piste intéressante en terme de compacité consiste à s'inspirer de concepts catadioptriques en segmentant le composant optique de parties réfractives et réflectives. La démarche consiste à replier le faisceau et à augmenter le nombre de surfaces

utiles d'un système tout en n'utilisant qu'un élément optique. Cela permet d'augmenter la distance focale du système sans augmenter son épaisseur, ainsi que de fournir au concepteur des degrés de liberté supplémentaires pour corriger les aberrations. Dans ce cadre, la lentille catadioptrique de la Réf. [70] (voir Fig. 2.38.a) comprend un film miroir multicouches déposé sur chacune de ses surfaces. Le faisceau incident subit alors deux réflexions et deux réfractions. Le composant possède une focale de 30mm pour un encombrement de 13mm. Il correspond à une architecture de type Cassegrain plongée dans de l'indice. L'avantage d'un comportement réflectif dans un milieu d'indice est que le champ est compressé dès le dioptre d'entrée ce qui réduit artificiellement le champ d'incidence sur les miroirs qui constitue leur principale limitation. Cela permet d'augmenter le champ de vue du système, mais ce dernier peut être limité par le chromatisme.

Tremblay *et al.* ont ensuite poussé le concept en proposant une lentille repliée N fois dite "origami". Ils ont conçu deux composants visibles l'un composé de 4 repliements [71] et l'autre de 8 repliements [72] (voir Fig. 2.38.b). Le premier possède une distance focale de 18,6mm et un champ de vue de 17° et le second une distance focale de 35mm et un champ de vue de 6,67°. Tous deux ont une épaisseur de 5mm. Une augmentation du nombre de repliements de la lentille origami s'accompagne d'une diminution de son épaisseur au détriment d'une augmentation de son diamètre et d'une augmentation du taux d'obturation centrale. Cela induit une réduction du flux incident sur le détecteur ainsi qu'une chute du contraste de la FTM. Aussi, les aberrations étant de plus en plus difficiles à corriger, le champ de vue du système se verra être de plus en plus limité.

Une belle perspective d'utilisation des lentilles minces origami est donnée par Tremblay *et al.* dans la Réf. [73]. Il s'agirait d'utiliser le concept origami pour concevoir des lentilles de contact permettant d'améliorer l'acuité visuelle des personnes souffrant de dégénérescence maculaire liée à l'âge. Le centre de la lentille imaginée par Tremblay *et al.* permet une vision normale non grossie. A la périphérie de la lentille se trouve la lentille type origami permettant une vue grossie 2,6 fois. Pour basculer d'une vue normale à une vue grossie, il suffirait de porter une paire de lunettes capable d'occulter soit la partie centrale, soit la partie circulaire de la lentille selon les besoins.

Notons que la Réf.[74] propose quant à elle un système replié 4 fois qui n'est lui pas

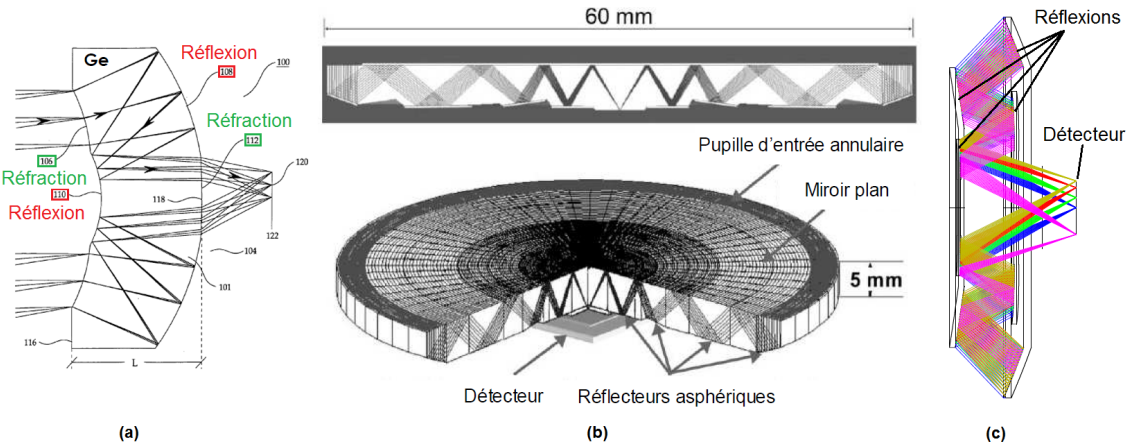

Figure 2.38 – (a) Lentille catadioptrique composée de deux surfaces réflectives et deux surfaces réfractives, extraite de [70]. (b) Lentille catadioptrique repliée 8 fois, extraite de [72]. (c) Système replié 4 fois plongé dans l'air, extrait de [74].

plongé dans de l'indice (voir Fig. 2.38.c). Il fonctionne dans le LWIR, possède une focale de 50mm et est ouvert à F/1,5. Compact, il est conçu pour être intégré dans une boule optronique de diamètre 8cm.

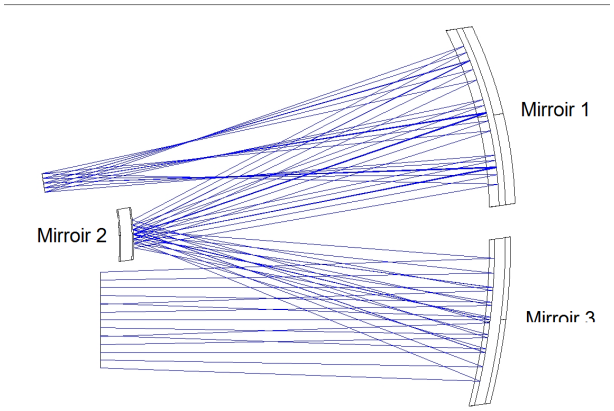

Figure 2.39 – Principe d'un anastigmat à trois miroirs (TMA).

Un autre type de système à miroirs classique est l'anastigmat à trois miroirs (TMA). La combinaison de trois miroirs permet de minimiser les aberrations comme l'aberration sphérique, la coma ou l'astigmatisme. Par rapport au Cassegrain, l'ajout d'un troisième miroir permet de corriger efficacement l'astigmatisme ce qui permet d'adresser un champ de vue supérieur au Cassegrain, typiquement allant jusqu'à 20 ou 30°. En plus, en configuration non symétrique le TMA ne contient pas d'obturation centrale du faisceau ce

qui permet en plus de ne pas dégrader sa transmission. Toutefois, il possède un encombrement relativement important. L'amélioration des TMA en terme de compacité et de qualité image passe par la réalisation de miroirs freeform c'est-à-dire sans symétrie de révolution [75]. Ainsi, dans les Réf. [76, 77] les auteurs ont développé un système infrarouge à trois miroirs pouvant être vu comme une évolution du TMA (voir Fig. 2.40). Afin d'augmenter le nombre de degrés de liberté lors de la conception de l'imageur et de limiter les aberrations et l'encombrement de leur système, l'équipe de Fuerschbach *et al.* a proposé d'utiliser des optiques freeform. L'originalité de leur système repose également dans le fait que les centres optiques des différents miroirs ne soient plus positionnés sur l'axe optique, ce qui permet d'optimiser la compacité. Le système est ouvert à F/1,9 et couvre un champ de vue de 10°. Il est associé à un microbolomètre 320x2540 pixels au pas de 25μm, sensible sur la bande spectrale 8-12μm.

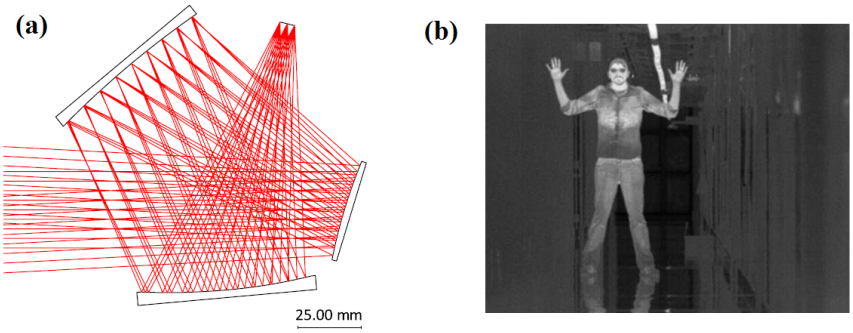

Figure 2.40 – (a) Imageur à trois miroirs freeform développé par Fuerschbach *et al.*, (b) Image obtenue avec un microbolomètre 320x240 pixels au pas de 25μm. [76, 77]

Bilan

Les approches que je viens de présenter permettent de réduire l'encombrement du système optique et d'envisager la conception de caméras infrarouges très compactes pouvant potentiellement être directement intégrées au plus proche du détecteur. Dans le domaine de l'imagerie infrarouge refroidie, l'approche multivoie a déjà permis de proposer un système grand champ directement intégré dans le cryostat tout en limitant la hauteur de l'écran froid. Des premières architectures multivoies compactes et grand champ ont également été proposées en infrarouge non refroidi. Toutefois, ces architectures mettent en jeu

des systèmes généralement composés de plusieurs étages d'éléments optiques. Cela va augmenter le temps de mise en froid en infrarouge refroidi, et augmenter le coût du système en infrarouge non refroidi. Les systèmes à miroirs sont une autre piste que j'ai mentionnée, mais ils impliquent un champ en général trop faible et sont potentiellement plus volumineux que les architectures multivoies. Nous allons voir dans la suite de cette partie comment par des approches de conception originales nous pouvons proposer des caméras basées sur une architecture optique très simple composée d'un minimum de composants optiques.

2.1.3 Les optiques codées

Pour introduire cette section, revenons à l'historique de la photographie. Si l'on remonte des siècles en arrière, les premières images ont été obtenues à partir d'une simple caméra obscura composée d'un trou et d'une surface plane jouant le rôle de plan d'observation. Au court des années 1800 est ensuite née la photographie argentique, permettant l'obtention d'une photographie par un processus photochimique comprenant l'exposition d'une pellicule sensible à la lumière puis son développement. A cette époque là, le dispositif optique était formé de composants essentiellement réfractifs et/ou réflectifs. A partir des années 1975, le remplacement des pellicules photographiques par des détecteurs numériques a permis une importante révolution dans le domaine de l'imagerie. En numérique, le capteur transforme les informations lumineuses qu'il reçoit en signaux électriques. Ces signaux électriques peuvent alors être traités, manipulés et modifiés. Grâce à des traitement d'images adaptés, les caméras numériques sont capables non seulement de reproduire avec fidélité une scène donnée, mais aussi d'extraire une information utile dans la scène (détection de mouvement, localisation d'objets, etc). Petit à petit, les algorithmes de traitement sont devenus de plus en plus performants, et c'est alors dans les années 1990 qu'est apparu un concept appelé "computational imagery". Il est basé sur le développement d'imageurs combinant d'une part une optique innovante et d'autre part des algorithmes de traitement d'images, les deux parties étant optimisées conjointement. En parallèle les composants optiques diffractifs se sont progressivement développés grâce à l'amélioration des procédés de fabrication. Cela a alors permis à un nouveau concept de

voir le jour depuis quelques récentes années, il s'agit du concept appelé "computational diffractive imagery". Il est basé sur l'optimisation conjointe d'un dispositif optique innovant diffractif, et d'un traitement d'images. La Fig. 2.41 tirée de la Réf. [78] publiée par Stork en 2014, illustre cette évolution dans le temps des pratiques d'imagerie.

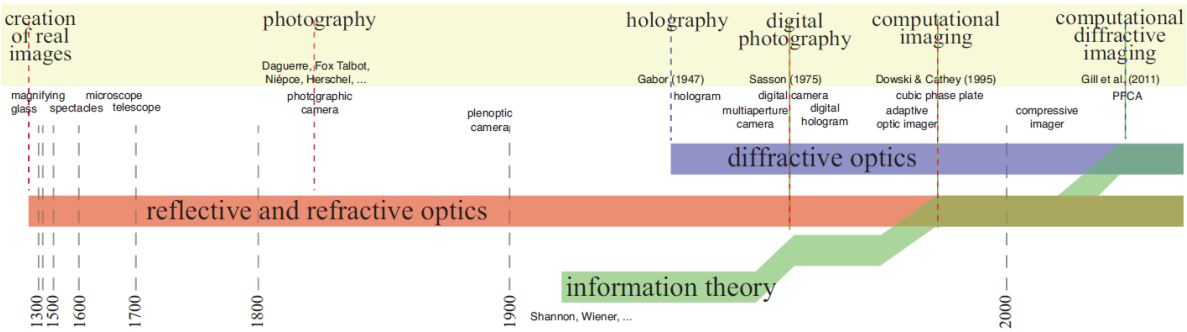

Figure 2.41 – Frise historique illustrant l'évolution des concepts d'imagerie optique, aujourd'hui guidés par la "computational imagery" et même plus récemment encore la "computational diffractive imagery". Extrait de [78].

Comme je viens de le décrire, aujourd'hui de nombreux imageurs innovants proposent une optique potentiellement diffractive créant une image codée ensuite traitée par des algorithmes adaptés au design et aux applications. L'optimisation conjointe de l'optique et du traitement permet d'intégrer des fonctions d'imagerie tout en gagnant sur l'architecture optique en terme de masse optique. En infrarouge non refroidi, limiter la masse optique permet d'envisager un imageur compact compatible avec l'environnement cryogénique du cryostat. En infrarouge non refroidi, limiter le nombre de composants optiques permet de limiter le coût de la caméra. Dans la suite de cette section, je vais détailler plusieurs concepts de "computational imagery" et de "computational diffractive imagery" décrits dans la littérature.

Optiques à aberrations contrôlées

Historiquement, la première technique de "computational imagery" est née en 1995, il s'agit du codage de front d'onde proposé par Dowski *et al.* [79] dont le but est de générer une PSF invariante par défocalisation du plan image. Le codage de front d'onde conçoit un système *a priori* relativement simple et introduisant de façon contrôlée des

aberrations optiques pouvant être ensuite corrigées par post-traitement. La technique de Dowski modifie la phase au niveau de la pupille de façon à générer une FTM dégradée mais maintenant un contraste non nul jusqu'à la fréquence de coupure souhaitée afin de pouvoir être déconvoluable. Ainsi toutes les images des objets appartenant à une large plage de profondeur sont identiquement floues et une seule étape de déconvolution permet de restaurer la netteté de l'image. L'inconvénient de cette technique est l'augmentation du bruit induite lors du traitement de déconvolution.

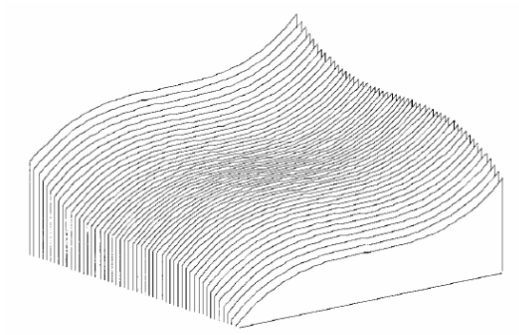

Figure 2.42 – Lame de phase cubique intégrée au niveau de la pupille, proposée par l'équipe de Dowski, extrait de [80].

Le codage du front d'onde se fait le plus souvent en ajoutant une lame de phase au niveau de la pupille. Initialement, une lame de phase cubique a été proposée par l'équipe de Dowski (voir Fig. 2.42) [79, 80]. Par la suite, d'autres stratégies ont été envisagées parfois en utilisant plutôt un masque de phase à symétrie circulaire [82, 83]. Dans la Réf. [83], Diaz *et al.* ont proposé une caméra LWIR utilisant un masque de phase annulaire dont la phase a été codée par des structurations sub-longueur d'onde. Ce masque est intégré dans le plan de la pupille (voir Fig. 2.43). L'inconvénient de cette technique est qu'elle fait intervenir une lame supplémentaire dans le système optique. Idéalement, le front d'onde sera plutôt codé sur la surface d'une lentille par exemple en s'appuyant sur une asphérisation en cosinus comme Dowski et Kubala l'ont proposé en 2004 [81] (voir Fig. 2.44.a). Cela leur a permis de proposer un concept infrarouge dédié au LWIR, très ouvert (N=0,9), n'utilisant qu'une seule lentille dont face arrière est asphérisée en cosinus (voir Fig. 2.44.b). La focale de leur système est de 11,5 mm. Le détecteur est un microbolomètre composé de 64x64

pixels avec un pas de 25μm. La qualité finale des images qu'ils obtiennent avec une seule lentille ne pourrait être atteinte sans codage du front d'onde que par l'utilisation d'au moins deux éléments optiques. Ils ont ainsi montré qu'en optimisant conjointement la conception optique, mécanique et électronique, il est possible de réduire la complexité et a priori le coût des systèmes dans l'infrarouge lointain. La contrepartie à cette simplicité du design optique est une perte d'un facteur deux en terme de sensibilité.

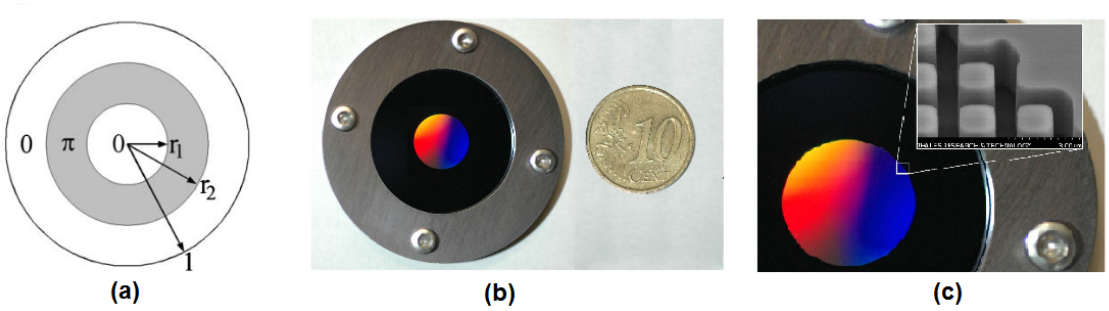

Figure 2.43 – (a) Principe de la lame de phase de Diaz *et al.* composée d'anneaux concentriques sub-longueur d'onde. (b) Vue globale de la lame. (c) Vue détaillée. [83].

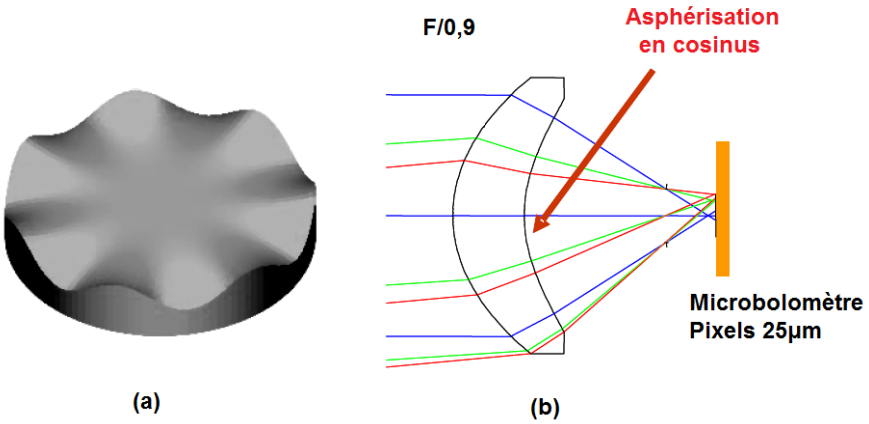

Figure 2.44 – (a) Lame avec une asphérisation en cosinus. (b) Schéma de la caméra LWIR de Dowski *et al.* utilisant une seule lentille dont la surface arrière est asphérisée en cosinus (N=0,9). Extrait de [81].

D'autre part, l'équipe de Muyo *et al.* [84, 85] propose quant à elle de coder sur la surface d'une lentille un masque de phase asymétrique. Dans ce cadre, ils ont imaginé une caméra LWIR utilisant une unique lentille en germanium avec un tel masque codé sur la face avant. Leur système monolentille est très ouvert (F/1) et possède une focale de 75mm. Il image un champ de vue total de 7° sur un détecteur microbolomètre 320x240 pixels au

pas de 38μm. Grâce à un traitement d'images adapté, l'objectif est de maintenir de bonnes performances sur tout le champ tout en réduisant significativement l'encombrement de la caméra et sa complexité. A champ de vue, focale et nombre d'ouverture équivalents, les auteurs indiquent que sans codage du front d'onde un Petzval à deux lentilles est nécessaire pour atteindre les mêmes performances. Notons toutefois que dans les Réf. [84, 85] Muyo *et al.* n'ont pour l'instant conçu et testé qu'un système utilisant une lentille et une lame de phase séparée. A terme seulement, ils souhaitent fusionner le masque et la lentille et s'orienter vers des matériaux pouvant être moulés. Cela nécessite un effort en terme de fabrication que ne permettent pas facilement les technologies actuelles.

Imagerie sans lentille

La façon la plus directe de minimiser la masse optique d'un système d'imagerie consiste à utiliser un système d'imagerie sans lentille. Par là, j'entends utiliser un système reposant sur des propriétés diffractives plutôt que réflectives ou réfractives. L'image brute sera souvent dégradée, elle sera parfois même inexploitable en tant que telle, mais un traitement d'image permettra le cas échéant d'améliorer la qualité de l'image ou d'extraire une information utile. C'est là tout l'objectif de la "computational diffractive imagery".

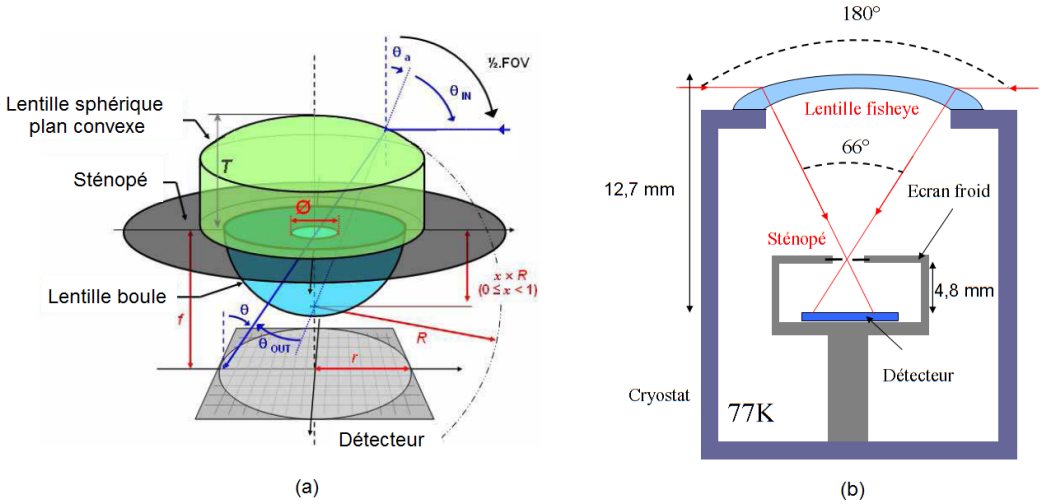

Figure 2.45 – (a) Caméra visible grand champ proposée par Tisse [86]. Cette caméra est constituée d'un sténopé et de deux lentilles collées de part et d'autre du sténopé afin d'augmenter le champ d'observation de la caméra. (b) Caméra MWIR intégrée dans le cryostat proposée par Druart *et al.* [87]. Une lentille fisheye permet d'augmenter le champ de la caméra.

Dans un premier temps, nous pouvons constater qu'un système optique possédant un très grand nombre d'ouverture peut s'appuyer sur la diffraction pour former une image. Le composant optique le plus simple est le sténopé, introduit par l'érudit arabe Ibn au Xe siècle et intégré par Della Porta au XVe siècle dans une chambre obscure qui donna le nom de *camera obscura*. Une *camera obscura* utilise un simple diaphragme de très petit diamètre, appelé sténopé, et un détecteur. La profondeur de champ étant proportionnelle au carré du nombre d'ouverture, ce système a l'avantage de posséder une très grande profondeur de champ. En 2005, Tisse a remis au goût du jour ce concept en proposant une caméra visible grand champ basée sur le concept de sténopé [86]. Afin d'augmenter le champ de son système, deux lentilles sont collées de part et d'autre du sténopé (voir Fig. 2.45.a). Par la suite, durant sa thèse à l'ONERA, Guillaume Druart a adapté ce concept au domaine infrarouge refroidi. Il a ainsi développé une caméra sténopé grand champ entièrement intégrée dans le cryostat avec un nombre d'ouverture N=24. Elle est obtenue simplement en diminuant le diamètre du diaphragme froid de l'écran froid [87]. Le cryostat devient ainsi directement une *camera obscura* infrarouge, soit une caméra cryogénique dans une chambre cryogénique. Remarquons que pour augmenter le champ de vue de sa caméra sténopé, Druart *et al.* ont ensuite proposé de remplacer le hublot du cryostat par une lentille fisheye (voir Fig. 2.45.b). Cette dernière permet d'étendre le champ de vue de la caméra à 180 °. Toutefois, ces deux imageurs ont le double inconvénient de posséder une faible sensibilité radiométrique ainsi qu'une faible résolution angulaire. Notons que la faible ouverture du sténopé exclut toute possibilité de l'utiliser pour des applications d'imagerie non refroidi.

D'autres façons de coder le diaphragme froid d'un cryostat avec un composant diffractif peuvent avoir des applications intéressantes en infrarouge refroidi. Notamment, il est possible d'envisager de remplacer le diaphragme froid par un objet continûment auto-imageant [88]. A partir d'une distance donnée, ce dernier possède la propriété de générer une image invariante par propagation. Un objet continûment auto-imageant maintient donc la grande profondeur de champ du sténopé tout en ayant une meilleure résolution angulaire. Cela permet de limiter le nombre d'éléments optiques nécessaires à la conception de la caméra. De plus, la très grande profondeur de champ permet au système d'être

particulièrement robuste aux vibrations que subirait la caméra ainsi qu'à la précision d'alignement. Cela est important pour une caméra destinée à être embarquée sur des systèmes instables et n'intégrant pas forcément de systèmes de stabilisation ou d'autofocus (drônes, fantassins).

Parmi les objets continûment auto-imageants, l'axicon diffractif (ou réseau circulaire), décrit par McLoed [89], est l'un des plus populaires du fait de sa grande transmission. Il s'agit d'un réseau circulaire de pas constant (voir Fig. 2.46.a) possèdant la propriété de confiner la lumière suivant une fine ligne focale. Il possède une propriété intéressante de zoom par simple déplacement du composant par rapport au détecteur [90]. De plus, l'axicon peut être codé soit en amplitude, soit en phase, en 2 niveaux de gravure seulement. Le composant sera donc potentiellement simple à réaliser.

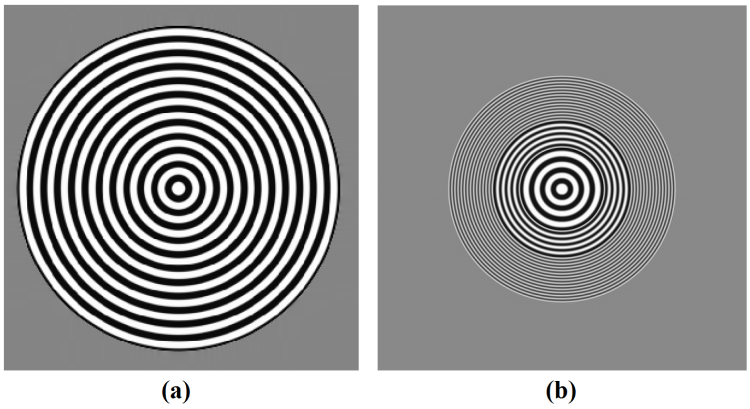

Figure 2.46 – Illustration d'un axicon (a) et d'un multiaxicon (b).

La propriété de zoom du réseau circulaire a été démontrée à l'ONERA dans le visible [90]. Un zoom $\sim$ x2 a été réalisé en faisant varier la position du réseau circulaire entre 37mm et 88mm. Le détecteur utilisé est composé de 1296x1026 pixels au pas de 6,7μm. Le nombre d'ouverture équivalent est toutefois supérieur à 10. Dans la Réf. [91], une caméra infrarouge refroidie a été développée en intégrant un axicon au niveau du diaphragme froid du cryostat. L'axicon possède un pas de 120μm et un diamètre de 2,82mm. Il est placé dans le crostat à 30mm d'un détecteur 320x256 pixels au pas de 30μm. Ce système est présenté comme une évolution du la caméra sténopé de la Réf. [87]. Elle possède en effet une meilleure résolution angulaire. Notons aussi qu'à l'ONERA, une caméra basée sur l'utilisation d'un seul axicon a également été étudiée dans le LWIR [92]. Le réseau

circulaire est codé en amplitude par un dépôt d'or sur une lame en Arsenic de Gallium. Sa période est égale à 140μm. Le détecteur utilisé est un microbolomètre composé de 384 x 288 pixels au pas de 35μm. Toutefois, le système est très peu ouvert. Il possède un nombre d'ouverture équivalent compris entre 7,6 et 10. L'axicon n'est donc pas adapté à un microbolomètre dont la faible sensibilité impose un nombre d'ouverture inférieur à 2.

L'axicon possède des performances radiométriques meilleures que le sténopé mais elles restent encore insuffisantes pour la plupart des applications infrarouges. De plus, le contraste est faible aux hautes fréquences. Le multiaxicon se présente alors un composant alternatif intéressant, intermédiaire entre la lentille classique et l'axicon. Il s'agit d'une combinaison de réseaux circulaires concentriques de pas variable. En somme il peut être vu comme une succession d'axicons concentriques [93]. Le multiaxicon génère une ligne focale plus courte que celle de l'axicon du fait que l'ouverture de chaque réseau circulaire est réduite. Il possède par contre un meilleur bilan radiométrique étant donné que les différents réseaux circulaires contribuent ensemble à rendre plus intense la ligne focale.

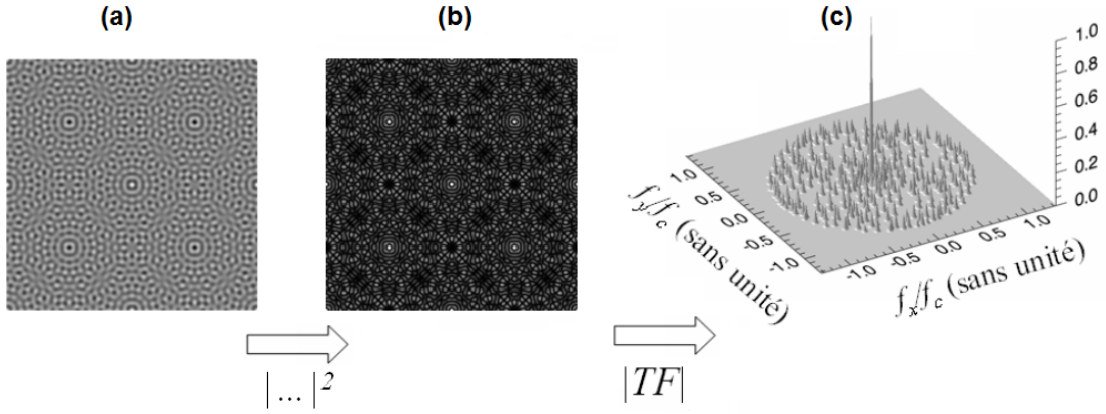

Figure 2.47 – (a) Transmittance d'un CSIG. (b) Module carré de la transmittance (PSF 2D). (c) Transformée de Fourier de (b) (FTM 2D), illustration de la FTM lacunaire du CSIG.

Un troisième objet continûment auto-imageant intéressant est le réseau continûment auto-imageant ou CSIG (*Continuous Self-Imaging Grating*). Il s'agit d'un réseau de diffraction à 2 dimensions constitué de motifs périodiques (voir Fig. 2.47.a). Lorsqu'il est illuminé par une onde plane, ce composant produit des tableaux non diffractants qui sont un ensemble de lignes focales réparties selon une certaine période. Il produit une PSF éta-

lée caractéristique donnant au CSIG la particularité d'échantillonner les objets de façon discrète dans l'espace de Fourier (voir Fig. 2.47.c). Les méthodes de traitement classiques appliquées au réseau circulaire ne vont alors pas pouvoir être appliquées au cas du CSIG. Par exemple le filtre de Wiener simple sans régularisation ne peut restaurer des fréquences dont le contraste est nul, ce qui le rend inadapté pour restaurer les images produites par des CSIG. D'autres méthodes de traitement utilisant des informations a priori lacunaires doivent être envisagées. Il peut s'agir par exemple d'une méthode basée sur un processus de rééchantillonnage dans l'espace de Fourier, si l'objet observé n'est pas trop étendu, ou d'une méthode basée sur l'imagerie comprimée si l'objet peut être décrit en un nombre fini de coefficients dans une base de projection donnée, par exemple l'espace des gradients. La lacunarité de la FTM constitue un inconvénient pour l'imagerie d'objets et de scènes complexes. Comme le CSIG ne transmet pas toutes les fréquences spatiales, il sera adapté pour faire de l'imagerie spécialisée pour les objets simples. En revanche, cette lacunarité couplée au fait que la FTM se contracte ou se dilate suivant la position des objets, permet d'imaginer une stratégie d'imagerie 3D originale par multiplexage d'information dans l'espace de Fourier [94]. Les propriétés d'imagerie des CSIG dans le visible ont été étudiées à l'ONERA durant la thèse de Martin Piponnier [95]. Cette démarche pourrait être appliquée au domaine infrarouge, en particulier refroidi, pour la conception d'une caméra compacte spécialisée pour la localisation de points sources.

Il est intéressant de mentionner un autre concept d'imagerie permettant la localisation de points sources. En 2007, Ashok *et al.* [96] ont montré qu'un composant optique dont la PSF est étendue spatialement permet de localiser des points sources avec une précision inférieure à la taille du pixel. C'est ainsi que F. de la Barrière *et al.* ont réfléchi à un concept optique innovant générant une PSF étendue et faisant intervenir un minimum de composants optiques. Dans la Réf. [97], ils ont ainsi proposé un système très compact uniquement composé d'un masque de phase aléatoire (voir Fig. 2.48.a). Celui-ci est utilisé dans un régime particulier appelé régime de filamentation, correspondant au placement du détecteur à une distance donnée très proche du masque. Les Fig. 2.48.b et 2.48.c montrent les PSF imagées sur le détecteur lorsque le masque est éclairé par une onde plane monochromatique respectivement perpendiculaire à l'axe optique et inclinée de 10°

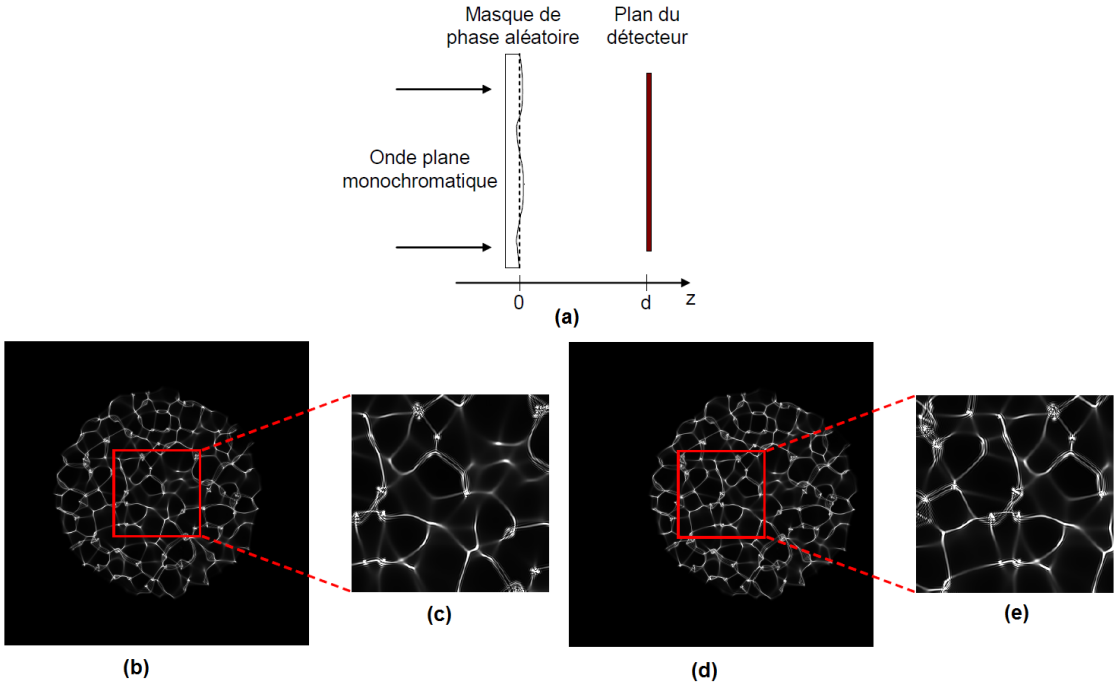

Figure 2.48 – (a) Illumination du masque de phase aléatoire de de la Barrière *et al.* par une onde plane. (b) PSF monochromatique sur l'axe du masque de phase aléatoire, le carré rouge montre la position et la taille du détecteur. (c) Portion de la PSF sur l'axe imagée sur le détecteur. (d) PSF monochromatique obtenue en considérant une onde plane incidente inclinée de 10°, (e) Portion de (d) imagée sur le détecteur. Extrait de [97].

La corrélation de phase des deux images produit un pic de corrélation très fin à deux dimensions. Les coordonnées de son barycentre de ce pic permettent d'estimer la position du point source. Le système développé dans la Ref. [97] fonctionne dans le domaine visible mais les auteurs précisent qu'il pourrait être appliqué au domaine infrarouge.

D'autres systèmes originaux d'imagerie sans lentille ont été développés en utilisant des éléments diffractifs associés à un traitement d'image adapté. Il est notamment intéressant de mentionner les travaux particulièrement novateurs de Gill *et al.*. En 2011, ils ont publié un article [98] présentant un minuscule imageur visible sans lentille de 10μm d'épaisseur sur un 0,5μm de côté appelé PFCA pour *Planar Fourier Capture Array.* La fonction d'imagerie est directement intégrée au niveau du pixel. Devant chaque photodiode sont placés deux réseaux métalliques légèrement décalés entre eux. Le premier réseau agit comme un réseau de diffraction en amplitude. Lorsqu'il est éclairé par une onde plane, il génère une figure d'interférence particulière. Conséquence de l'effet Talbot [99], le réseau périodique va générer une image de lui-même, ou "auto-image", qui se répète sur plusieurs plans le long de l'axe optique. Les distances auxquelles les auto-images se forment sont multiples d'une grandeur appelée distance Talbot qui dépend du pas du réseau. En plus, à la demi distance Talbot le réseau produit également une auto-image mais décalée d'une demi-fois la période du réseau. Dans la pratique, Gill *et al.* placent la seconde structure périodique à une demi distance Talbot afin d'optimiser la compacité de leur système. Une auto-image du réseau de diffraction amont décalée d'une demi-fois le pas du réseau est donc formée sur le second réseau périodique. La deuxième structure périodique va ensuite agir comme un "analyseur". Elle va servir à sélectionner la lumière transmise à la photodiode en amont. Selon l'alignement de l'auto-image avec le second réseau, celui-ci va soit laisser passer la lumière soit la bloquer. Finalement, le flux lumineux incident sur la photodiode va varier de façon sinusoïdale avec l'angle incident. Le principe d'un pixel sensible en angle est illustré à la Fig. 2.49. La photodiode va finalement répondre à une fréquence spatiale de la Transformée de Fourier 2D de la scène.

En associant plusieurs structures de pixels sensibles en angle et en faisant varier le pas des réseaux, chacune des structures est accordée à des angles incidents différents. On parvient ainsi à rendre chaque photodiode sensible à une fréquence spatiale différente de

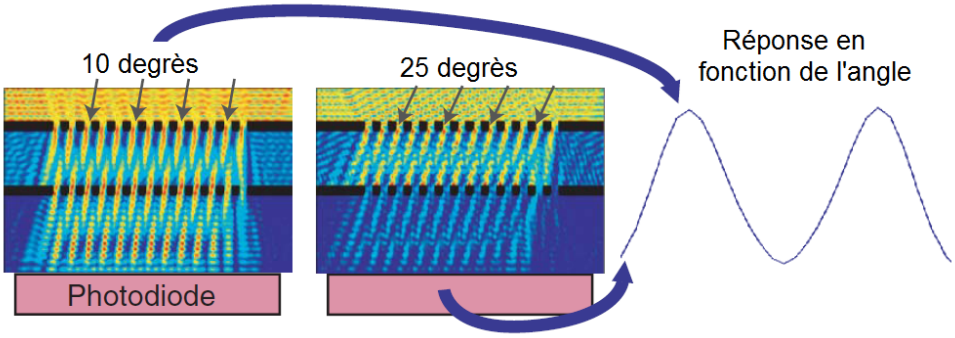

Figure 2.49 – Pixels sensibles en angle [98].

la Transformée de Fourier 2D de la scène. Cela permet de reconstruire la Transformée de Fourier 2D entière de la scène. Les images finales proposées par Gill *et al.* sont ainsi obtenues à partir d'un traitement dérivé de la Transformée de Fourier 2D de la scène (voir Fig. 2.50.b) Les images obtenues ne sont pas de haute qualité, mais elles trouvent des applications dans certains domaines où les contraintes de coût et d'encombrement sont prioritaires sur celle de la qualité image. Son prix annoncé n'est que de quelques centimes d'euro ! Toutefois cet imageur possède plusieurs inconvénients. Il est très peu tolérant en longueur d'onde et aussi très peu tolérant aux erreurs de fabrication. Aussi, il possède de très mauvaises performances radiométriques étant donné que le système proposé ne concentre pas le flux incident sur les pixels. De plus, le double étage de réseaux absorbe une majeur partie du flux incident et seuls 25% des rayons sont transmis.

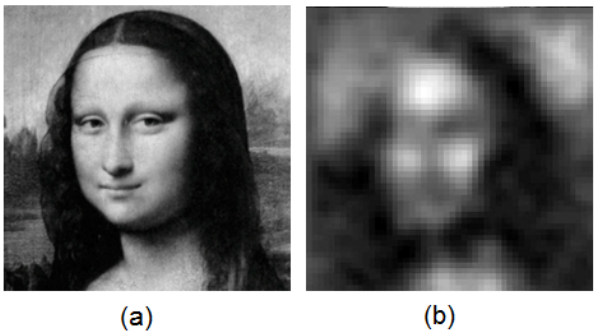

Figure 2.50 – (a) Image de Mona Lisa. (b) Image de Mona Lisa reconstruite par la caméra PCFA de Gill *et al.* [98].

La même équipe de recherche a ensuite développé en 2013 un nouvel imageur visible sans lentille appelé PicoCam, présenté comme une évolution du précédent concept

[100, 102]. Leur nouveau concept repose d'abord sur le développement d'un réseau de phase binaire anti-symétrique générant des déphasages de π (voir Fig. 2.51), associé à une matrice de photodiodes [101]. Ce dernier possède la propriété de diffracter une lumière polychromatique suivant différentes lignes au niveau de la matrice de photodiodes. De plus, suivant certaines lignes que Gill *et al.* appellent "des rideaux", l'intensité diffractée sera minimale. Ainsi, un réseau de phase anti-symétrique associé à une matrice de photodiode va fournir des informations concernant toutes les fréquences spatiales perpendiculaires à l'orientation du réseau. Une telle structure est ainsi capable de fournir une ligne 1D de la Transformée de Fourier 2D de l'image.

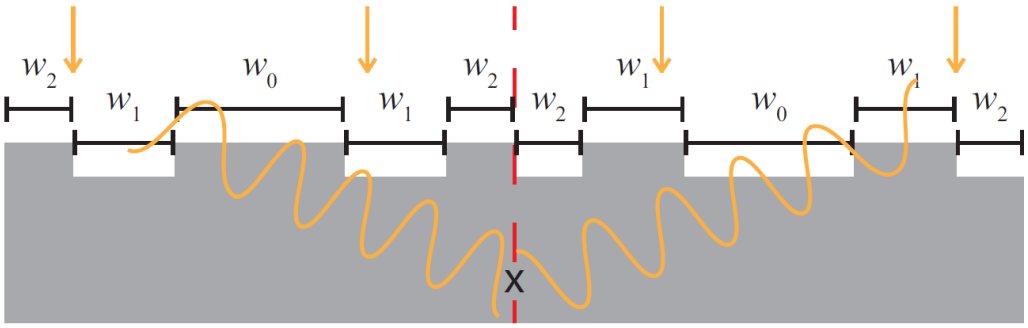

Figure 2.51 – Réseau de phase binaire anti-symétrique. Lorsqu'un faisceau arrive perpendiculairement au réseau, on observe des interférences destructives aux points x (line rouge verticale, correspondant à un "rideau" selon les termes de Gill *et al.*). Le déphasage relatif entre les zones gravées et les zones non gravées est de π. Extrait de [102].

En arrangeant suivant une spirale 29 réseaux de phase anti-symétriques (voir Fig 2.52.a), Gill *et al.* parviennent à ce que chaque réseau possède sa propre orientation et à ce qu'ensemble ils contiennent la TF 2D entière de n'importe quelle scène. Notons que l'image d'un point source (PSF) obtenue avec un imageur utilisant le réseau en spirale est une PSF étendue (voir Fig 2.52.c). D'autre part, l'image d'une scène est inutilisable en tant que telle (voir Fig 2.52.e) mais un traitement d'image reposant sur une méthode de régularisation du type de celle développé par Tikhonov permet d'obtenir une image exploitable (voir Fig 2.52.f). Les images obtenues après traitement sont meilleures que celles qu'ils obtenaient avec la précédente caméra alors que son volume est trois fois moins important. Ce nouvel imageur possède une meilleure sensibilité que le PFCA, et aussi il est invariant avec la longueur d'onde et robuste aux incertitudes de fabrication.

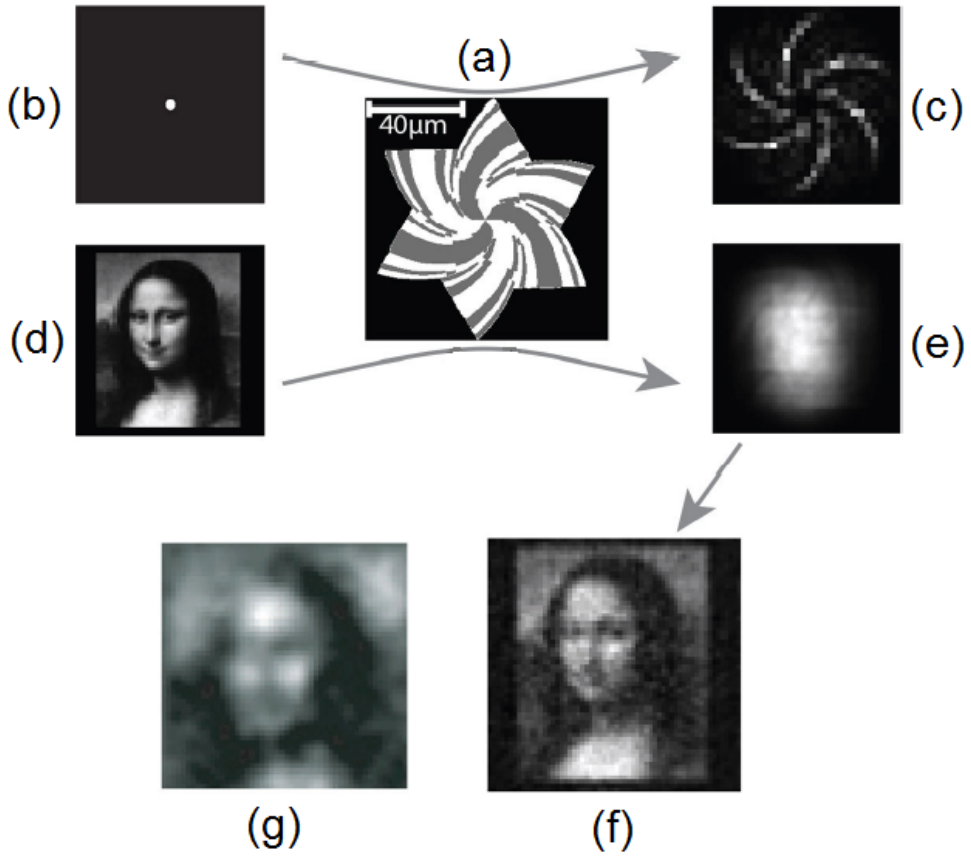

Figure 2.52 – (a) Masque arrangé en spirale de 29 réseaux de phase anti-symétriques. (b) Point source objet. (c) Image du point source (b), illustration de la PSF étalé généré par le masque. (d) Scène. (e) Image brute de la scène (d). (f) Image de la scène après traitement. (e) Comparaison avec les performances du PFCA de la Réf. [98]. Extrait de [100].

Bilan

En conclusion, les méthodes présentées permettent de limiter le nombre de composants optiques d'un imageur. Toutefois, la plupart d'entre elles possèdent des performances inadaptées pour répondre à un large spectre d'applications et tendent à spécialiser ces caméras à des missions bien particulières et bien maitrisées. Les optiques à aberrations contrôlées ont soit tendance à introduire une lame supplémentaire dans le design optique, soit, lorsque la lame est fusionnée dans l'optique, à faire intervenir des techniques de fabrication mal maitrisées actuellement. Une caméra sténopé quant à elle présente une ouverture trop faible et une résolution également trop faible. L'axicon ou le multiaxicon possèdent également une faible ouverture et donc toujours un bilan radiométrique assez faible. Le CSIG, le masque de phase aléatoire, le PFCA, ou PicoCam, sont quant à eux plutôt adaptés à des applications d'imagerie spécialisée, la plupart d'entre eux générant des PSF étalées.

De ce fait, nous constatons que ces différents composants originaux sont mal adaptés à notre besoin en terme d'imagerie standard cumulant une large bande spectrale, un grand champ de vue, et une grande ouverture tout en maintenant une compacité maximale. Ainsi, il nous faut réfléchir à des composants optiques plus classiques en trouvant un moyen de les amincir.

2.1.4 Les optiques réfractives amincies

Une autre approche pour répondre à des besoins de compacité et de diminution des coûts des systèmes imageurs infrarouges consiste à s'orienter vers des optiques réfractives dont l'épaisseur est réduite. Dans ce cadre, les éléments optiques diffractifs sont une piste qu'il peut être intéressant d'étudier en raison de leur faible épaisseur. En particulier nous allons nous intéresser à un composant particulier qui est la lentille de Fresnel, ici supposée à symétrie circulaire.

Si la lentille de Fresnel possède une faible épaisseur, c'est qu'elle possède un profil de surface discontinu particulier (voir Fig. 2.53). Je vais décrire ci-dessous la façon dont il est obtenu. Pour cela, considérons tout d'abord une lentille réfractive mince d'épaisseur

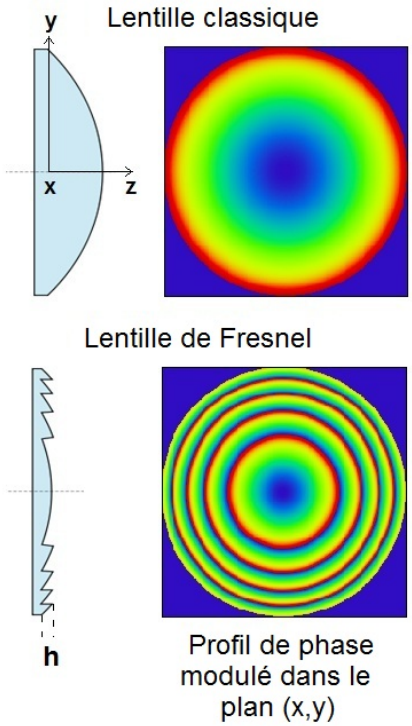

Figure 2.53 – Schéma montrant le principe d'une lentille de Fresnel.

locale $e(x, y)$ correspondant à un déphasage $\phi(x, y; \lambda)$ à une longueur d'onde λ. L'effet de cette lentille sur une onde incidente se traduit par une multiplication de son amplitude complexe d'un facteur $e^{i\phi(x,y;\lambda)}$. Un saut de 2π sur la phase $\phi(x, y; \lambda)$ est alors sans effet sur l'amplitude complexe en sortie de la lentille. Ainsi, le principe d'une lentille de Fresnel que l'on dira "d'ordre 1" va consister à "couper" la lentille réfractive tous les sauts de phase de 2π à une longueur d'onde particulière notée λ_0. De cette façon, la lentille de Fresnel d'ordre 1 se compose d'une série d'anneaux concentriques dont le saut de phase maximal à λ_0 sera égal à 2π. Ce saut de phase de 2π à λ_0 est induit au niveau des discontinuités, là où la gravure des anneaux est maximale. Il vérifie la relation suivante :

$$\phi_{max} = \frac{2\pi}{\lambda_0}(n(\lambda_0) - 1)h_1 = 2\pi \tag{2.5}$$

avec $n(\lambda_0)$ l'indice de la lentille à λ_0 et h_1 la profondeur de gravure des anneaux au niveau des discontinuités de la lentille de Fresnel d'ordre 1.

On en déduit que la profondeur de gravure de la lentille de Fresnel dite d'ordre 1, h_1, est donnée par :

$$h_1 = \frac{\lambda_0}{(n_0 - 1)} \tag{2.6}$$

Ce raisonnement se généralise au cas d'une lentille de Fresnel dite d'ordre p. Une telle lentille de Fresnel induit un retard de phase maximal égal à $p \times 2\pi$ à une longueur d'onde λ_0. L'épaisseur h_p des gravures de la lentille de Fresnel d'ordre p sera alors donnée par :

$$h_p = p \times \frac{\lambda_0}{(n_0 - 1)} \tag{2.7}$$

Ainsi, comme l'illustre la Fig. 2.53, la lentille de Fresnel possède une épaisseur réduite en comparaison à une lentille réfractive équivalente.

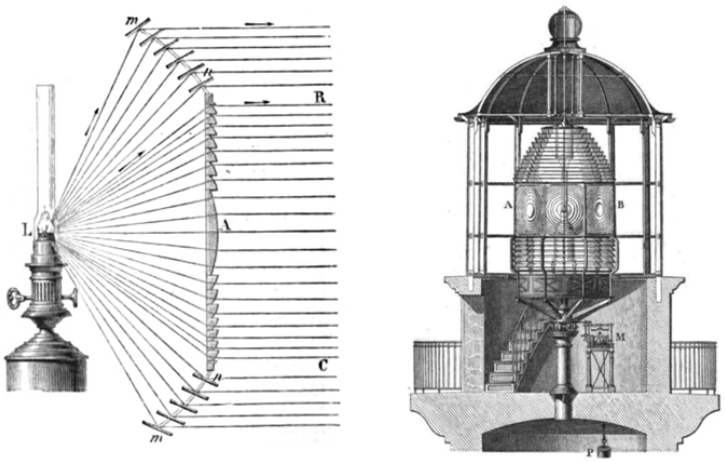

Figure 2.54 – Première lentille de Fresnel installée sur le phare de Cordouan en 1823.

Historiquement c'est pour sa propriété de faible épaisseur que la lentille de Fresnel a d'abord été utilisée. Notons qu'il s'agit d'un concept ancien puisque son idée-même remonte au XVIIIe siècle [**?**]. La première lentille de Fresnel a ensuite été réalisée par Augustin Fresnel un peu plus tard, en 1822. A l'époque il l'a proposée afin de remplacer les miroirs utilisés pour l'éclairage des phares. Les miroirs utilisés jusque là étaient en effet trop absorbants à cause de leur faible réflectivité, l'idée fut donc de les remplacer par des lentilles. Une lentille de plusieurs mètres de diamètre était nécessaire pour capter suffisamment de lumière. Ainsi, une lentille réfractive classique aurait été trop lourde. C'est dans ce contexte qu'Augustin Fresnel a proposé de remplacer les miroirs des phares

par des lentilles de Fresnel (voir Fig. 2.54). Il s'agissait là plutôt de lentilles de Fresnel d'ordre élevé.

Du fait de son profil particulier, la lentille de Fresnel est un composant optique présentant un comportement diffractif. Si elle est conçue pour diffracter 100% de la lumière dans l'ordre p à la longueur d'onde λ_0, elle va en revanche diffracter les rayons incidents dans d'autres ordres de diffraction dès que la longueur d'onde s'écarte de λ_0.

En effet, notons $\phi_{Fresnel}(r;\lambda_0)$ la fonction de phase à λ_0 de la lentille de Fresnel d'ordre p, avec $r = \sqrt{x^2+y^2}$ la coordonnée radiale au niveau de la lentille de Fresnel. Elle est obtenue à partir de la fonction de phase à λ_0 de la lentille réfractive $\phi(r;\lambda_0)$ par la relation suivante :

$$\phi_{Fresnel}(r;\lambda_0) = \phi(r;\lambda_0) \mod (2\pi p) \tag{2.8}$$

A λ quelconque, nous avons :

$$\phi_{Fresnel}(r;\lambda) = \frac{\lambda_0}{\lambda}\phi(r;\lambda_0) \mod (2\pi p\frac{\lambda_0}{\lambda}) \tag{2.9}$$

En supposant l'approximation de Fresnel valable, le profil de phase d'une lentille réfractive plan-convexe à λ s'écrit :

$$\phi(r;\lambda) = k\frac{r^2}{2f} = k\frac{r^2(n-1)}{2R} \tag{2.10}$$

où R est le rayon de courbure et n est l'indice du matériau. R et n sont liés à la distance focale nominale f de la lentille par la relation classique d'optique géométrique :

$$\frac{1}{f} = \frac{(n-1)}{R} \tag{2.11}$$

Ainsi, toujours dans l'approximation de Fresnel, la lentille de Fresnel induit un déphasage périodique suivant le carré de la position radiale, r^2, avec une période notée a^2 où a est le rayon de la première zone de Fresnel. Dans ce cas, la transmittance T de la lentille de Fresnel, supposée suffisamment mince, possède les mêmes propriétés de périodicité. Celle-ci peut donc être décomposée en série de Fourier de la façon suivante :

$$T(r) = e^{j\phi_{Fresnel}(r;\lambda)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m e^{\frac{2j\pi m r^2}{a^2}} \tag{2.12}$$

Les coefficients c_m sont les coefficients de la série de Fourier. L'Eq. 2.12 s'écrit aussi de la façon suivante :

$$T(r) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m e^{\frac{jkr^2}{2f_m}} \tag{2.13}$$

avec k le nombre d'onde, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ et f_m donnée par l'Eq. 2.14 :

$$f_m(\lambda) = \frac{a^2}{2m\lambda} \tag{2.14}$$

Ainsi, le front d'onde en sortie de la lentille de Fresnel se décompose en une série d'ondes diffractées. Chacune correspond à un ordre de diffraction m focalisant à une distance focale f_m et dont l'amplitude est pondérée par un coefficient c_m qui dépend de la longueur d'onde.

En prenant $m = p$ dans l'Eq. 2.14 on obtient la distance focale de l'ordre p, correspondant à la distance focale nominale :

$$f_p = f = \frac{a^2}{2p\lambda_0} \tag{2.15}$$

A partir des Eq. 2.11 et 2.15, on peut ainsi en déduire l'expression de a utilisée dans celle de f_m :

$$a^2 = 2\frac{p\lambda_0}{n-1}R = 2h_pR \tag{2.16}$$

D'autre part, le coefficient de Fourier c_m se calcule comme étant :

$$c_m = \frac{sin\left(\pi(\alpha - m)\right)}{\pi(\alpha - m)} e^{-j\pi(\alpha - m)} \tag{2.17}$$

où,

$$\alpha = p\frac{\lambda_0}{\lambda}\frac{n(\lambda) - 1}{n(\lambda_0) - 1} \tag{2.18}$$

On peut définir l'efficacité de diffraction de chaque ordre m comme étant la quantité d'énergie électromagnétique effectivement diffractée dans cet ordre. On l'obtient en élevant au carré le module du coefficient de Fourier associé à l'ordre considéré. En notant $\eta(m, \lambda)$ l'efficacité de diffraction de l'ordre m à la longueur d'onde λ, on obtient ainsi :

$$\eta_{m,\lambda} = |c_m|^2 = \mathrm{sinc}^2(\alpha - m) \tag{2.19}$$

soit

$$\eta_{m,\lambda} = \mathrm{sinc}^2\left(p\frac{\lambda_0}{\lambda}\frac{n(\lambda)-1}{n(\lambda_0)-1} - m\right) \tag{2.20}$$

On peut ainsi noter que la lentille de Fresnel d'ordre p possédant une gravure donnée par l'Eq. 2.7, est conçue de façon à ce qu'à la longueur d'onde λ_0 l'ordre de diffraction $m = p$ est 100% efficace. Toute la lumière est donc diffractée dans cet ordre de diffraction que l'on appelle ordre nominal. λ_0 est appelée longueur d'onde nominale. Néanmoins dès que la longueur d'onde s'écarte de λ_0, l'ordre p perd en efficacité. Une partie de la lumière est diffractée dans d'autres ordres de diffraction focalisant à des distances différentes de la distance focale nominale.

Plus récemment, c'est alors pour ses propriétés de chromatisme que la lentille de Fresnel, essentiellement d'ordre 1, a été utilisée. En effet, le chromatisme axial qu'elle génère a la propriété originale d'être négatif, à l'inverse de celui généré par une lentille réfractive. La lentille de Fresnel d'ordre 1 a ainsi été en général utilisée en combinaison avec une lentille classique réfractive dans le but de compenser le chromatisme axial positif de cette dernière, créant un doublet achromatique.

Idéalement, le profil de la lentille de Fresnel doit être traduit dans le matériau de façon exacte, continue. Toutefois, parfois la complexité de la géométrie du profil de la lentille de Fresnel ou la contrainte de coût peuvent amener le concepteur à se tourner vers des techniques de codage alternatives. Ces techniques reposent soit sur une modulation de l'amplitude de la lumière incidente, soit sur une modulation de sa phase, en faisant par exemple varier l'indice du matériau ou son épaisseur. Je propose dans la suite de détailler plusieurs techniques de codage de la lentille de Fresnel dans la suite.

Réseau zoné

Une possibilité pour simplifier le profil de phase de la lentille de Fresnel est de le binariser en le codant en amplitude. Un élément diffractif en amplitude module l'amplitude en fonction de l'absorption de la structure. Cela peut se faire en codant le profil à l'aide d'une succession d'anneaux circulaires alternativement opaques et transparents. On parle de réseau zoné, ou zone plate en anglais (voir Fig. 2.55).

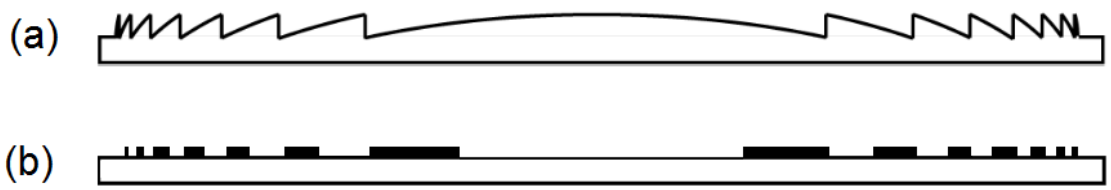

Figure 2.55 – (a) Lentille de Fresnel. (b) Réseau zoné. Extrait de [103].

Les différentes zones transparentes et opaques doivent être réparties de façon à ce que la lumière transmise par les zones transparentes interfère constructivement à la distance focale considérée. Ainsi, chaque discontinuité de la lentille de Fresnel d'ordre 1 est codée en deux zones correspondant à une zone transparente et une zone opaque. La zone transparente correspond à la partie du profil de la lentille de Fresnel induisant un déphasage compris entre 0 et π. La zone opaque au contraire correspond à la partie du profil de la lentille de Fresnel induisant un déphasage compris entre π et 2π.

L'inconvénient majeur de cette structure est qu'étant donné qu'une grande partie du rayonnement incident se trouve bloquée par les zones sombres, elle possède de très mauvaises performances en terme d'efficacité de diffraction (de l'ordre de 10% seulement).

Tamis à photons

Notons qu'une autre façon de coder la lentille de Fresnel en amplitude consiste à répartir différents sténopés sur des zones de Fresnel [104]. Les contributions des différents sténopés globalement interfèrent constructivement ce qui permet, de la même manière qu'une lentille de Fresnel, de focaliser une onde plane. Ce type d'arrangement s'appelle un tamis à photons et est illustré à la Fig. 2.56. L'utilisation d'un tamis à photon a été

proposée dans le domaine du visible afin de réaliser des télescopes spatiaux très ouverts sans pour autant augmenter les poids de ces derniers [105].

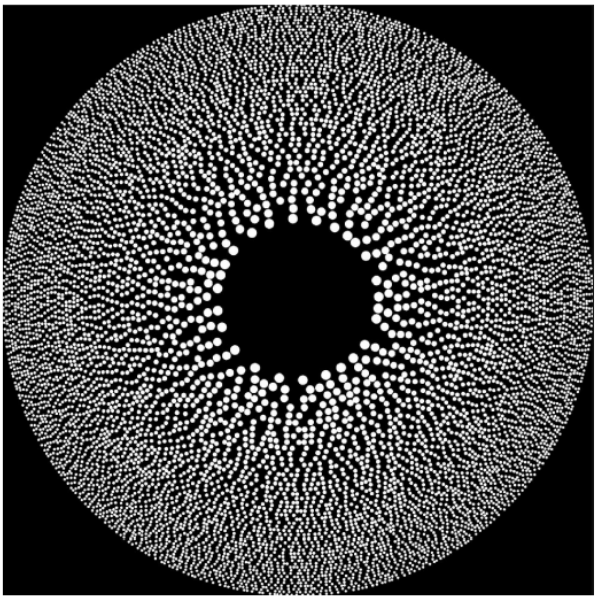

Figure 2.56 – Tamis à photons [105].

Profil en marches d'escaliers

Une méthode alternative pour coder la lentille de Fresnel consiste à approcher le déphasage induit par la lentille de Fresnel par plusieurs niveaux de phase. On obtient ainsi un profil discret multi-niveaux, composé de N marches d'escaliers (voir Fig. 2.57). Un composant par marches peut être fabriqué en reproduisant plusieurs étapes de photolithographie. N étapes de photolithographie produisent un composant composé de 2^N niveaux de phase. Ce procédé de fabrication sera détaillé dans la section suivante.

Le fait d'approximer le profil par marches va a priori simplifier sa fabrication, toutefois il va avoir un impact sur l'efficacité de diffraction du composant. Considérons une lentille de Fresnel conçue pour être 100% efficace dans l'ordre p à une longueur d'onde λ_0. L'efficacité de diffraction d'un ordre m à λ s'exprime en fonction du nombre de marches de la lentille multi-niveaux équivalente [150] :

$$\eta_{m,\lambda,N} = \mathrm{sinc}^2(\pi(p\frac{\lambda_0}{\lambda}\frac{n(\lambda)-1}{n(\lambda_0)-1} - \frac{m}{N})) \tag{2.21}$$

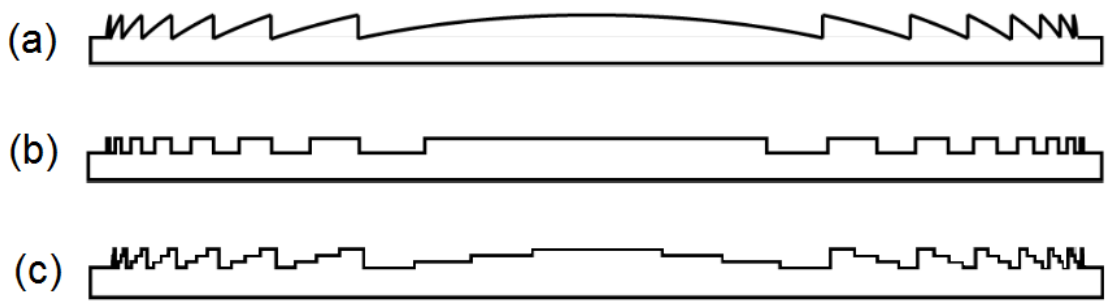

Figure 2.57 – (a) Lentille de Fresnel. (b) Profil à 2 niveaux. (c) Profil à 4 niveaux. Extrait de [103].

Plus le nombre de marches est important, plus le profil résultant est proche du profil idéal continu et plus l'efficacité de diffraction du composant dans l'ordre p sera importante. Toutefois, la contrepartie est un procédé de fabrication plus complexe et plus long à mettre en place.

Prenons maintenant une lentille de Fresnel d'ordre 1 à λ_0. Le tableau ci-dessous donne l'efficacité de diffraction de l'ordre 1 à λ_0 en fonction du nombre de marches de la lentille multi-niveaux équivalente.

Nombre de marches N	Efficacité de diffraction de l'ordre 1
2	0,41
3	0,68
4	0,81
5	0,87
6	0,91
8	0,95
12	0,98
16	0,99

Table 2.1 – Efficacité de diffraction d'une lentille diffractive d'ordre 1 multi-niveaux en fonction du nombre de marches.

On constate qu'une structure à 16 niveaux permet d'atteindre une efficacité de dif-

fraction de 99%. Ainsi, pour réaliser une lentille de Fresnel d'ordre 1, 16 marches sont suffisantes. Elles nécessiteront 4 étapes de photolithographie.

Une lentille de Fresnel d'ordre p possède des gravures p fois plus profondes qu'une lentille de Fresnel d'ordre 1. Ainsi, pour pouvoir atteindre une efficacité de diffraction proche de 100% à la longueur d'onde de blaze, il faudra approximer son profil en utilisant 16×p marches. Cela rend la démarche plus difficile à appliquer en vue d'une réalisation.

Lentille à gradient d'indice

Une autre façon de coder la lentille de Fresnel consiste à moduler le déphasage qu'elle induit en faisant varier l'indice du matériau constituant le composant (voir Fig 2.58). L'indice du matériau est fonction de la position dans ce matériau. On parle de lentille à gradient d'indice.

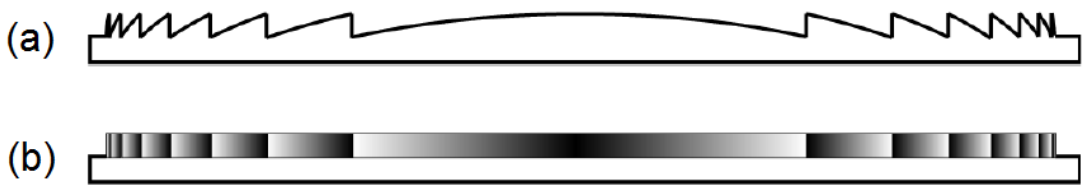

Figure 2.58 – (a) Lentille de Fresnel. (b) Lentille à gradient d'indice. Extrait de [103].

Cette approche a l'avantage de permettre d'atteindre une efficacité de diffraction théorique proche de 100%. En plus, elle permet de ne pas induire par exemple d'aberration sphérique.

Des études sont actuellement menées afin de pouvoir réaliser effectivement ce type de structure à gradient d'indice. La solution proposée par Gibson *et al.* consiste à superposer différentes couches de matériaux présentant des indices et des dispersions différents mais une même température de transition vitreuse (voir Fig. 2.59) [107]. Dans la Réf. [107] les auteurs décrivent une lentille à gradient d'indice composée de 4 couches de verres en chalcogénures qu'ils ont moulées. Remarquons que sur la Fig. 2.59 la modulation d'indice se fait suivant la profondeur. Dans le cas d'une lentille de Fresnel, il faudrait plutôt adapter la modulation suivant la position radiale.

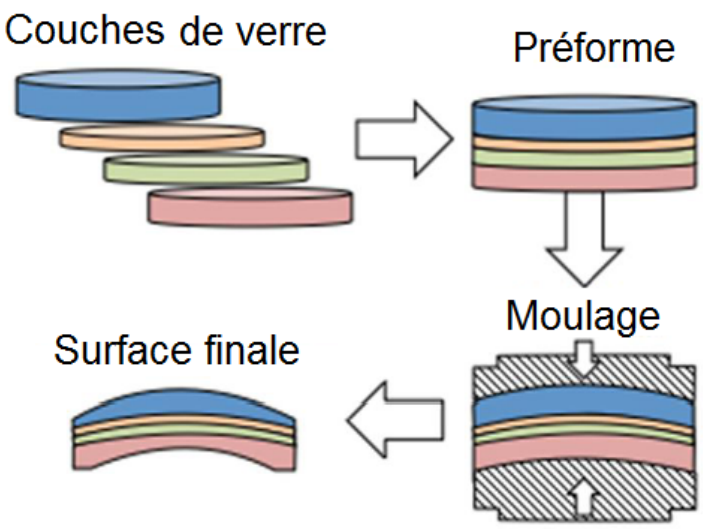

Figure 2.59 – Méthode de réalisation d'une lentille à gradient d'indice par empilement de couches [107].

Notons d'autre part qu'une étude de la DARPA a permis de développer des lentilles en chalogénures dont l'indice varie en fonction de la concentration de cristaux nanométriques ayant un indice plus fort que le matériau substrat [108]. La fonction gradient d'indice est obtenue par une exposition laser suivie d'un traitement thermique. En faisant varier le temps d'exposition laser, la taille des nanocristaux ou leur densité, il est possible de faire varier l'indice. Cette étude permet pour l'instant de réaliser des variations d'indice de 0,07.

A l'heure actuelle, les technologies de fabrication de lentilles à gradient d'indice sont plutôt à l'état de recherche et ne sont pas encore suffisamment matures.

Structuration sub longueur d'onde

Une autre approche de codage de fonction optique récente et originale repose sur l'utilisation de composants à structuration sub longueur d'onde. Ceux-ci ouvrent la voie à la réalisation de composants optiques binaires c'est-à-dire pouvant être réalisés en une seule étape de photolithographie. Ils connaissent actuellement un essor important grâce aux progrès technologiques de ces dernières années en matière de fabrication optique. En effet, on est aujourd'hui capable de traduire dans un matériau approprié des structures

présentant des détails très fins de l'ordre du nanomètre, et cela permet alors d'envisager la réalisation pratique de motifs structuration sub longueur d'onde.

Pour réaliser un composant sub longueur d'onde, la méthode consiste à structurer périodiquement un substrat de diélectrique suivant une ou deux dimensions. La structuration peut être obtenue par gravure du diélectrique. Une propriété intéressante découlant de la théorie dite du milieu effectif [109] est qu'une structuration périodique à l'échelle sub longueur d'onde est modélisée par une couche homogène définie par un indice effectif. L'indice effectif créé par une structuration sub longueur d'onde dépend directement du ratio entre la dimension des motifs sub longueur d'onde du réseau et leur pas. En adaptant la structuration d'un composant sub longueur d'onde, il va devenir possible de créer toute une gamme d'indices optiques dans un matériau donné, comprise entre l'indice de l'air et celui du matériau. Cela permet d'adresser artificiellement des indices optiques ne correspondant à aucun matériau existant. Ce point est particulièrement intéressant en infrarouge puisque l'on dispose de peu de matériaux transparents dans cette gamme de longueurs d'onde.

Remarquons que c'est cette théorie de l'indice du milieu effectif qui a permis de développer des matériaux présentant une permittivité et une perméabilité négatives, donc un indice négatif. Cela permet d'envisager le design de superlentilles caractérisées par des résolutions spatiales inférieures à la limite de diffraction, à condition de pouvoir récupérer les ondes évanescentes et donc que l'objet soit suffisamment proche de la lentille [110]. Cela ouvre également la voie des capes d'invisibilité utilisant des films parfaitement absorbants ou réfléchissants extrêmement minces [111].

En associant différents motifs sub longueur d'onde, il va devenir possible de coder simplement un gradient d'indice afin de traduire un profil optique donné. Contrôler l'indice optique revient à contrôler l'amplitude et la phase transmises à travers le matériau. L'objectif d'un composant sub longueur d'onde est de traduire une variation de phase donnée en microstructurant une couche d'un matériau diélectrique. On peut de cette façon coder une grande variété de profils optiques, dont celui d'une lentille diffractive, en équivalent sub longueur d'onde.

Sur la Fig. 2.60 est illustré l'équivalent sub longueur d'onde d'une lentille de Fresnel.

Ils s'obtient en associant différents motifs sub longueur d'onde de géométrie donnée.

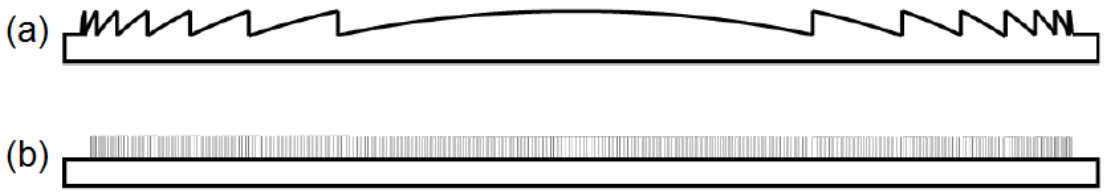

Figure 2.60 – (a) Lentille de Fresnel. (b) Lentille sub longueur d'onde. Extrait de [103].

L'avantage d'une lentille diffractive à structuration sub longueur d'onde est qu'à la longueur d'onde de conception, elle permet d'atteindre des performances théoriques bien supérieures à celles d'une optique diffractive binaire. En effet, pour une longueur d'onde donnée des efficacités de diffraction théoriques proches de 100% peuvent être atteintes avec un composant sub-longueur d'onde, quasi équivalentes à celle du composant équivalent au profil continu. En infrarouge proche, P. Lalanne *et al.* [112] ont proposé un réseau de diffraction blazé en TiO_2 à structuration sub longueur d'onde fonctionnant à 633nm avec une efficacté de diffraction théorique de 80% (voir Fig. 2.61). En parallèle, Wendt *et al.* [113] ont proposé une lentille hors axe binaire diffractive en GaAs à structuration sub longueur d'onde fonctionnant à 975nm. L'efficacité théorique de leur composant dans l'ordre 1 est de 92%. Dans les deux cas, les efficacités de diffraction théoriques sont bien supérieures à l'efficacité de diffraction théorique de lentille binaire qui ne serait que de 42% seulement.

Un autre avantage du codage sub longueur d'onde est qu'il permet de supprimer les effets d'ombrage générés par les composants diffractifs scalaires continus [114, 115].

Composants plasmoniques

Une autre technique de codage utilise des effets plasmoniques. Ceux-ci reposent sur l'apparition de plasmons de surface à l'interface entre un diélectrique et un métal lorsqu'elle est éclairée par une onde lumineuse. En juxtaposant plusieurs guides d'ondes métalliques correspondant à une succession de nano-fentes gravées dans une fine paroi métallique, on parvient à induire une variation de l'indice effectif donc une variation de

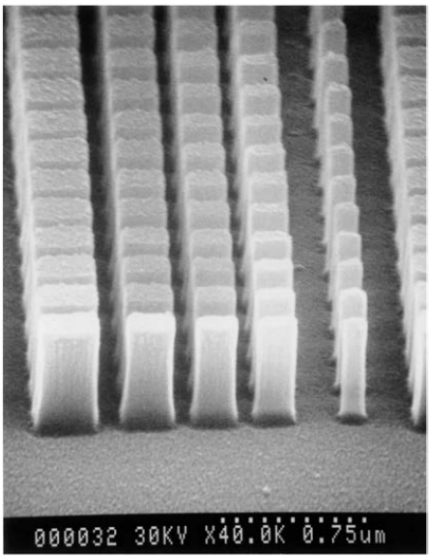

Figure 2.61 – Image au microscope électronique à balayage du réseau de diffraction blazé à structuration sub longueur d'onde développé dans la Réf. [112].

la phase transmise en fonction de la largeur locale du guide. Dans la pratique leur réalisation se heurte à des difficultés technologiques étant donné que le rapport de forme entre la hauteur des fentes et sa largeur est généralement assez élevé.

A l'ONERA une équipe travaille depuis plusieurs années avec le LPN à Marcoussis sur le développement de structures plasmoniques afin de réaliser des fonctions optiques infrarouges compacts. C'est alors dans ce cadre que Lévesque *et al.* ont proposé, dans le domaine visible dans un premier temps, une lentille plane qu'ils appellent lentille de Huygens *et al.* [117] et qui peut être vue comme une lentille plasmonique simplifiée donc davantage compatible avec les contraintes de fabrication. Il s'agit d'un composant optique composé d'une large fente centrale (sténopé) dont la largeur détermine la distance focale, et de fentes secondaires permettant de créer des interférences constructives au point focal et de contrôler la focalisation. Dans la Réf. [117], la lentille de Huygens développée est composée de 7 fentes : une fente centrale de largeur 2.3μm et trois paires de fentes secondaires de largeur 300nm. Les fentes sont gravées sur un fin substrat d'or d'épaisseur 100nm. La lentille plane proposée est capable de focaliser une onde plane sous incidence normale à la longueur d'onde λ=650nm à une distance focale de 3μm. Une telle lentille de Huygens possède les mêmes propriétés de focalisation que la lentille plasmonique déve-

loppée par Yu *et al.* [118] composée de 53 fentes de hauteur 45nm et de rapports d'aspect compris entre 5 et 37. En comparaison avec une lentille plasmonique, la lentille de Huygens possède des dimensions technologiquement réalisables et une bonne tolérance aux erreurs de gravure.

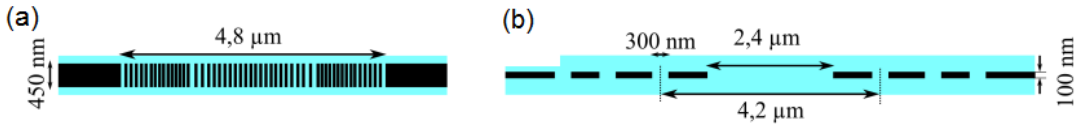

Figure 2.62 – (a) Lentille plasmonique proposée par Yu *et al.* [118]. (b) Lentille de Huygens proposée par Lévesque *et al.* [117].

L'inconvénient de ces structures sub longueur d'onde plasmoniques est qu'elles sont peu tolérantes en longueur d'onde, en champ et en angle. Elles sont plutôt dédiées à des applications de couplage (fibre ou détection par exemple) ou de filtrage spectral. En plus, leur modélisation et leur optimisation s'avèrent relativement difficiles. La limite de validité de l'approximation scalaire étant dépassée, il est nécessaire de résoudre rigoureusement les équations de Maxwell par analyse vectorielle. Cela induit des calculs potentiellement lourds et complexes.

Bilan

En conclusion, l'utilisation d'une lentille diffractive pour des applications d'imagerie ne me semble prometteuse que si un point de fonctionnement est trouvé de façon à tolérer une bande spectrale suffisamment large ainsi qu'un angle de champ et une ouverture suffisantes. En plus, le choix d'une lentille diffractive est particulièrement contraint par l'état de l'art des méthodes de fabrication.

2.2 Techniques de fabrication

L'étude bibliographique menée ci-dessus a permis de mettre en évidence un large panel de solutions optiques compatibles avec des besoins et des applications très divers. Toutefois, pour que des problématiques à l'échelle industrielle soient abordées, il est important d'avoir à l'esprit le fait que les composants optiques mis en jeu doivent pouvoir être réalisés

efficacement par des méthodes de fabrication bien maitrisées. En infrarouge non refroidi, les contraintes bas coût et grande échelle nous amènent en plus à devoir nous tourner vers des concepts optiques qui soient compatibles avec des procédés de fabrication collective.

Dans cette section, je propose de dresser de façon non exhaustive un panel des matériaux transparents en infrarouge et des méthodes de fabrication d'optiques disponibles. Je restreindrai cette présentation aux matériaux et techniques de fabrication qui m'ont directement intéressée dans le cadre de mes travaux de thèse. Dans la pratique, le matériau et la méthode retenus pour la conception d'un composant dépendront de la forme du profil optique devant être réalisé, de la qualité de surface devant être atteinte, ainsi que des contraintes de coût.

2.2.1 Matériaux infrarouges

Lorsque l'on souhaite réaliser une caméra infrarouge, une attention toute particulière doit être portée au choix d'un matériau adapté qui soit transparent dans la bande spectrale d'étude de façon à maximiser la transmission des éléments optiques. Dans le domaine infrarouge ce choix sera assez contraint. Il existe en effet bien moins de matériaux compatibles avec des applications d'imagerie infrarouge plutôt que des applications dans le domaine visible notamment.

Le germanium peut être retenu comme étant le matériau le plus utilisé pour l'imagerie infrarouge. Il possède une très bonne transmission dans les bandes II et III (voir Fig. 2.63.a). Son indice de réfraction est très grand ($n \simeq 4$) et sa constringence est très élevée pour la bande III ($\nu \simeq 1100$). Il est ainsi très peu chromatique, et des systèmes composés d'un minimum de lentilles, voire une seule lentille, peuvent très bien être envisagés. Cela fait du germanium un matériau très apprécié des concepteurs optiques. Cependant, l'inconvénient du germanium est que ses propriétés optiques changent rapidement en fonction de la température. De plus, il s'agit d'un matériau très cher.

Le silicium est le second matériau généralement utilisé en infrarouge, mais essentiellement pour la bande II. Il possède en effet une bonne transparence dans toute cette bande (voir Fig. 2.63.b). Son indice est plus faible que celui du germanium ($n \simeq 3.4$) mais il lui est parfois préféré parce qu'il a une meilleure constringence en bande II et parce qu'il est

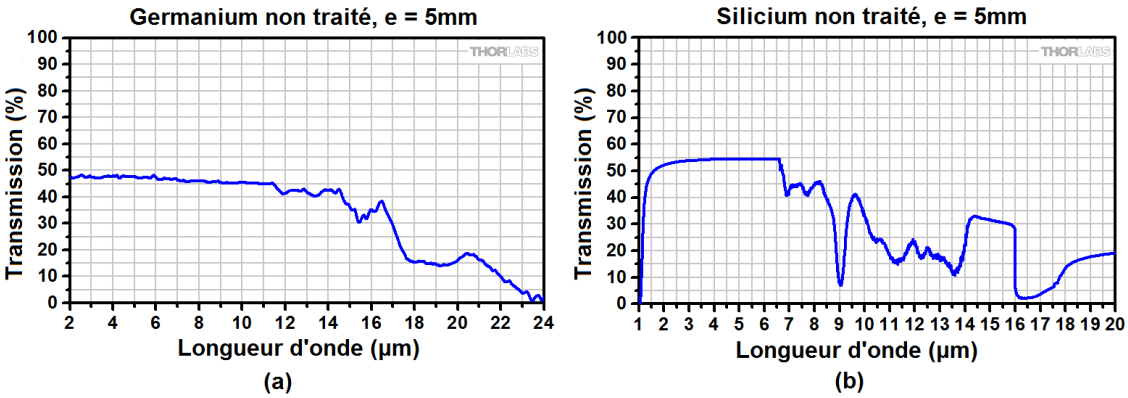

Figure 2.63 – Courbes de transmission d'une lame non traitée d'épaisseur 5mm en germanium (a) et en silicium (b). Données Thorlabs.

aussi moins cher et compatible avec des techniques de fabrication par photolithographie. Le doublet germanium/silicium est particulièrement apprécié à ces longueurs d'onde pour corriger le chromatisme car il associe deux matériaux de dispersions partielles proches et de constringences assez différentes. En bande III, le silicium n'a pas l'habitude d'être utilisé pour réaliser des composants optiques car il devient absorbant dès 9μm sur des épaisseurs de lentille classiques (voir Fig. 2.63.b). Nous pouvons toutefois remarquer que les hublots de la plupart des détecteurs microbolomètres bas coût sont faits en silicium. La faible épaisseur du hublot permet de limiter l'absorption du matériau. De la même façon, si l'on souhaite pouvoir utiliser des composants en silicium en bande III, il faut avoir recours à des architectures optiques innovantes utilisant des optiques très minces. La Fig. 2.64 montre qu'une lame en silicium d'épaisseur inférieure à 1mm possède une relativement bonne transmission jusqu'à 14μm. Notons que les courbes de transmission de deux types de silicium différents sont données. Il s'agit du silicium "Float Zone" (FZ-Si) et du silicium "Optical Czochralski" (OCz-Si). Le silicum de type FZ possède une concentration réduite en oxygène, ce qui permet d'atténuer l'absorption à 9μm.

En dehors de ces deux matériaux-rois, il existe d'autres matériaux intéressants pour la réalisation de composants optiques infrarouges. Le sulfure de zinc (ZnS) et le séléniure de zinc (ZnSe) par exemple sont deux matériaux assez couramment utilisés dans l'infrarouge en bandes II et III. Ils ont l'avantage d'être moulables, toutefois leur indice est inférieur celui du silicium (autour de 2,5 en bandes II et III) et ils sont plus dispersifs. Ils peuvent

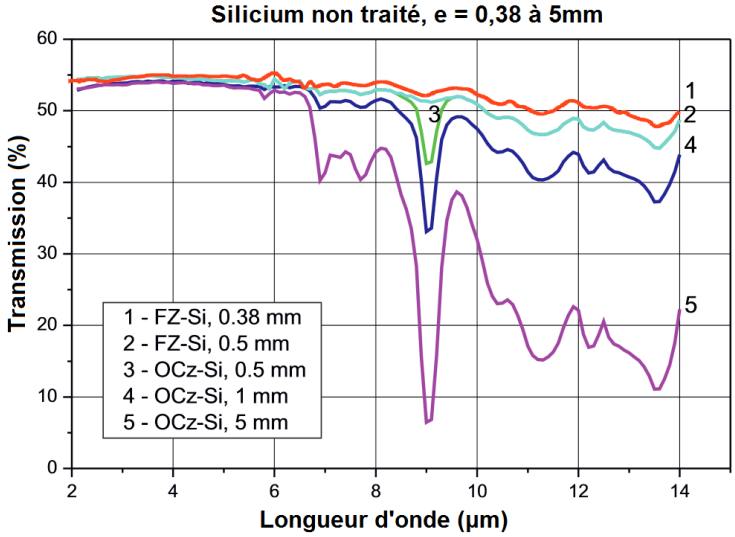

Figure 2.64 – Courbes de transmission d'une lame en silicium (type FZ-Si ou OCz-Si) d'épaisseur variable. Données Tydex.

de plus être toxiques s'ils sont portés à trop haute température.

Les verres de type chalcogénure quant à eux sont de plus en plus utilisés parce qu'ils sont moins onéreux que le germanium et parce qu'ils se prêtent au pressage et au moulage. Ils permettent donc d'envisager la réalisation de lentilles de coût plus faible. Ils sont composés d'un alliage de tellure, de soufre et de sélénium associés à du gallium ou du germanium. On distingue plusieurs types de chalcogénures développés par des sociétés différentes : GASIR1-3 (Umicore), AMTIR1-6 (Amorphous Materials Inc), IG2-6 (Vitron Spezialwerkstoffe GmbH). Ces verres en chalcogénures ont l'avantage de posséder un indice encore assez élevé (n$\simeq$2,5) et des propriétés optiques qui varient assez peu avec la température. L'inconvénient des verres aux chalcogénures est qu'ils contiennent encore du germanium. De plus, ils contiennent des éléments toxiques comme l'arsenic, ce qui peut s'avérer très gênant pour une large diffusion dans des applications civiles. Des recherches sont actuellement menées par les fabricants afin de réduire la composition en germanium et en arsenic des verres aux chalcogénures.

Le polyéthylène est un autre matériau intéressant, en raison de son faible coût et de la possibilité qu'il a d'être moulé. Il possède néanmoins un indice très faible (n$\simeq$1.5), ce qui le rend moins efficace à la correction des aberrations optiques et tend à augmenter la complexité de l'architectures optique. Aussi, le polyéthylène possède surtout une ab-

sorption très forte rendant impossible son utilisation sur des épaisseurs trop importantes. Notons par exemple que sur une épaisseur de 2mm, le polyéthylène ne transmet que 6% de la lumière à la longueur d'onde de 10μm [119]. Des études sont néanmoins menées afin de réaliser de nouveaux matériaux plastiques infrarouges moulables ou possédant une grande transmission. En effet, une équipe américaine a par exemple récemment proposé un nouveau matériau plastique moulable bas coût transparent dans la bande II [120]. Son indice se situe autour de 1,72 à 1,88, supérieur à celui des matériaux polymères traditionnellement utilisés. De plus, il possède une transmission environ six fois meilleure que celle du PMMA.

Le bromure de potassium (KBr) est un autre matériau peu onéreux pouvant ainsi trouver des applications en infrarouge bas coût. Il a l'avantage de pouvoir être pressé et d'être moins toxique que les chalcogénures. La contrepartie est son indice très faible ($n \simeq 1.5$). L'autre inconvénient du KBr est qu'il est hygroscopique, ce qui signifie qu'il absorbe l'humidité de l'air. Des méthodes de passivation du KBr sont donc nécessaires.

2.2.2 Usinage diamant

La technique de fabrication par usinage diamant est une technique relativement ancienne dont l'origine remonte aux années 1950 à 1970. D'abord née dans le domaine infrarouge pour pallier à la difficulté de polir certains matériaux transparents dans ce domaine, elle s'est seulement ensuite propagée dans les domaines visible et ultra violet pour usiner des matériaux cristallins. Il s'agit d'une méthode de gravure dite *directe* dans la mesure où elle permet de traduire directement un relief de surface dans un substrat donné en retirant la matière excédentaire. Son principe est généralement basé sur l'utilisation d'une pointe en diamant monocristallin comme outil de découpe. La grande dureté du diamant lui permet de pouvoir usiner un grand nombre de matériaux cristallins.

Parmi les techniques d'usinage classiques, on trouve le procédé de tournage. Il consiste dans un premier temps à mettre en rotation constante autour d'un axe z la pièce composant le substrat à usiner. L'outil diamant vient ensuite progressivement tailler cette pièce (voir Fig. 2.66). Dans la version historique du tournage qui est aussi la plus simple, les mouvements relatifs de l'outil diamant par rapport à la pièce sont contrôlés suivant

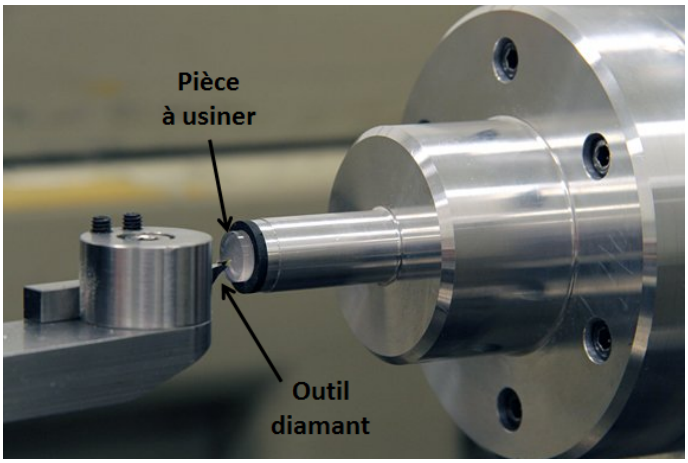

Figure 2.65 – Illustration du procédé de fabrication par tournage.

3 axes. Il s'agit généralement de deux axes de translation et d'un axe de rotation. Tous ces mouvements sont directement pilotés par ordinateur. Cette méthode, dite "3 axes", se trouve illustrée à la figure 2.66.

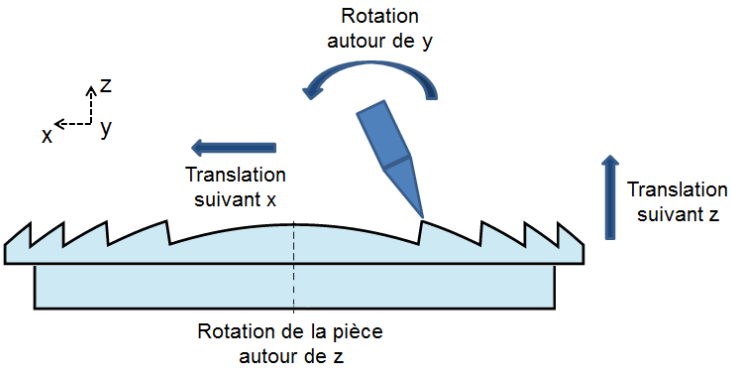

Figure 2.66 – Illustration du principe d'usinage par tournage 3 axes.

Pour gagner en précision ou bien pour usiner une optique au profil plus complexe, on choisit plutôt d'utiliser une machine dite "5 axes". Celle-ci permet de contrôler le déplacement relatif de l'outil diamant par rapport au substrat suivant 5 axes : deux axes de translation et trois axes de rotation. Le recours à ce type de montage augmente le nombre de degrés de liberté disponibles lors de l'usinage, il devient ainsi possible de fabriquer une large gamme de pièces optiques. Bien sûr, la contrepartie est celle d'un appareillage plus complexe.

Du fait de la mise en rotation constante de la pièce autour d'elle-même pendant l'usi-

nage, la technique de tournage est limitée à la fabrication d'optiques présentant une symétrie de révolution. Pour fabriquer des optiques dites freefrom c'est-à-dire sans symétrie de révolution, on utilise une technique d'usinage alternative qui est celle du fraisage [121]. Un outil diamant vient tailler la pièce comme dans le cas du tournage. En revanche, le fraisage ne met pas la pièce à usiner en rotation sur elle-même. Par contre, on pourra encore choisir d'utiliser une machine 3 axes ou 5 axes.

L'avantage des techniques d'usinage diamant est qu'elles sont capables de créer une très large gamme de profils optiques complexes qu'il s'agisse de profils réflectifs, réfractifs [122], diffractifs [123], sphériques ou asphériques [124], avec ou sans symétrie de révolution. De plus, elle conviennent à une très large variété de matériaux. En effet, la plupart des métaux, des cristaux, ou encore des matériaux plastiques, peuvent être travaillés par usinage. Les matériaux les moins bien adaptés à un usinage sont en général ceux qui sont les plus durs. Ils ont en effet tendance à déformer l'outil lors de l'usinage. Le second type de matériaux à écarter sont ceux ayant tendance à réagir chimiquement lorsqu'ils entrent en contact avec le carbone de l'outil diamant [125]. Pour nous qui travaillons dans l'infrarouge, parmi les matériaux transparents dans ce domaine spectral le germanium est celui qui pourra être usiné le plus précisément [126]. Le silicium pourra également être usiné [127] mais il a tendance à user plus rapidement l'outil diamant que le germanium [128]. Les chalcogénures et le polyéthylène peuvent également être usinés.

Pour qu'une surface optique de bonne qualité puisse être produite, plusieurs conditions importantes doivent être remplies. Premièrement, le déplacement de l'outil par rapport à l'optique doit être très bien maitrisé. La machine devra en effet posséder de très bonnes performances mécaniques. Comme le précise l'article [129], l'originalité de la méthode d'usinage par diamant est qu'elle demande une maitrise du déplacement de la machine portant l'outil de découpe, alors que les méthodes plus traditionnelles comme le polissage imposent plutôt une précision de la force appliquée à la surface du matériau à travailler. Deuxièmement, pour qu'un usinage soit de bonne qualité, la qualité de l'outil diamant est primordiale. La pointe devra en effet être très bien polie et en parallèle de cela, le phénomène d'usure de l'outil diamant devra être ralenti au maximum. Une usure mal maitrisée de l'outil de découpe peut en effet avoir des conséquences critiques sur la rugosité

de la surface finale réalisée. Troisièmement, une contrainte importante est que la machine soit maintenue dans des conditions environnementales stables. La température ambiante devra être maintenue constante à $\pm 0.1°$C près.

Aujourd'hui, la maitrise des procédés d'usinage diamant est telle qu'il s'agit d'une méthode très fiable permettant de réaliser des surfaces de grande précision [130]. Les plus petits détails que les industriels sont capables de graver présentent des dimensions de l'ordre du micromètre seulement. En pratique cette limitation est imposée par la taille de la pointe du diamant. Cependant, la très bonne qualité de surface que l'on peut atteindre est obtenue en contrepartie d'un temps d'usinage relativement long qui engendre un coût de fabrication important. Par exemple, Yan *et al.* [131] présentent une lentille de Fresnel en germanium usinée diamant avec une profondeur de gravure de 50μm. La qualité du profil est très bonne, l'erreur de forme et la rugosité de surface sont très faibles. Toutefois, le temps d'usinage est très long puisqu'il est de 30 minutes. Dans le cas de la fabrication d'une matrice de microlentilles dont chaque lentille doit être usinée indépendamment, le temps de fabrication peut même atteindre des durées de plusieurs heures voire plusieurs jours !

Ainsi, l'usinage diamant sera une méthode très bien adaptée à la réalisation d'éléments optiques intégrés dans des systèmes infrarouges très hautes performances. Il pourra également être préconisé pour la réalisation d'un prototype de laboratoire pour lequel on souhaite minimiser les erreurs de fabrication. Dans le cas d'applications grand public et pour la réalisation de systèmes optiques à grande échelle, il faudra en revanche envisager des solutions alternatives pouvant être répliquées efficacement et à moindre coût. Nous verrons dans la suite que dans ce cadre l'usinage diamant pourra être utilisé pour réaliser un moule de haute qualité qui servira ensuite à répliquer un grand nombre d'optiques de façon collective.

2.2.3 Techniques lithographiques

Les procédés de fabrication d'optiques que je vais décrire dans cette section sont des techniques directement issues de l'industrie micro-électronique et qui s'inspirent largement des procédés de conception des circuits intégrés. Elles consistent en deux étapes princi-

pales : une première étape de photolithographie, et une seconde étape soit d'implant ionique, soit de gravure. La première étape est basée sur le dépôt d'une résine polymère photosensible sur un substrat optique appelé wafer. La seconde étape sert à transcrire le profil souhaité dans le substrat. Le wafer utilisé est généralement en silice fondue pour des applications dans le domaine visible, et pourra être en silicium pour des applications infrarouges. La figure 2.67 montre un exemple de wafer silicium.

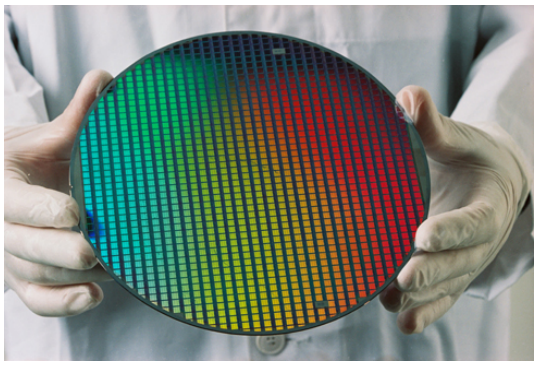

Figure 2.67 – Illustration d'un wafer en silicium.

Pour commencer, je vais détailler ici les différentes étapes du procédé de fabrication par photolithographie le plus répandu, illustré à la figure 2.68 (photolithographie par masque binaire). Dans un premier temps, le wafer constituant le substrat est préparé : les poussières et impuretés à sa surface sont éliminées. Une couche de résine polymère photosensible est ensuite déposée sur le wafer généralement grâce à un procédé d'enduction centrifuge (*spin coating* en anglais), puis un masque formé de zones alternativement opaques et transparentes est lui-même déposé sur la résine. Les masques utilisés sont le plus souvent des plaques de silice sur lesquelles un dépôt de chrome a été réalisé. Pour maximiser la résolution le masque pourra être déposé au plus près de la résine. Il est à noter que l'étape de dépôt du masque requiert un alignement précis et maitrisé. La suite du procédé consiste à insoler la résine photosensible à travers le masque à l'aide d'un faisceau ultra-violet. Les zones irradiées de la résine vont alors voir leur solubilité modifiée. La résine insolée est finalement développée à l'aide d'un solvant. Dans le cas d'une résine positive, les parties de la résine qui ont été irradiées sont solubles dans le solvant et sont ainsi supprimées. Dans le cas d'une résine négative, ce sont les parties non irradiées de la résine qui sont supprimées. Dans les deux cas des zones actives sont ainsi délimitées dans

la résine afin de créer des ouvertures sur le substrat.

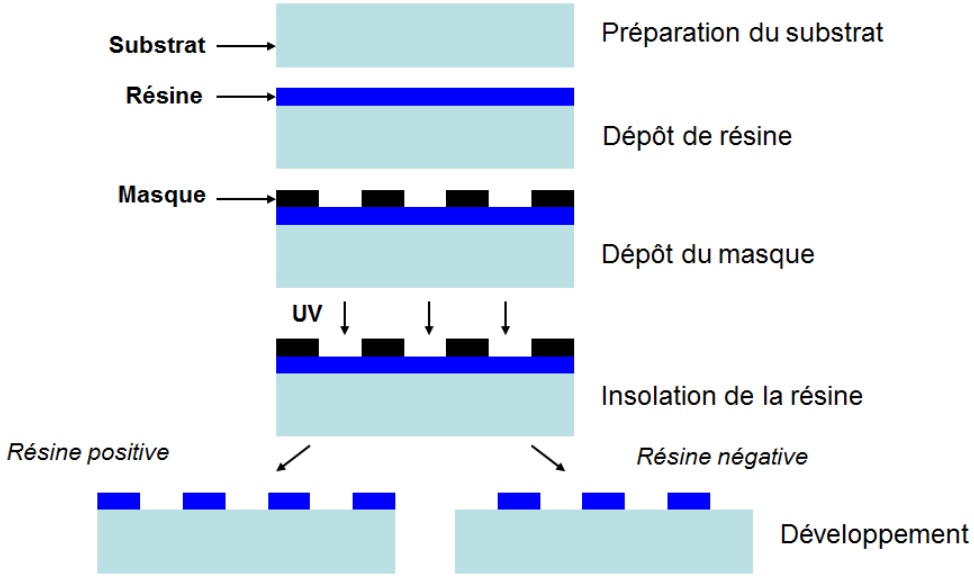

Figure 2.68 – Illustration des différentes étapes d'un procédé de photolithographie par masque.

Pour créer la structure voulue dans le wafer, il est dans un second temps nécessaire d'ajouter de la matière au niveau des zones du substrat non protégées par la résine (implant ionique, ou dépôt), sinon au contraire d'en supprimer (gravure). Les techniques de dépôt sont généralement basées sur un dépôt chimique en phase vapeur potentiellement assisté par plasma. Le substrat réagit avec certains constituants du gaz et le produit de la réaction vient alors se déposer sur le wafer. Les techniques de dépôt sont toutefois peu développées et les techniques de gravure leur sont préférées.

Les techniques de gravure sont classées suivant deux catégories : il s'agit soit d'une technique de gravure humide, soit d'une technique de gravure sèche. Les méthodes de gravure humide consistent à plonger le substrat en partie protégé dans une solution particulière qui va attaquer chimiquement la surface du substrat. Il s'agit de méthodes rapides à mettre en oeuvre. Toutefois, leur inconvénient majeur est qu'elles sont fortement isotropes c'est-à-dire que la gravure se produit de façon équivalente dans toutes les directions. Au contraire, les techniques de gravure sèche, plus récentes, sont anisotropes et permettent donc de réaliser un plus grand nombre de profils optiques. Elles sont généralement basées sur la réaction physique d'un faisceau d'ions bombardé sur le substrat, souvent sous forme

de plasma. Il s'agit toutefois de méthodes plus difficiles à utiliser. Un autre technique de gravure intéressante est la gravure réactive ionique (RIE). Elle est basée sur la réaction à la fois physique et chimique d'un plasma avec la surface du wafer. Il s'agit de la technique de gravure la plus répandue actuellement pour la réalisation d'élements optiques.

La technique que je viens de décrire ne permet pour l'instant de fabriquer que des profils optiques simples à deux niveaux de gravure. Pour autant, afin de réaliser des profils optiques tridimensionnels le masque pourra être à niveaux de gris c'est-à-dire qu'il pourra posséder une transmission spatiale continument variable. L'utilisation de masques à niveaux de gris permet de moduler spatialement l'intensité du faisceau UV dans l'épaisseur de résine. Des motifs 3D sont ainsi transférés dans la résine et des profils 3D pourront être obtenus après une étape classique de dépôt ou de gravure. Dans la pratique, la variation de la transmission du masque pourra être obtenue soit par variation de son épaisseur, soit par variation de son absorption. Toutefois de tels masques sont relativement difficiles à réaliser. Des masques à taux de recouvrement variable sont plus simples d'utilisation. Ils sont constitués d'une succession de très petites ouvertures de dimensions variables mais toujours très inférieures au motif que l'on souhaite graver. Cela permet de moduler l'intensité moyenne transmise dans la résine. C'est ainsi qu'une lentille de Fresnel en silicium de profondeur de gravure 43μm a été fabriquée en 2004 par Morgan *et al.* [133]. Plus récemment, en 2013, Takahata *et al.* [134] ont décrit une lentille de Fresnel hybride, dont le centre est en verre transparent aux longueurs d'onde visibles, et les parties externes sont en silicium transparent à la bande II infrarouge. Les gravures de la lentille de Fresnel en silicium possèdent une profondeur variable allant jusqu'à presque 200μm. Un profil par marches a été réalisé en une étape de pholithographie grâce à l'utilisation d'un masque composé d'ouvertures de surfaces variables. La Fig. 2.69 montre que la géométrie des ouvertures constituant le masque fixe la profondeur de gravure. L'étape de gravure du silicium se fait par gravure réactive ionique, puis elle est suivie d'une étape de lissage afin d'éliminer les "murs" de silicium présents entre les différentes marches. La Fig. 2.70 permet de visualiser les différentes étapes du procédé.

Remarquons que les méthodes de fabrication que je viens de décrire n'utilisent qu'un seul masque et une seule étape de lithographie. Les composants réalisés en une seule étape

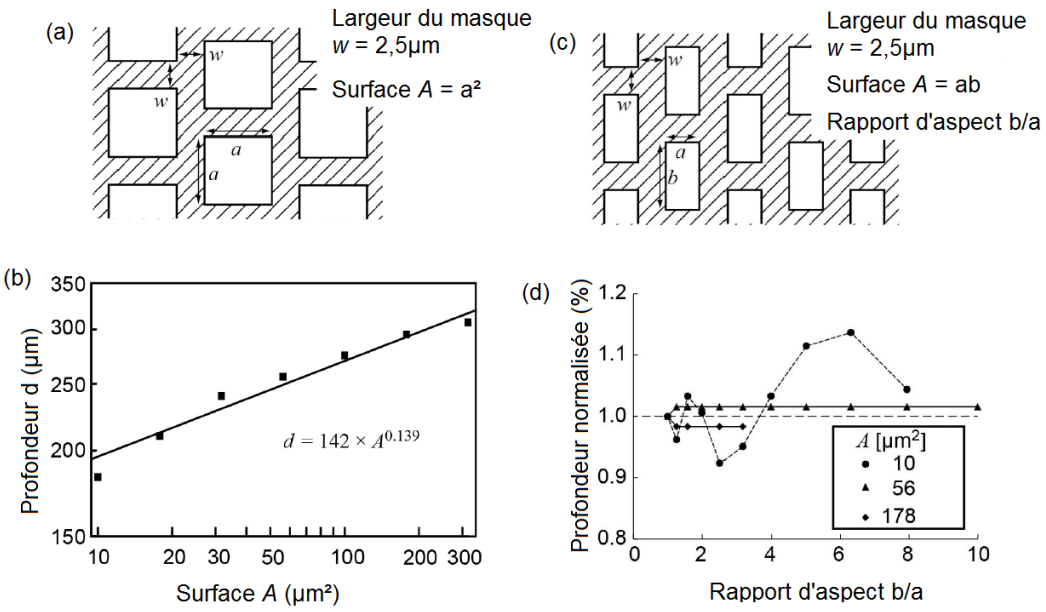

Figure 2.69 – Relation entre la forme des ouvertures constituant le masque et la profondeur de gravure. (a) Masque d'ouvertures carrées. (b) Tracé de la profondeur de gravure en fonction de la surface des ouvertures carrées du masque illustré en (a). (c) Masque d'ouvertures rectangulaires. (d) Tracé de la profondeur de gravure en fonction de la surface des ouvertures rectangulaires du masque illustré en (c). Extrait de [134].

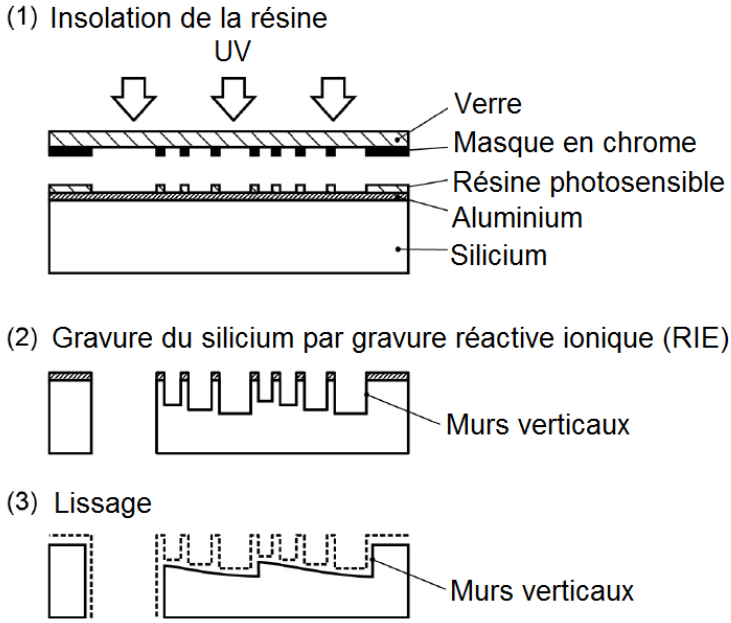

Figure 2.70 – Procédé de fabrication développé par Takahata *et al.* permettant de réaliser une lentille de Fresnel en silicium avec une profondeur de gravure allant jusqu'à 200μm [134].

de photolithographie sont appelés "optique binaires". En utilisant cette terminologie, les matrices de microlentilles convergentes décrites dans la Réf. [135] peuvent être qualifiées d'optiques binaires. En effet, une méthode pour réaliser de telles lentilles consiste d'abord à déposer une résine photosensible sur un wafer. Un masque binaire dont le motif correspond à la période des microlentilles est ensuite placé au dessus de la résine. Des plots en résine sont alors fabriqués par insolation de la résine puis développement de la résine non insolée. Pour transférer le motif dans le wafer sur lequel des plots de résine sont déposés, l'ensemble est chauffé à une température comprise entre 100°C et 150°C, ce qui fait fondre les plots de résine et leur donne une forme parfaitement sphérique. L'étape suivante consiste en une gravure réactive ionique de la forme des plots de résine dans le wafer. La technique de fabrication est illustrée à la Fig. 2.71. Elle ne nécessite bien qu'une seule étape de lithographie.

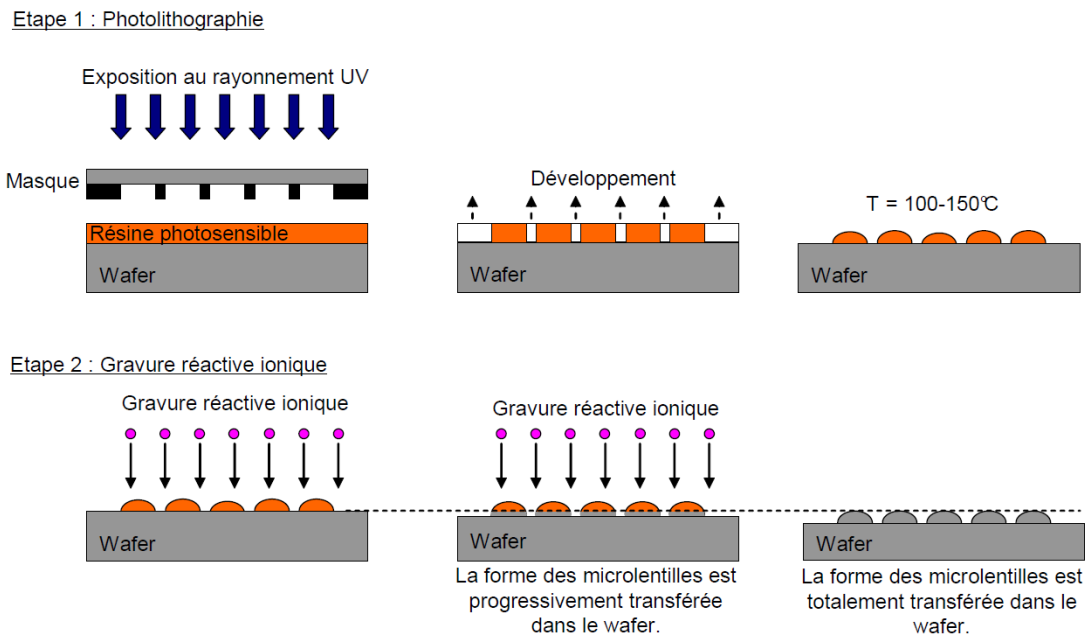

Figure 2.71 – Illustration schématique du procédé de fabrication classique de matrices de microlentilles utilisé dans la Réf. [135].

Une méthode alternative pour réaliser une optique tridimensionnelle consiste à approcher son profil continu par un profil discontinu par marches. En reproduisant N étapes de photolithographie avec l'utilisation de N masques binaires, on parvient à réaliser un profil composé de 2^N niveaux (voir Fig. 2.57 page 81). Cette technique est très utilisée pour

réaliser une optique diffractive telle qu'une lentille de Fresnel comme nous l'avons vu dans la partie 2.1.4. Plus le nombre d'étapes de photolithographie est important, plus le profil par marches s'approche du profil continu. Toutefois, l'inconvénient de cette technique est qu'à mesure que l'on augmente le nombre de niveaux de gravure, on diminue la taille du plus petit motif à réaliser et on augmente ainsi la difficulté de fabrication. De plus, il est nécessaire d'aligner le masque avec la meilleure précision possible à chaque étape de photolithographie.

Le recours à un masque lors de l'étape de photolithographie a tendance à engendrer des phénomènes de diffraction. Ceux-ci ont tendance à faire apparaitre des rayonnements dans les zones du wafer qui ne sont pas directement irradiées. Ainsi, des méthodes de lithographie dites "directes", sans masque, se sont développées. Parmi elles, on trouve la lithographie par faisceau laser, la lithographie par faisceau d'électrons, ou la lithographie par faisceau d'ions focalisé. La lithographie par faisceau laser consiste à scanner directement la résine à l'aide d'un laser dont l'intensité est modulée. L'intensité du laser est définie en fonction du temps de réponse de la résine utilisée et de la profondeur de gravure souhaitée après développement de la résine. Les techniques utilisant un faisceau d'électrons ou d'ions sont basées sur le même principe. Toutefois elles utilisent une résine électro-sensible. Ces méthodes permettent d'accéder à de bonnes résolutions mais mettent en jeu un montage relativement coûteux.

Un procédé nouvelle génération de lithographie est la lithographie par nano-impression. Elle se divise en deux catégories : la nano-impression thermique, et la nano-impression assistée par UV. La nano-impression thermique consiste dans un premier temps à déposer une couche de résine thermoplastique sur le substrat. Ensuite un moule de profil donné pouvant être réalisé par usinage diamant, est chauffé puis pressé contre la résine. Le système est refroidi, puis la pression est relâchée et le moule se sépare de la résine. Les motifs du moule ont ainsi été transférés dans la résine. Une étape classique de dépôt ou de gravure peut alors avoir lieu. Dans le cas de la nano-impression assistée par UV, un moule transparent aux UV vient presser une résine fluide photosensible à température ambiante. Le système est ensuite soumis à une exposition UV permettant de solidifier le mélange. Enfin, le composant est démoulé. L'équipe de l'Institut Fraunhofer

en Allemagne a adapté ce procédé à la fabrication de matrices de lentilles freeform réfractives par micro-impression [136]. Leurs matrices sont composées de 15x9 lentilles freeform (microlentilles sur lesquelles un prisme est directement fusionné). Chaque optique est de taille 514μm x 514μm et de flèche de 160μm. L'étape de fabrication du moule nécessite l'emploi d'une méthode relativement coûteuse, toutefois celui-ci peut ensuite être réutilisé un grand nombre de fois pour produire un grand nombre d'optiques à faible coût. La nano-impression est donc une méthode de fabrication collective très peu onéreuse si on envisage de forts volumes. De plus elle permet de réaliser des profils optiques complexes de bonne qualité.

Les méthodes de fabrication d'optiques basées sur un procédé de photolithographie sont des techniques intéressantes permettant de répliquer un grand nombre d'optiques pour un coût réduit. En infrarouge elles sont bien adaptées à la réalisation d'optiques en silicium, lui-même moins cher que le germanium. En revanche, le diamètre de l'optique devra être inférieur à 2 ou 3mm pour pouvoir en disposer un maximum sur un wafer donné et donc réduire le coût unitaire de chaque composant optique. De plus, la flèche maximale qu'il est possible d'atteindre avec les technologies actuelles est située autour de 200μm. Plus la gravure est profonde, plus le composant risque d'être délicat à fabriquer et plus le procédé de fabrication risque d'être long et coûteux.

2.2.4 Moulage

Un procédé de fabrication intéressant pour limiter le coût de fabrication des optiques est celui du moulage. La technique d'usinage diamant présentée dans la partie 2.2.2 page 91 peut notamment être utilisée pour fabriquer un moule optique d'une grande précision. Ce procédé pourra être long et coûteux, mais le moule sera ensuite utilisé un grand nombre de fois pour répliquer facilement et rapidement un grand nombre d'optiques [107]. Plus le volume d'optiques ainsi moulées sera important, plus le prix du moule sera amorti et plus le coût de fabrication unitaire de l'optique sera réduit.

Dans le domaine visible les optiques polymères sont très bien adaptées au moulage. Ces optiques sont réalisées par une méthode de moulage par injection (*Injection molding* en anglais) qui est très bien maitrisée permettant la réalisation de nanostructures [137].

Elle repose sur l'utilisation de deux moules installés dans une presse. L'un des deux moules est fixe, l'autre est mobile. La matière plastique est chauffée pour être ramollie puis elle est injectée dans le moule fixe. Les deux moules sont ensuite pressés l'un contre l'autre de façon à ce que leurs profils soient transférer dans le substrat. La matière plastique est ensuite progressivement refroidie et se solidifie. Pour terminer, les moules sont écartés de façon à pouvoir récupérer la pièce moulée. Pour que l'optique ne colle pas au moule, ce dernier est préalablement recouvert d'un traitement anti-adhésif. La figure 2.72 montre des optiques moulées fabriquées par cette méthode [138]. Des recherches constantes sont menées afin d'optimiser le procédé de moulage par injection [139].

En dehors des optiques polymères, certains verres se prêtent également bien au moulage. En 2014, He *et al.* [140] présentent notamment une technique de moulage d'optiques en verre avec un moule en silicium traité au graphène. Le traitement au graphène permet de supprimer l'adhésion du verre avec le silicium.

Figure 2.72 – Quelques optiques fabriquées par un procédé de moulage par injection [138].

Dans le domaine infrarouge, les optiques en germanium et en silicium ne peuvent pas être moulées. Par contre, certains matériaux moins chers tels que le ZnS, les verres de chalcogénures et le polyéthylène, conviennent au moulage. Si le moulage du polyéthylène se fait par injection, ce n'est pas le cas du moulage des chalcogénures. En effet, la méthode consiste d'abord à placer directement dans le moule un matériau brut ou préformé. Le tout est ensuite chauffé de façon à ce que le profil du moule soit transféré dans le matériau,

et enfin le composant refroidi est démoulé.

Cordier *et al.* [141] présentent dans leur article l'intérêt de la fabrication d'optiques en verre de chalcogénures pour la conception d'un système optique infrarouge bas coût. Ils ont montré que les chalcogénures se prêtent bien au moulage et que de bonnes qualités d'optiques peuvent être atteintes. En 2010, Cogburn *et al.* [143] ont comparé les coûts des techniques de moulage et d'usinage diamant pour la réalisation de lentilles asphériques en verre de chalcogénures. Ils indiquent alors que pour des qualités de surface équivalentes, à partir de 70 pièces le moulage devient un procédé rentable. En 2012, des chercheurs allemands de l'Institut Fraunhofer estiment qu'à grande échelle l'utilisation d'optiques moulées en chalcogénures en bande III plutôt que des optiques usinées en germanium ou silicium, peut permettre de réduire le coût des composants optiques infrarouges de 70% [142] ! Ils précisent que les verres en chalcogénures n'ont pas besoin d'être portés à très haute température pour être moulés, ce qui simplifie la fabrication.

Une technologie de moulage alternative consiste à mouler directement un grand nombre d'optiques sur un wafer. C'est ainsi qu'en 2013, Symmons *et al.* [144] ont décrit l'intérêt de la communauté infrarouge pour le moulage d'un wafer en verre de chalcogénures. La technique s'inspire des retombées dans le domaine visible concernant la conception de caméras de téléphones portables entièrement conçues à l'échelle du wafer.

Une autre technique de moulage est le moulage par compression de matériaux, notamment de matériaux en poudre. Ueno *et al.* [145] ont par exemple moulé des optiques infrarouges bas coût à partir de poudre de ZnS. Toutefois, ce procédé de fabrication a l'inconvénient de nécessiter le chauffage à la fois du moule et surtout du matériau. Plus récemment, en 2012, de la Barrière *et al.* [146] ont proposé une méthode de fabrication d'optiques par compression de poudre de bromure de potassium (KBr) à température ambiante. Elle s'inspire d'une technique largement utilisée en chimie pour réaliser des pastilles à base de KBr pour l'analyse spectroscopique d'échantillons. Ils ont ainsi fabriqué des matrices de microlentilles de grande flèche, autour de 80μm, avec une bonne qualité de surface. Appliquer le procédé à la fabrication d'optiques diffractives pourrait être une piste intéressante.

Ainsi, nous avons vu que les techniques de moulage ouvrent la voie à la fabrication

d'optiques infrarouges réalisées dans des matériaux tels que les verres de chalcogénure, le KBr, ou le polyéthylène, potentiellement moins chers que les matériaux plus traditionnels comme le germanium et le silicium. Les optiques pourront présenter un profil complexe tout en possédant une bonne qualité de surface finale. Le procédé a de plus l'avantage de se faire en une seule étape à partir de moules pouvant être réalisés par usinage diamant. Il permet d'envisager la fabrication collective d'une grande quantité d'optiques à très bas coût. Remarquons que par rapport à la photolithographie, le moulage est moins contraint en terme de diamètre d'optiques. Aussi, il est sensiblement moins contraint en terme de flèche optique.

2.2.5 Vers l'impression 3D d'optiques ?

Certaines technologies innovantes voient le jour en parallèle des techniques plus classiques ci-dessus. Notons par exemple que des fabricants de composants optiques s'intéressent actuellement à la fabrication par "impression 3D", c'est-à-dire par empilement de couches de matière. La technique d'impression 3D qui a fait beaucoup de bruit dans le domaine de la fabrication de pièces mécaniques, pourrait bien se retrouver dans le domaine de la fabrication d'éléments optiques. Dans ce contexte, une société hollandaise, LuXeXcel, a développé une technique de fabrication basée sur le dépôt goutte par goutte d'un polymère liquide progressivement durci sous l'effet de lampes UV [147, 148]. La Réf. [149] travaille également sur l'impression 3D de composants optiques. La Fig. 2.73 illustre leur procédé de fabrication d'une optique en polydimethylsiloxane (PDMS). Une goutte de PDMS est déposée sur une surface de température donnée. La température de la surface sur laquelle tombe la goutte fixe la forme finale de la lentille.

2.3 Premiers concepts d'optiques infrarouges cryogéniques amincies

Dans la suite de mon manuscrit, afin de rendre imageant le cryostat d'une caméra infrarouge refroidie tout en limitant la masse optique supplémentaire à refrodir, je propose

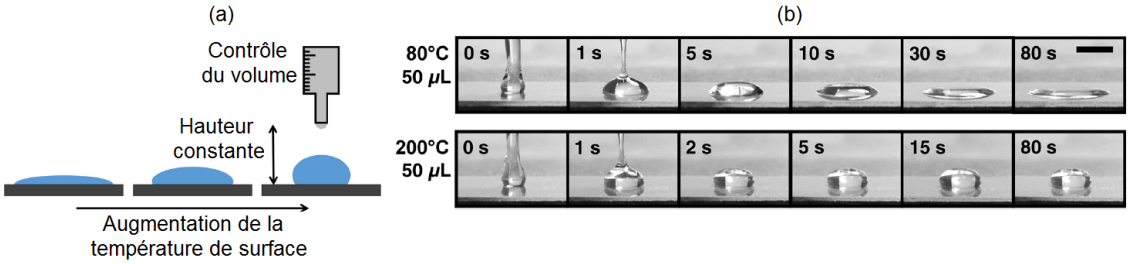

Figure 2.73 – (a) Procédé de fabrication d'une lentille en PDMS : la température de la surface sur laquelle tombe la goutte de PDMS va déterminer la forme de la lentille. (b) Évolution dans le temps de la morphologie de la goutte de PDMS déposée sur une surface chauffée soit à 80°, soit à 200°.

de limiter au maximum la masse intégrée en réduisant l'épaisseur de l'optique. Plusieurs concepts de lame mince avec une fonction d'imagerie ont été proposés avant le début de ma thèse.

2.3.1 Architecture BIRD

Des travaux ont par exemple été menés à l'ONERA dans le cadre du projet FUI BIRD (Bispectral Infrared Detection) pour réduire l'encombrement des caméras infrarouges utilisant un détecteur refroidi. Le but de ce projet était de développer une caméra refroidie bi-spectrale Bande II - Bande III compacte et haute résolution. Les applications directement visées sont l'aide au pilotage ou la thermographie. Cette caméra est composée de deux lentilles réfractives classiques, l'une placée à l'extérieur du cryostat et l'autre intégrée à l'intérieur. La première est en Gasir et la seconde en germanium. La caméra possède un champ de 40° environ. Elle a une focale de 20mm et est ouverte à F/3. Elle utilise un détecteur au format 640 x 512 avec un pas pixel de 24μm. La Fig. 2.74 montre l'architecture optique de la caméra BIRD, ainsi que le protype réalisé.

La lentille froide intégrée dans le cryostat a la particularité d'être plan-convexe et a ainsi pu être amincie au maximum afin de limiter la masse optique à refroidir. Elle possède une épaisseur maximale de 700μm seulement, de l'ordre d'un dixième de son diamètre. Sa flèche est de 340μm. Le temps de descente en froid de la caméra est de 7 minutes.

La Fig. 2.75 montre des images acquises avec la caméra en bande II et en bande III.

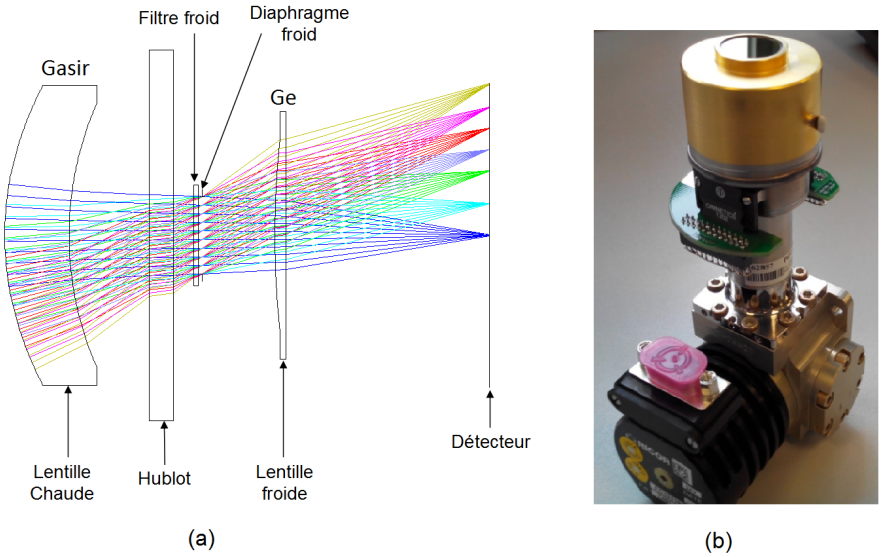

Figure 2.74 – (a) Architecture optique de la caméra BIRD. (b) Prototype réalisé.

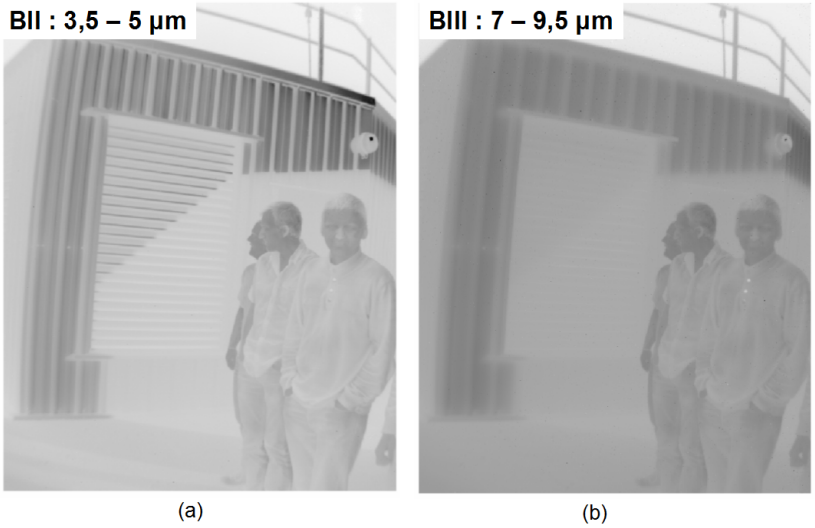

Figure 2.75 – Images acquises avec la caméra BIRD en bande II (a) et en bande III (b).

2.3.2 Caméra Multivoie

Un autre prototype de caméra infrarouge cryogénique a été développé à l'ONERA et intégré dans le cryostat avec le soucis de maintenir un temps de mise en froid suffisamment faible. C'est une caméra multivoie inspirée de l'architecture TOMBO. Elle possède un champ de 120°, a une focale de 2mm et est ouverte à F/3. Elle fonctionne avec un détecteur composé soit de 1280x768 pixels avec un pas de 10μm, soit de 640x512 pixels avec un pas de 15μm. La caméra utilise une matrice de 2x2 trous suivie d'une matrice de 2x2 microlentilles plan-convexes. Le concept est illustré à la Fig. 2.76.

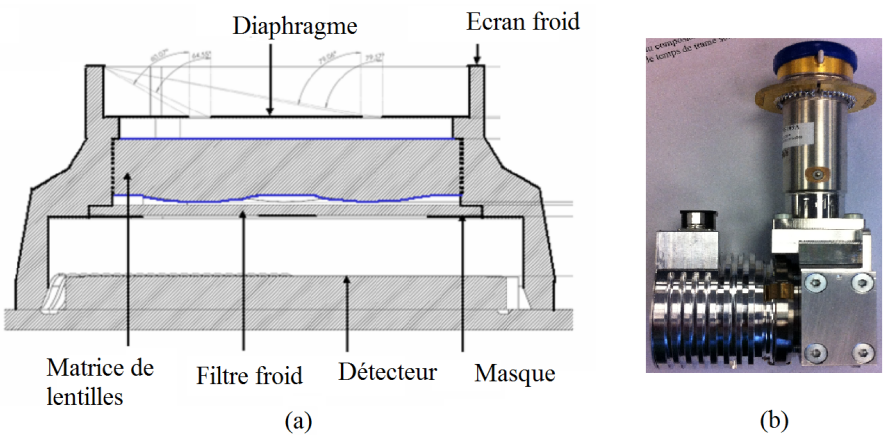

Figure 2.76 – (a) Schéma opto-mécanique de la caméra multivoie. (b) Illustration du prototype.

L'épaisseur des microlentilles est d'1mm et leur flèche est de 282μm. L'écran froid possède une hauteur de 5mm, inférieure à celle des écrans froids traditionnels. Le fait de limiter la masse de l'écran peut permettre de compenser l'ajout de matière optique dans le cryostat. Le temps de mise en froid est de la caméra est de 6 minutes.

La Fig. 2.77 montre des images acquises avec la caméra en bande II et en bande III.

2.3.3 Vers une approche minimaliste

Dans le cadre de mes travaux de thèse, je propose de rendre imageant le cryostat d'une caméra infrarouge refroidie en ne m'appuyant que sur l'environnement opto-mécanique classique d'un cryostat commercial. Ainsi, à l'intérieur d'un cryostat se trouve un hublot, un filtre froid et un diaphragme froid auxquels il serait intéressant de donner directement

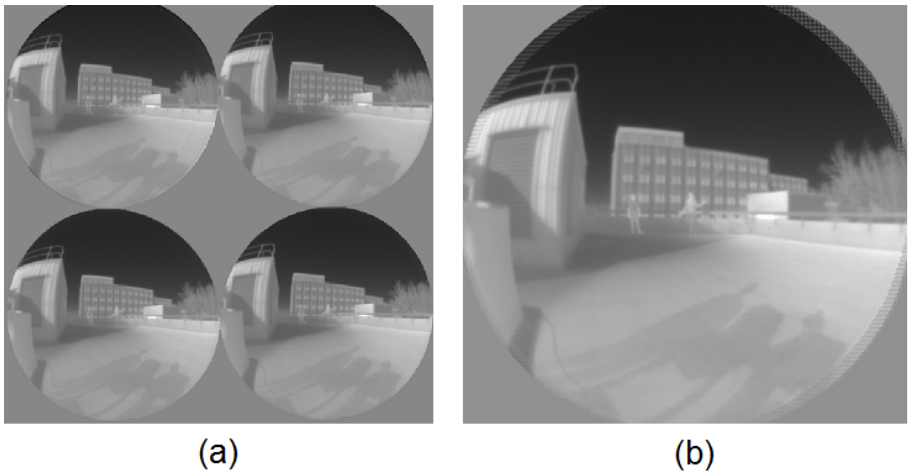

Figure 2.77 – (a) Image acquise avec la caméra multivoie. (b) Image reconstituée à partir des 4 images de (a).

une fonction d'imagerie (voir Fig. 2.78).

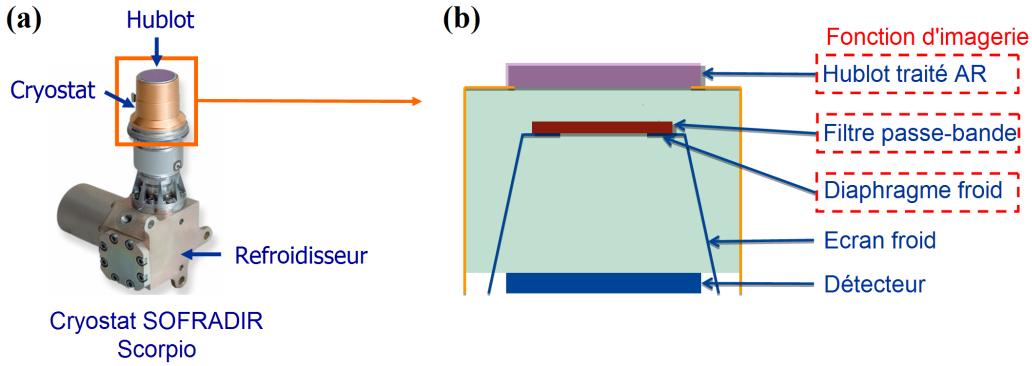

Figure 2.78 – Illustration de l'approche *minimaliste* : vers l'intégration d'une fonction optique dans le cryostat d'une caméra refroidie sans intégrer de matière supplémentaire.

A l'ONERA, cette démarche dite minimaliste a commencé en 2009 avec la thèse de G. Druart qui a proposé une caméra sténopé grand champ entièrement intégrée dans le cryostat. Elle est obtenue simplement en diminuant le diamètre du diaphragme froid de l'écran froid [87]. Pour augmenter le champ de vue de sa caméra sténopé, Druart *et al.* ont ensuite proposé de remplacer le hublot du cryostat par une lentille fisheye [20]. Cette dernière permet d'étendre le champ de vue de la caméra à 180° afin de répondre à des applications de veille et de détection. Toutefois, cet imageur possède une faible sensibilité radiométrique ainsi qu'une faible résolution.

Pour améliorer ces deux points, je propose de fonctionnaliser le filtre froid qui est un

élément de très faible épaisseur optique.

2.4 Conclusion

Pour répondre aux besoins en terme d'imagerie infrarouge formulés dans le cadre de ma thèse, je cherche un composant optique innovant pouvant être réalisé sur une lame de faible épaisseur et pouvant être réalisé de manière collective. Ce composant devra être capable d'imager de scènes complexes avec une bonne qualité radiométrique et une bonne résolution.

Dans la suite de mon manuscrit, je propose de rendre imageant le filtre froid d'un cryostat afin de créer une caméra MWIR grand champ large bande spectrale. Pour cela, je vais étudier l'apport de lentilles minces particulières que sont les lentilles de Fresnel. Si une lentille de Fresnel remplace le filtre froid d'un cryostat, cela permet de maintenir un temps de mise en froid équivalent à celui d'une caméra infrarouge refroidie classique sans fonction optique intégrée dans le cryostat.

Je propose également d'utiliser les lentilles de Fresnel pour la conception d'une caméra infrarouge non refroidie grand champ, grande ouverture et large bande spectrale, avec un soucis de réduction des coûts quitte à concéder un compromis raisonnable sur la qualité image. Le recours à une optique mince nous permet de nous orienter vers des matériaux low-cost non utilisés dans le LWIR parce qu'ils sont absorbants. L'utilisation de certains matériaux non conventionnels ouvrirait en plus la voie à l'utilisation de méthodes de fabrication collectives. Je pense notamment aux techniques de photolithographie et de moulage. Cela permettrait d'envisager la conception d'une caméra très bas coût pouvant être diffusée dans différents domaines d'application grand public.

Chapitre 3

Étude théorique des lentilles de Fresnel

Sommaire

3.1 Qu'est-ce qu'une lentille de Fresnel ? 113

3.1.1 La lentille de Fresnel d'ordre 1 113

3.1.2 La particularité de la lentille de Fresnel en imagerie : le chromatisme 121

3.2 Les méthodes d'achromatisation de la lentille de Fresnel . . . 124

3.2.1 État de l'art des méthodes d'achromatisation 124

3.2.2 Vers la lentille de Fresnel d'ordre élevé 140

3.3 Application à la conception d'une caméra infrarouge grand champ large bande spectrale 147

3.3.1 État de l'art des systèmes d'imagerie utilisant une lentille de Fresnel 147

3.3.2 Vers une architecture optique de type "landscape lens" 150

3.3.3 Système infrarouge non refroidi grand champ très bas coût . . 155

3.3.4 Système infrarouge refroidi grand champ rapide à refroidir . . . 159

3.4 Règle d'ingénieur permettant de quantifier les effets hors axe 163

3.4.1 Rappel, éclairage sur l'axe de la lentille de Fresnel 164

3.4.2 Éclairage sur l'axe d'une portion réduite de la lentille de Fresnel 165

3.4.3 Éclairage hors axe d'une portion réduite de la lentille de Fresnel 167

3.4.4 Application à nos deux imageurs 170

3.5 Spécificités théoriques d'un système landscape lens grand champ 173

3.5.1 Prise en compte du déphasage réel introduit par la lentille de Fresnel 173

3.5.2 Limites de la notion d'ordre de diffraction 175

3.5.3 Régimes de fonctionnement de la lentille de Fresnel 175

3.6 Conclusion 177

Dans le chapitre précédent, j'ai dressé un état de l'art des concepts d'optiques minces de la littérature. J'ai de plus présenté les différents procédés de fabrication de composants optiques actuellement exploitables. Parmi le panel de solutions optiques que j'ai fait apparaitre, la lentille de Fresnel semble constituer une piste intéressante d'une part pour la conception d'un imageur refroidi hautes performances et très compact, et d'autre part pour la conception d'un imageur non refroidi grande ouverture, grand champ de vue, et surtout très bas coût. En effet, il s'agit d'un composant optique mince et compatible avec des techniques de fabrication permettant de réaliser des profils optiques avec une grande précision, ou bien de les réaliser collectivement à moindre coût.

Néanmoins nous allons voir dans ce chapitre qu'à cause du chromatisme qu'elle génère, la lentille de Fresnel a jusqu'ici très peu été utilisée en tant qu'unique composant optique pour des applications d'imagerie. Ainsi, un point de fonctionnement original ainsi que des compromis doivent être trouvés si l'on souhaite revisiter ce concept ancien en tant que seul composant focalisant pour la conception d'une caméra infrarouge fonctionnant sur une large bande spectrale.

3.1 Qu'est-ce qu'une lentille de Fresnel ?

3.1.1 La lentille de Fresnel d'ordre 1

Je propose ici de commencer par décrire de façon détaillée le principe de la lentille de Fresnel dite d'ordre 1 et d'exposer son fonctionnement. Dans toute cette partie, je me place dans le cadre de la théorie scalaire et je considère l'approximation lentille mince. Celle-ci suppose que les effets liés à l'épaisseur de la lentille sont négligés et que le composant peut être entièrement caractérisé par sa transmittance complexe notée $T(x, y; \lambda)$. Dans le cas général, $T(x, y; \lambda)$ est une fonction à valeurs complexes définie par la relation suivante :

$$T(x, y; \lambda) = |T(x, y; \lambda)| e^{i\phi(x,y;\lambda)} \tag{3.1}$$

avec $|T(x, y; \lambda)|$ l'amplitude transmise par le composant considéré, et $\phi(x, y; \lambda)$ le retard de phase qu'il introduit. Les deux grandeurs sont définies en un point de coordonnées (x, y) dans le plan de la lentille défini perpendiculairement à l'axe optique, et pour une longueur d'onde λ.

Dans le cas où l'on considère un composant optique agissant uniquement sur la phase de la lumière incidente et non sur son amplitude, le module de la transmittance est supposé constant et égal à 1. $T(x, y; \lambda)$ se note alors simplement sous la forme d'une exponentielle complexe du déphasage :

$$T(x, y; \lambda) = e^{i\phi(x,y;\lambda)} \tag{3.2}$$

La lentille est supposée réalisée dans un matériau d'indice n et plongée dans l'air. Pour une onde en incidence normale, le déphasage $\phi(x, y; \lambda)$ induit par le composant à la longueur d'onde λ se note comme suit :

$$\phi(x, y; \lambda) = \frac{2\pi}{\lambda}(n(\lambda) - 1)h(x, y) \tag{3.3}$$

où $h(x, y)$ définit le profil de la lentille.

En remplaçant $\phi(x, y; \lambda)$ dans l'expression de la transmittance, on obtient alors la relation suivante :

$$T(x, y; \lambda) = e^{i\frac{2\pi}{\lambda}(n(\lambda)-1)h(x,y)} \tag{3.4}$$

D'après l'Eq. 3.4 ci-dessus, deux composants optiques dont la phase diffère d'un multiple entier de 2π ont la même transmittance. Le principe de la lentille de Fresnel d'ordre 1 découle directement de ce constat. Il consiste à "découper" le profil d'une lentille réfractive donnée tous les sauts de phase de 2π à une longueur d'onde λ_0. De cette façon, à la longueur d'onde λ_0 dite longueur d'onde nominale, la fonction transmittance de la lentille de Fresnel est identique à celle de la lentille réfractive équivalente.

La lentille de Fresnel d'ordre 1 est ainsi formée d'anneaux concentriques définis par une profondeur de gravure $H_{Fresnel}$ correspondant à un saut de phase $\phi_{Fresnel}$ égal à 2π à la longueur d'onde λ_0. Son expression s'obtient en notant l'égalité suivante :

$$\phi_{Fresnel}(x_j, y_j; \lambda_0) = 2\pi = \frac{2\pi}{\lambda_0}(n(\lambda_0) - 1)H_{Fresnel} \tag{3.5}$$

où (x_j, y_j) sont les coordonnées dans le plan de la lentille de Fresnel de la $j^{ème}$ discontinuité.

On a ainsi :

$$H_{Fresnel} = \frac{\lambda_0}{n(\lambda_0) - 1} \tag{3.6}$$

avec $n(\lambda_0)$ l'indice du matériau à la longueur d'onde nominale λ_0.

Notons $r_j = \sqrt{{x_j}^2 + {y_j}^2}$ le rayon externe de la $j^{ème}$ zone de la lentille de Fresnel. Il est défini de telle sorte que depuis le centre de la lentille jusqu'à r_j, la lentille réfractive non repliée induise un saut de phase de $j \times 2\pi$ à λ_0, correspondant à une différence de marche de $j \times \lambda_0$. Prenons f la distance focale à λ_0, correspondant à la distance sur l'axe entre le centre de la lentille et le plan image. En appliquant le théorème de Pythagore pour déterminer la distance depuis la $j^{ème}$ discontinuité jusqu'au point image sur l'axe, on obtient :

$$j\lambda_0 = \sqrt{{r_j}^2 + f^2} - f \tag{3.7}$$

Ainsi les positions r_j des discontinuités de la lentille de Fresnel, correspondant à des sauts de phase de 2π à λ_0, sont données par :

$$r_j = \sqrt{2jf\lambda_0 + j^2{\lambda_0}^2} \tag{3.8}$$

La Fig. 3.1 montre d'une part une lentille réfractive et d'autre part une lentille de Fresnel d'ordre 1 constituée d'une série d'anneaux concentriques. Les discontinuités sont définies aux positions radiales r_j et présentent une épaisseur $H_{Fresnel}$.

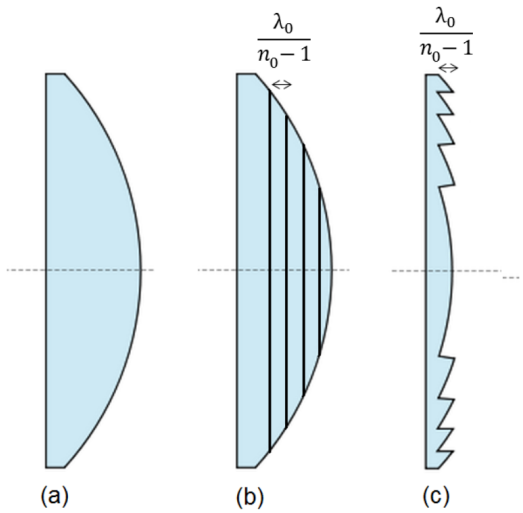

Figure 3.1 – (a) Lentille réfractive. (b) Visualisation des "tranches" d'égale épaisseur $H_{Fresnel}$. (c) Lentille de Fresnel d'ordre 1.

D'après le raisonnement proposé précédemment, le retard de phase $\phi_{Fresnel}(x, y; \lambda_0)$ induit par la lentille de Fresnel d'ordre 1 à la longueur d'onde nominale λ_0 est directement relié à celui $\phi(x, y; \lambda_0)$ induit par la lentille réfractive équivalente à λ_0. On peut en effet noter la relation suivante :

$$\phi_{Fresnel}(x, y; \lambda_0) = \phi(x, y; \lambda_0) \mod 2\pi \tag{3.9}$$

où $\mod$ définit l'opérateur modulo.

Les épaisseurs $h_{Fresnel}(x, y)$ de la lentille de Fresnel d'ordre 1 et $h(x, y)$ de la lentille réfractive, sont quant à elle reliées par la relation suivante :

$$h_{Fresnel}(x, y) = h(x, y) \mod H_{Fresnel} \tag{3.10}$$

Ainsi, à λ_0 la lentille de Fresnel a un comportement équivalent à celui de la lentille réfractive même si leurs profils sont différents. Néanmoins, l'équivalence entre la lentille de Fresnel et la lentille réfractive n'est valable qu'à la longueur d'onde nominale précise λ_0. Dès que la longueur d'onde s'écarte de la longueur d'onde nominale, le déphasage $\phi_{Fresnel}(x, y; \lambda)$ induit par la lentille de Fresnel n'est plus égal à 2π près à celui induit par la lentille réfractive équivalente. Les deux composants ne sont donc plus équivalents.

En fait, il est intéressant de montrer que lorsque la lentille de Fresnel d'ordre 1 est éclairée par une lumière de longueur d'onde $\lambda \neq \lambda_0$, elle va avoir tendance à adopter un comportement de type diffractif. Elle va en effet diffracter la lumière dans différents ordres de diffraction. Afin de montrer cela, commençons par noter l'expression du déphasage $\phi_{Fresnel}(x, y; \lambda)$ induit à λ par la lentille de Fresnel d'ordre 1 :

$$\phi_{Fresnel}(x, y; \lambda) = \frac{2\pi}{\lambda}(n(\lambda) - 1)h_{Fresnel}(x, y) \tag{3.11}$$

En négligeant la dispersion du matériau, le déphasage $\phi_{Fresnel}(x, y; \lambda)$ à λ se note en fonction du déphasage $\phi_{Fresnel}(x, y; \lambda_0)$ à λ_0 :

$$\phi_{Fresnel}(x, y; \lambda) = \frac{\lambda_0}{\lambda}\phi_{Fresnel}(x, y; \lambda_0) \tag{3.12}$$

En remplaçant $\phi_{Fresnel}(x, y; \lambda_0)$ par l'expression de l'Eq. 3.9, on obtient alors :

$$\phi_{Fresnel}(x, y; \lambda) = \frac{\lambda_0}{\lambda}\phi(x, y; \lambda_0) \mod \left(\frac{2\pi\lambda_0}{\lambda}\right) \tag{3.13}$$

La Fig. 3.2 illustre l'équation ci-dessus. Elle montre que dès que la longueur d'onde s'écarte de λ_0, la phase induite par la lentille de Fresnel d'ordre 1 s'écarte de la phase souhaitée qui est celle induite par la lentille réfractive à λ_0. Ainsi, dès que $\lambda \neq \lambda_0$ les interférences entre les différentes zones de la lentille de Fresnel ne sont pas exactement constructives, leur déphasage relatif n'étant pas égal à un multiple de 2π.

Toujours d'après la Fig. 3.2, notons de plus que la phase $\phi_{Fresnel}(x, y; \lambda)$ induite par la lentille de Fresnel à λ est une fonction périodique de la phase de la lentille réfractive équivalente $\phi(x, y; \lambda_0)$ à la longueur d'onde λ_0, avec une période de 2π. Sachant que dans l'approximation lentille mince la transmittance de la lentille de Fresnel s'écrit sous la forme

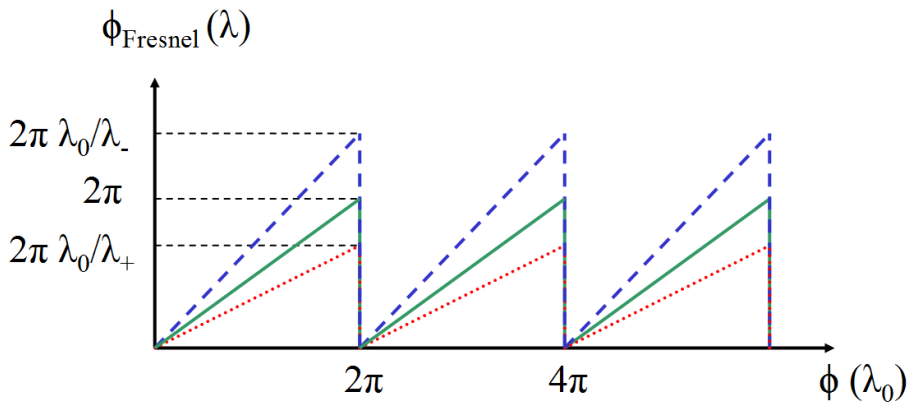

Figure 3.2 – Tracé du retard de phase $\phi_{Fresnel}(x, y; \lambda)$, noté ici $\phi_{Fresnel}(\lambda)$, généré par une lentille de Fresnel d'ordre 1 à λ_0 (vert), à $\lambda_+ > \lambda_0$ (rouge) et à $\lambda_- < \lambda_0$ (bleu) en fonction de la phase $\phi(x, y; \lambda_0)$, notée ici $\phi(\lambda_0)$, de la lentille réfractive équivalente à λ_0.

d'une exponentielle complexe du déphasage, on en déduit que la transmittance $T_{Fresnel}$ est aussi une fonction périodique en $\phi(x, y; \lambda_0)$ de période 2π. Par définition, une fonction périodique se décompose en série de Fourier. Ainsi, $T_{Fresnel}$ peut se décomposer en série de Fourier de la façon suivante [150] :

$$T_{Fresnel}(\phi(x, y; \lambda_0)) = e^{j\phi_{Fresnel}(x,y;\lambda_0)} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m e^{j2\pi \frac{m\phi(x,y;\lambda_0)}{2\pi}} \tag{3.14}$$

soit,

$$T_{Fresnel}(\phi(x, y; \lambda_0)) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m e^{jm\phi(x,y;\lambda_0)} \tag{3.15}$$

où les coefficients de la série de Fourier c_m s'écrivent sous la forme :

$$c_m = \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} T_{Fresnel}(\phi(x, y; \lambda_0)) e^{-jm\phi(x,y;\lambda_0)} \mathrm{d}\phi(x, y; \lambda_0) \tag{3.16}$$

En utilisant l'Eq. 3.12, la transmittance $T_{Fresnel}$ de la lentille de Fresnel peut se noter comme suit :

$$T_{Fresnel}(x, y; \lambda) = e^{j\phi_{Fresnel}(x,y;\lambda)} = e^{j\frac{\lambda_0}{\lambda}\phi_{Fresnel}(x,y;\lambda_0)} \tag{3.17}$$

D'après la Fig. 3.2 ou d'après l'Eq. 3.9, sur l'intervalle $[0; 2\pi]$ on peut écrire $\phi_{Fresnel}(x, y; \lambda_0) = \phi(x, y; \lambda_0)$. Sur l'intervalle $[0; 2\pi]$ on obtient donc :

$$T_{Fresnel}(\phi(x,y;\lambda_0)) = e^{j\frac{\lambda_0}{\lambda}\phi(x,y;\lambda_0)} \tag{3.18}$$

Finalement, le calcul de l'intégrale de l'Eq. 3.16 mène au résultat suivant :

$$c_m = \mathrm{sinc}\left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\alpha - m\right) \tag{3.19}$$

avec

$$\alpha = \frac{n(\lambda) - 1}{n(\lambda_0) - 1} \tag{3.20}$$

L'Eq. 3.15 nous montre que le front d'onde issu de la lentille de Fresnel est la superposition des fronts d'onde correspondant à différents ordres de diffraction m, pondérés par un coefficient c_m. On peut définir l'efficacité de diffraction $\eta_{m,\lambda}$ de chaque ordre m comme étant la proportion d'énergie diffractée dans l'ordre m pour une longueur d'onde λ :

$$\eta_{m,\lambda} = |c_m|^2 = \mathrm{sinc}^2\left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\alpha - m\right) \tag{3.21}$$

On constate que quand $\lambda = \lambda_0$, tous les coefficients c_m sont nuls sauf pour $p \neq m$, et ${c_{p=1}}^2 = \eta_{m=1,\lambda=\lambda_0} = 1$. L'ordre 1 est alors 100% efficace c'est-à-dire que toute l'énergie est diffractée dans l'ordre nominal. Le front d'onde transmis par la lentille de Fresnel est alors identique à celui de la lentille réfractive équivalente, $T(x,y;\lambda_0) = e^{i\phi(x,y;\lambda_0)}$. On dit que la lentille de Fresnel d'ordre 1 est blazée dans l'ordre de diffraction nominal $p = 1$ à la longueur d'onde nominale λ_0. En revanche, dès que $\lambda \neq \lambda_0$, l'ordre 1 n'est plus 100% efficace et une partie de l'énergie est diffractée dans d'autres ordres de diffraction $m \neq 1$. Le front d'onde transmis par la lentille de Fresnel est composé du front d'onde correspondant à l'ordre nominal, auquel s'ajoutent les contributions des ordres de diffraction parasites.

Sachant que les déphasages $\phi(x,y;\lambda)$ et $\phi(x,y;\lambda_0)$ induits par la lentille réfractive respectivement à λ et λ_0 sont reliés par la relation suivante :

$$\phi(x,y;\lambda) = \frac{\lambda_0}{\lambda}\phi(x,y;\lambda_0) \tag{3.22}$$

l'Eq. 3.15 se note aussi comme suit :

$$T_{Fresnel}(\phi(x,y;\lambda_0)) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m e^{jm\frac{\lambda}{\lambda_0}\phi(x,y;\lambda)} \tag{3.23}$$

Dans l'approximation de Fresnel, le déphasage induit par une lentille réfractive de distance focale notée f peut en plus s'écrire :

$$\phi(x,y;\lambda) = \frac{k(x^2+y^2)}{2f} \tag{3.24}$$

où $k = 2\pi/\lambda$ est le nombre d'onde.

En remplaçant $\phi(x,y;\lambda)$ dans l'Eq. 3.23 on obtient alors l'expression suivante pour $T_{Fresnel}(x,y;\lambda)$:

$$T_{Fresnel}(x,y;\lambda) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m e^{jm\frac{\pi(x^2+y^2)}{\lambda_0 f}} \tag{3.25}$$

que l'on peut également écrire :

$$T_{Fresnel}(x,y;\lambda) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m e^{j\frac{2\pi(x^2+y^2)}{2\lambda f_m}} \tag{3.26}$$

avec

$$f_m(\lambda) = \frac{\lambda_0}{\lambda}\frac{f}{m} \tag{3.27}$$

A $\lambda \neq \lambda_0$ le front d'onde correspondant à chaque ordre m issu de la lentille de Fresnel est alors équivalent à celui que produirait une lentille convergente ou divergente de distance focale f_m donnée par l'Eq. 3.27.

La Fig. 3.3 illustre schématiquement le comportement d'une lentille de Fresnel d'ordre $p = 1$ lorsqu'elle est éclairée par une onde plane en incidence normale à $\lambda \neq \lambda_0$. Trois ordres de diffraction sont représentés sur la figure : l'ordre nominal $p = 1$ et les ordres $m = p \pm 1$. Nous remarquons que l'ordre 1 se focalise dans le plan image à une distance f_1. L'ordre 0 n'est pas diffracté et se propage comme s'il ne rencontrait pas la lentille. L'ordre 2 se focalise à une distance $f_1/2$. Précisons qu'en fonction de la longueur d'onde λ, l'efficacité de diffraction de chaque ordre m va varier.

Nous verrons dans la suite que dans la pratique sur un intervalle de longueurs d'onde de largeur $\Delta\lambda \sim \lambda_0$ encadrant λ_0, l'ordre 1 restera généralement le plus efficace devant

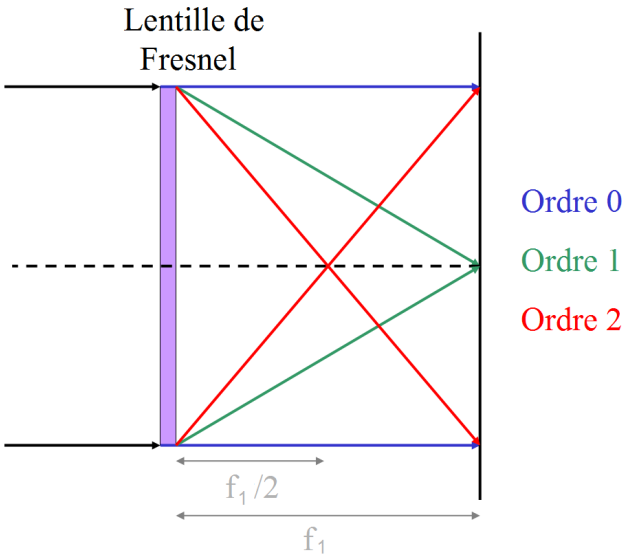

Figure 3.3 – A une longueur d'onde λ donnée, illustration de plusieurs ordres parasites diffractés par la lentille de Fresnel d'ordre 1. La distance focale $f_m(\lambda)$ d'un ordre m est donnée par l'Eq. 3.27.

les autres ordres de diffraction. La distance focale de la lentille de Fresnel d'ordre 1 sera alors donnée par celle de l'ordre 1 sur tout l'intervalle spectral considéré :

$$f_1(\lambda) = \frac{\lambda_0}{\lambda} f \tag{3.28}$$

Nous verrons de plus qu'une grandeur importante de la lentille de Fresnel d'ordre 1 est le chromatisme axial, défini comme étant l'écart de focalisation entre les rayons à la longueur d'onde λ et les rayons à la longueur d'onde nominale λ_0 :

$$\Delta f(\lambda) = f(\lambda) - f(\lambda_0) = \frac{\lambda_0}{\lambda} f - f \tag{3.29}$$

On peut vérifier que si $\lambda = \lambda_0$ alors par définition $\Delta f = 0$. Néanmoins, nous allons voir dans la suite que lorsque λ s'écarte de λ_0 le chromatisme axial augmente très rapidement et va très vite devenir le facteur critique.

3.1.2 La particularité de la lentille de Fresnel en imagerie : le chromatisme

Dans la section précédente, j'ai introduit les principaux points théoriques permettant d'introduire la lentille de Fresnel d'ordre 1. La lentille de Fresnel est un composant optique pouvant a priori, de part sa faible épaisseur, être particulièrement intéressant pour des applications à forte contrainte de volume notamment. Toutefois, il est à noter qu'elle n'a jusqu'ici presque jamais été utilisée en tant que composant optique principal portant la puissance optique d'un système d'imagerie. Nous allons comprendre la raison à cela dans cette section. En particulier, je vais appliquer les points théoriques développés dans la section précédente à une lentille de Fresnel d'ordre 1 à 10,07μm.

Nous avons vu dans la précédente section que le principe d'une lentille de Fresnel consiste à couper une lentille réfractive en différents anneaux concentriques de même épaisseur maximale notée $H_{Fresnel}$. Si $n(\lambda_0)$ est l'indice de réfraction du matériau à λ_0 et si $H_{Fresnel}$ vérifie la relation $(n(\lambda_0 - 1)H_{Fresnel}) = \lambda_0$ alors la lentille de Fresnel est blazée dans l'ordre 1 à λ_0. Ainsi, aux pertes de Fresnel près, elle diffracte 100% de la lumière incidente dans l'ordre 1 à une longueur d'onde précise λ_0. Néanmoins, dès que la longueur d'onde est modifiée l'efficacité de diffraction de l'ordre 1 est diminuée et des ordres de diffraction parasites apparaissent.

A la Fig. 3.4 j'ai tracé la variation de l'efficacité de diffraction des ordres 0, ± 1, et ± 2 sur l'intervalle [7,14]μm dans le cas d'une lentille de Fresnel d'ordre 1 à la longueur d'onde nominale 10,07μm. Elle est obtenue à partir de l'Eq. 3.21 page 118. Dans le tableau 3.1 sont de plus rassemblées les valeurs de l'efficacité de diffraction des ordres 0, 1 et 2 pour les deux longueurs d'onde extrêmes, 7 et 14μm.

La Fig. 3.4 nous montre que lorsque $\lambda = 10{,}07\mu$m, l'ordre 1 est 100% efficace. Puis dès que $\lambda \neq \lambda_0$ l'efficacité de l'ordre 1 chute. Même si l'efficacité de l'ordre 1 chute quand λ s'écarte de λ_0 il nous faut noter que sur toute la bande [7,14]μm l'ordre 1 reste toujours l'ordre le plus efficace. Sa distance de focalisation va toutefois varier en fonction de la longueur d'onde.

A la Fig. 3.5 est illustrée la défocalisation induite par l'ordre 1 sur la bande [7,14]μm

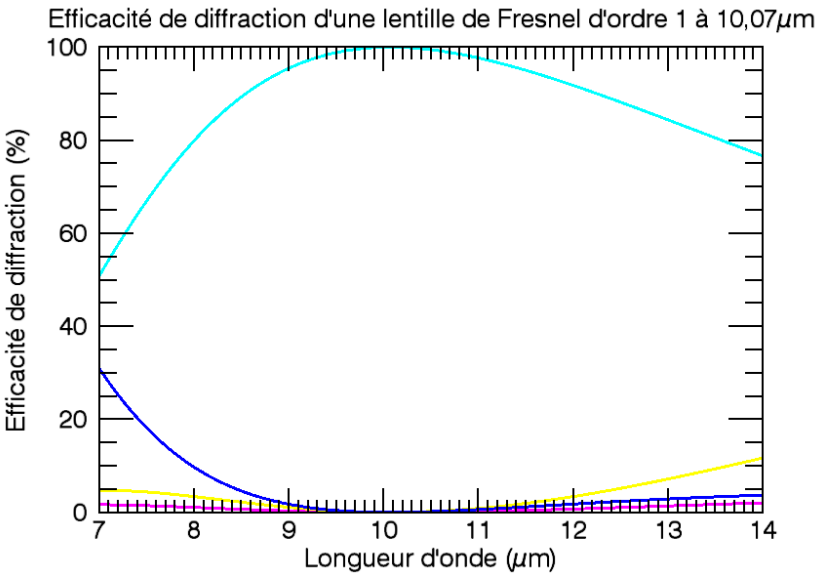

Figure 3.4 – Efficacité de diffraction d'une lentille de Fresnel blazée dans l'ordre 1 à 10,07μm.

Ordre de diffraction m	$\eta_{m,\lambda=7\mu m}(\%)$	$\eta_{m,\lambda=14\mu m}(\%)$
0	5	12
1	52	75
2	29	4

Table 3.1 – Efficacité de diffraction à $\lambda \neq \lambda_0$ de quelques ordres de diffraction m pour une lentille diffractive d'ordre 1 à λ_0=10,07μm.

toujours dans le cas d'une lentille de Fresnel conçue pour diffracter 100% de l'énergie incidente dans l'ordre 1 à λ_0=10,07μm.

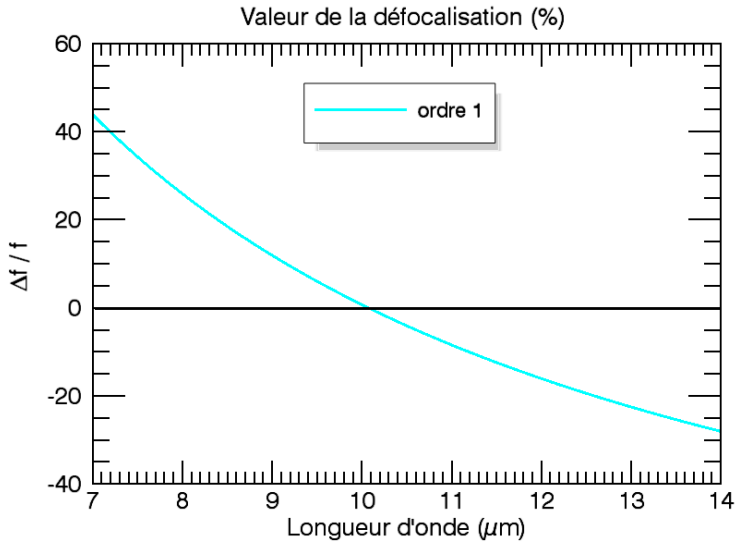

Figure 3.5 – Défocalisation relative induite par une lentille de Fresnel blazée dans l'ordre 1 à 10,07μm.

Cette figure nous montre que sur la bande [7,14]μm, la défocalisation maximale induite par la lentille de Fresnel blazée dans l'ordre 1 est de l'ordre de 40% de la distance focale nominale. Une variation d'un facteur 1,4 sur la distance focale est inacceptable pour des applications d'imagerie. Le chromatisme qu'induit la lentille de Fresnel d'ordre 1 la rend inutilisable en tant que telle pour des applications large bande spectrale.

Un point important est que la distance focale de la lentille de Fresnel d'ordre 1 est inversement proportionnelle à la longueur d'onde. Ainsi, un rayon "rouge" focalisera plus près du système optique qu'un rayon "bleu". Ce type de chromatisme axial est dit "négatif" et fait l'originalité de la lentille de Fresnel d'ordre 1. En effet, une lentille réfractive classique induit au contraire un chromatisme axial "positif" c'est-à-dire que la défocalisation est directement proportionnelle à la longueur d'onde. C'est d'ailleurs pour cette propriété spécifique qu'est traditionnellement utilisée la lentille de Fresnel. Nous le verrons dans la section suivante, associée à une lentille classique elle permet de compenser le chromatisme axial positif de cette dernière.

En conclusion une lentille de Fresnel d'ordre 1 utilisée seule ne parait pas du tout

compatible avec des applications d'imagerie large bande spectrale. Pour cette raison, j'ai cherché dans la littérature différentes méthodes d'achromatisation des lentilles diffractives.

3.2 Les méthodes d'achromatisation de la lentille de Fresnel

Dans cette partie, je dresse un état de l'art des méthodes proposées dans la littérature afin d'achromatiser une lentille diffractive. En effet, nous avons vu à l'Eq. 3.28 que lorsque la longueur d'onde s'écarte de la longueur d'onde nominale, la distance focale de la lentille de Fresnel d'ordre 1 varie rapidement. De plus, l'efficacité de diffraction de l'ordre 1 décroit également rapidement. Cela limite la bande spectrale d'utilisation d'un tel composant. Il est alors nécessaire de chercher un moyen d'achromatiser la lentille de Fresnel si l'on souhaite pouvoir l'utiliser pour des applications d'imagerie large bande spectrale.

3.2.1 État de l'art des méthodes d'achromatisation

Achromatiser un système, c'est assurer que sa convergence ne dépend pas de la longueur d'onde : tel est bien l'objet de ce paragraphe 3.2. Plus particulièrement, au sous-paragraphe 3.2.1, considérons le cas de l'achromatisation d'un système incluant une lentille de Fresnel diffractive d'ordre 1. A la condition d'achromatisation s'ajoute dans ce cas une autre condition : il faut de plus s'assurer que sur la bande spectrale concernée, l'efficacité n'évolue pas de façon pénalisante.

Doublet réfractif / diffractif

Venons-en premièrement à la condition d'achromatisation à proprement parler, qui consiste à proposer un système dont la focale ne dépend pas de la longueur d'onde.

Bien entendu, puisque la distance focale d'une lentille de Fresnel diffractive est donnée par l'expression $f=\frac{a^2\lambda}{2}$, où a est le rayon de la première zone, cette quantité ne saurait être constante avec la longueur d'onde et il n'est donc pas possible d'achromatiser une lentille de Fresnel d'ordre 1 en l'utilisation seule, pas plus que ce n'est possible pour une lentille

ordinaire (réfractive). Le cas le plus simple d'achromatisation consiste donc à associer une lentille de Fresnel d'ordre 1 à une lentille ordinaire, créant ainsi un doublet. Nous allons rappeler dans ces lignes que cette solution est en fait très avantageuse par rapport à un doublet purement réfractif.

Considérons un doublet composé de deux lentilles quelconques notées 1 et 2, de focales respectives f_1 et f_2 et de constringences ν_1 et ν_2. La longueur focale du doublet est indépendante de la longueur d'onde si la relation suivante est vérifiée (condition d'achromatisation) :

$$f_1\nu_1 + f_2\nu_2 = 0 \tag{3.30}$$

La constringence, aussi appelée nombre d'Abbe, sert à quantifier la dispersion chromatique d'un matériau optique, c'est-à-dire la variation de son indice avec la longueur d'onde. Dans le cas d'un composant réfractif d'indice n fonctionnant dans le visible, la constringence est définie par :

$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C} \tag{3.31}$$

où n_D=$n(\lambda_D = 589,3nm)$, n_C=$n(\lambda_C = 656,3nm)$, et n_F=$n(\lambda_F = 486,1nm)$.

Si la lentille réfractive fonctionne dans une autre bande spectrale que le visible, par exemple la bande II ou la bande III de l'infrarouge, alors la constringence est calculée à partir de l'indice du matériau n_D pris au centre de l'intervalle spectral considéré et n_F et n_C pris aux extrémités.

D'après l'Eq. 3.31, plus la constringence d'un composant réfractif est élevée, moins le matériaux est dispersif. Notons également que sachant que l'indice d'un matériau décroit avec la longueur d'onde, la constringence d'une lentille réfractive est positive.

Dans le cas d'un système à deux lentilles réfractives, les deux composants possédent des constringences positives. Pour annuler la dispersion il faut alors impérativement combiner deux lentilles de natures différentes (l'une convergente et l'autre divergente). En particulier, pour réaliser un doublet achromatique convergent, on combinera une lentille convergente en verre crown (grande constringence) avec une lentille divergente en verre flint (faible constringence).

Les lentilles diffractives quant à elles possèdent une constringence donnée par la relation suivante [151, 152] :

$$\nu = \frac{\lambda_D}{\lambda_F - \lambda_C} \tag{3.32}$$

où λ_D est la longueur d'onde centrale de l'intervalle spectral considéré, λ_F et λ_C sont les longueurs d'onde extrêmes, minimale et maximale.

Sur le spectre visible, on peut facilement estimer la constringence ν comme étant égale à -3,45 et sur la bande III de l'infrarouge entre 8 et 12μm, elle est égale à -2,5. Il est important de remarquer que dans le cas d'une lentille diffractive, ν ne dépend que des longueurs d'onde caractérisant la bande spectrale considérée ; elle est indépendante du matériau considéré.

En plus, la particularité d'une lentille diffractive est qu'elle possède une constringence négative. En effet, contrairement au cas d'une lentille réfractive, la focale est inversement proportionnelle à la longueur d'onde ce qui implique une dispersion négative. Ainsi, afin de réaliser un doublet achromatique une lentille diffractive doit être combinée à une lentille réfractive dont la focale est de même signe. Un doublet achromatique convergent est ainsi obtenu à partir de deux lentilles convergentes, de longueurs focales positives.

L'avantage d'un tel doublet convergent réfractif / diffractif plutôt qu'un doublet convergent entièrement réfractif, est qu'il va utiliser deux lentilles de longueurs focales positives chacune plus grande que la focale du doublet équivalent. Le fait d'utiliser une lentille réfractive de forte focale va impliquer une plus faible courbure et donc une épaisseur de lentille comparativement plus faible, ce qui est avantageux pour réduire les aberrations de champ.

Notons d'autre part que la constringence du composant diffractif étant petite en valeur absolue devant celle d'un composant réfractif, il devra posséder la plus grande longueur focale. Plus la longueur focale d'une lentille diffractive est grande, plus elle possèdera un diamètre important pour un nombre d'ouverture fixe, et plus elle sera facile à réaliser.

En utilisant un doublet de lentilles l'une réfractive et l'autre diffractive, on voit donc qu'il est possible de faire en sorte que le chromatisme positif de la lentille réfractive vienne compenser le chromatisme négatif de la lentille diffractive. La Fig. 3.6 montre une lentille réfractive possédant un chromatisme positif, une lentille diffractive possédant un

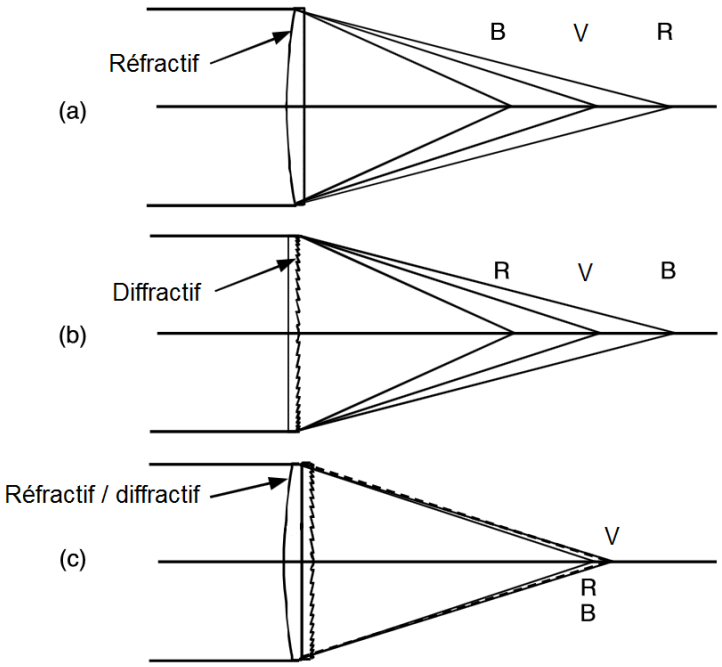

Figure 3.6 – (a) Lentille réfractive. (b) Lentille diffractive. (c) Doublet réfractif/diffractif achromatique. Extrait de [153].

chromatisme négatif, et un doublet réfractif / diffractif achromatique.

Pour simplifier et / ou alléger le système optique, le doublet peut être réalisé directement par gravure de la surface diffractive adéquate sur l'une des faces du composant réfractif (voir Fig. 3.7). Notons que l'association de surfaces diffractives avec des surfaces réfractives compose un système optique dit "hybride".

Ce type d'achromatisation est particulièrement intéressant en infrarouge et a fait l'objet de nombreuses études. Il a notamment permis de proposer une large gamme de systèmes infrarouges légers et performants. Par exemple, en 1993, Chen *et al.* ont travaillé sur la conception d'un télescope infrarouge travaillant dans le LWIR entre 8 et 12μm [155]. Un exemple de système tout réfractif est composé de 6 éléments, dont 4 sont en germanium (Ge) et 2 sont en selenium de zinc (ZnSe), toutes les surfaces étant sphériques (voir Fig. 3.8.a). Le système hybride équivalent en termes de performances n'utilise plus que 4 éléments (voir Fig. 3.8.b). Il introduit deux surfaces diffractives et deux surfaces asphériques, et il élimine les deux lentilles en ZnSe.

Je peux mentionner d'autre part l'objectif MWIR développé dans la Réf. [156] par

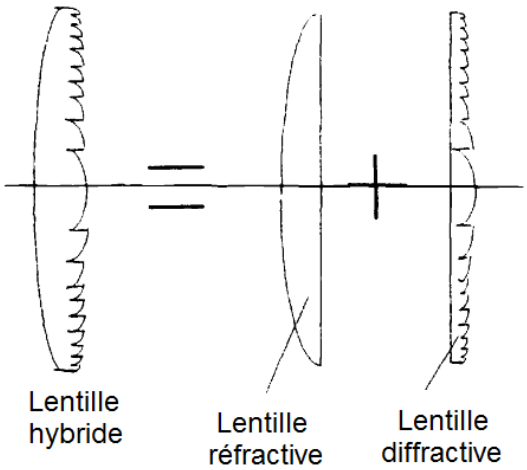

Figure 3.7 – Illustration d'une optique hybride [154].

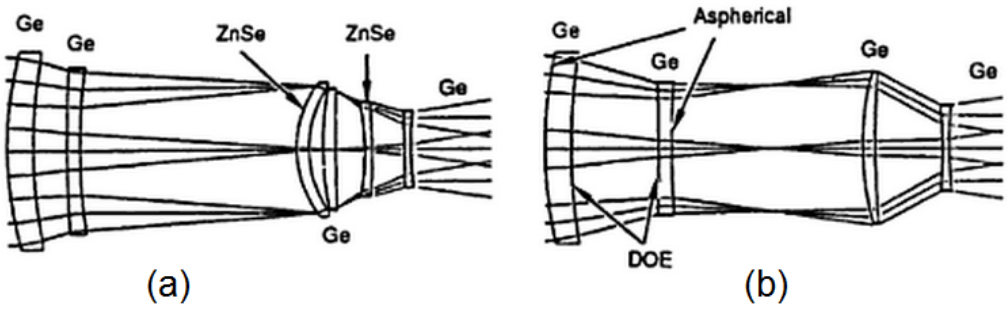

Figure 3.8 – Télescope fonctionnant dans le LWIR. a) Architecture optique conventionnelle composée de 6 éléments optiques dont toutes les surfaces sont sphériques. (b) Architecture hybride, simplifiée, utilisant 4 éléments optiques dont deux supportent une surface diffractive. Extrait de [155].

Wood *et al.*. L'objectif classique est illustré à la Fig. 3.9.a et utilise 4 éléments optiques réalisés dans 3 matériaux différents. En utilisant deux optiques hybrides composées chacune d'une surface asphérique et d'une surface diffractive (voir Fig. 3.9.b), les performances du système proposé par Wood *et al.* sont équivalentes à celle du système classique utilisant 4 optiques réfractives.

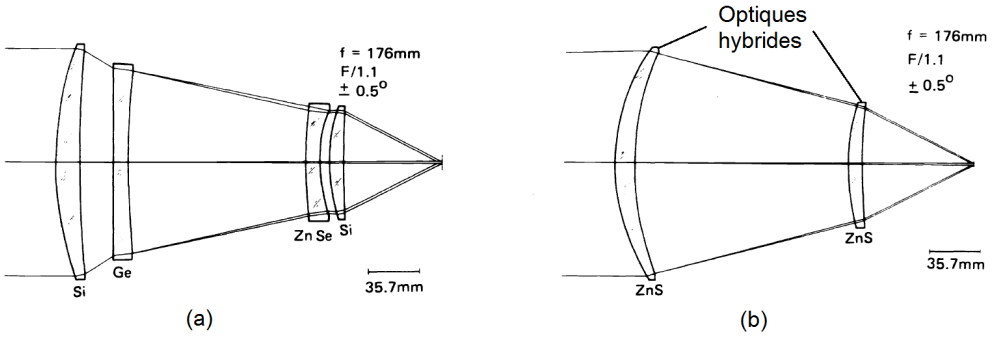

Figure 3.9 – Objectif fonctionnant dans le MWIR. a) Architecture optique conventionnelle composée de 4 éléments optiques. (b) Architecture hybride. Extrait de [156].

Citons en plus les travaux de Bigwood [157] en 1999. Ses travaux comparent plusieurs techniques d'achromatisation d'un objectif LWIR composé d'une architecture Petzval grande ouverture. Le premier système utilise 3 composants comportant uniquement des surfaces réfractives. Les lentilles sont réalisées dans deux matériaux différents (Germanium et Amtir-1). Le deuxième système utilise 4 composants comportant uniquement des surfaces réfractives. Les lentilles sont réalisées dans trois matériaux différents (Germanium, Amtir-1, et ZnSe). L'utilisation d'une troisième lentille a permis la réduction du chromatisme axial de 30% par rapport au système à trois lentilles toutes réfractives. Enfin le dernier système utilise 3 composants tous en germanium et dont l'une des surfaces est diffractive. La Fig. 3.10 illustre ces trois combinaisons. Bigwood a montré que l'avantage du système utilisant une optique hybride est qu'il permet de limiter le chromatisme axial tout en maintenant un faible chromatisme latéral, ce que ne permettent pas les systèmes entièrement réfractifs. Il possède ainsi de meilleures performances hors axe. En plus, la solution hybride utilise potentiellement moins de composants, et élimine la contrainte du choix d'un matériau nécessairement très dispersif. Cela peut laisser attendre une réduction du coût du système.

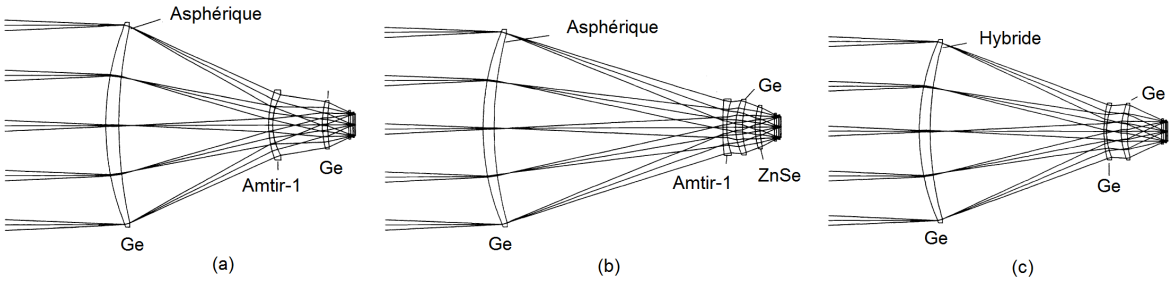

Figure 3.10 – Objectifs LWIR utilisant (a) 3 éléments tous réfractifs, (b) 4 éléments tous réfractifs, (c) 3 éléments dont une optique hybride. Extrait de [157].

En conclusion, la solution du doublet hybride a été très appréciée des concepteurs optiques. Elle ne répond toutefois pas à notre besoin puisqu'elle a l'inconvénient de faire intervenir au moins un composant réfractif épais.

Composant diffractif de type "sandwich"

Je propose maintenant de passer en revue quelques solutions développées dans la littérature pour rendre l'efficacité de diffraction de la partie diffractive d'un achromat hybride aussi proche que possible de l'unité sur la largeur spectrale considérée.

Une première solution pour y parvenir consiste à remplacer l'air entre les discontinuités de la lentille de Fresnel par un matériau d'indice, en faisant en sorte que le composant formé ait une épaisseur constante (voir Fig. 3.11). On introduit un degré de liberté supplémentaire en comparaison au cas d'une lentille diffractive classique dont les discontinuités sont plongées dans l'air.

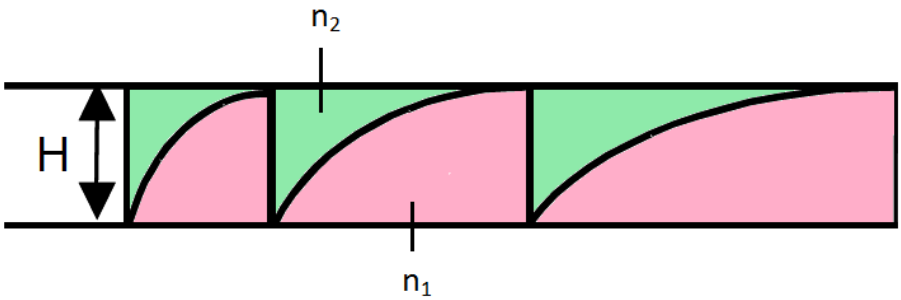

Figure 3.11 – Schéma d'une lentille de Fresnel insérée dans un matériau d'indice de sorte que le composant ainsi formé ait une épaisseur constante.

Le déphasage introduit par un tel composant au niveau d'une discontinuité se note de

la façon suivante :

$$\phi(x_j, y_j; \lambda) = \frac{2\pi}{\lambda}(n_1(\lambda) - n_2(\lambda))H \tag{3.33}$$

où (x_j, y_j) définissent la position de la $j^{ème}$ discontinuité, et H est la hauteur d'une discontinuité,

$$H = \frac{\lambda_0}{n_1(\lambda_0) - n_2(\lambda_0)} \tag{3.34}$$

En remplaçant H dans l'Eq. 3.33, le déphasage introduit au niveau d'une discontinuité devient :

$$\phi(x_j, y_j; \lambda) = \frac{2\pi\lambda_0}{\lambda}\frac{(n_1(\lambda) - n_2(\lambda))}{(n_1(\lambda_0) - n_2(\lambda_0))} \tag{3.35}$$

La condition d'efficacité constante s'écrit alors :

$$\frac{\lambda_0}{\lambda}\frac{(n_1(\lambda) - n_2(\lambda))}{(n_1(\lambda_0) - n_2(\lambda_0))} = 1 \tag{3.36}$$

En notant $\Delta n(\lambda) = n_1(\lambda) - n_2(\lambda)$, la précédente équation est équivalente à :

$$\Delta n(\lambda) = \frac{\lambda}{\lambda_0}\Delta n(\lambda_0) \tag{3.37}$$

Ainsi, pour limiter la perte d'efficacité, la différence d'indice $\Delta n(\lambda)$ doit croitre linéairement avec la longueur d'onde. Dans la Réf. [159] les auteurs ont proposé un composant formé de polycarbonate et de BaF52 avec une profondeur de gravure de 28,1μm. Ils sont ainsi parvenus à maintenir une bonne efficacité de diffraction de l'ordre 1 sur la bande spectrale du visible [400,900]nm. A la Fig. 3.12 j'ai tracé sur la bande [400,900]nm l'efficacité de diffraction de l'ordre 1 de leur composant en polycarbonate et BaF52. Je la compare à celle que l'on obtiendrait avec une lentille de Fresnel d'ordre 1 classique en PMMA. On constate effectivement que l'efficacité de l'ordre 1 est maximisée en utilisant un composant en polycarbonate et BaF52 tel que celui de la Fig. 3.11 plutôt qu'une lentille de Fresnel d'ordre 1 en PMMA plongée dans l'air.

La condition d'efficacité constante s'écrit également sous la forme suivante, faisant intervenir la dispersion $d_{1,2}$ de chacun des deux matériaux notés 1 et 2 [160, 161, 162] :

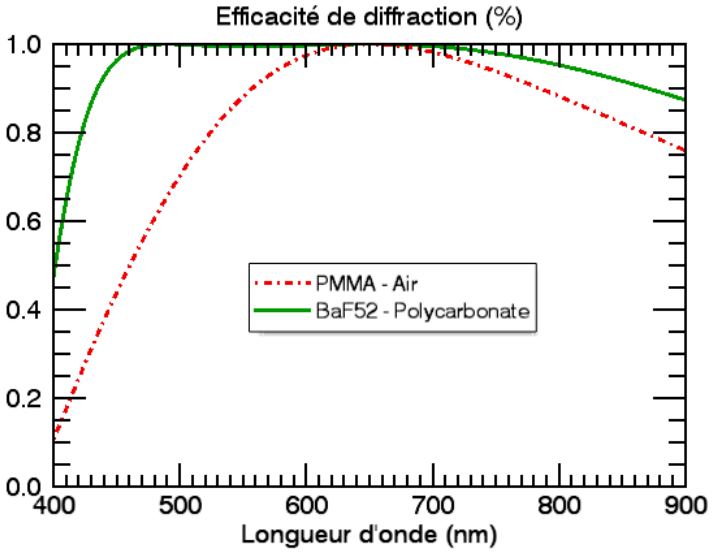

Figure 3.12 – Comparaison de l'efficacité de diffraction d'une lentille de Fresnel classique et de celle du composant de Weible *et al.* utilisant une lentille telle que celle de la Fig. 3.11 [159].

$$\frac{\lambda_0}{d_1 - d_2} = \Delta n_0 \tag{3.38}$$

où $d_{1,2} = (n_{1,2}(\lambda) - n_{1,2}(\lambda_0))/(\lambda - \lambda_0)$, et $\Delta n_0 = n_1(\lambda_0) - n_2(\lambda_0)$.

Cette relation est équivalente à celle donnée à l'Eq. 3.37 et correspond à la notation proposée par Ebstein dans les Réf. [160, 161, 162]. Dans ces articles, Ebstein propose un composant formé de polystyrène et SSK3, dont l'efficacité de diffraction est optimisée encore une fois sur le spectre visible dans la bande [400-700]nm. Les auteurs indiquent qu'ils travaillent avec des matériaux d'indices proches afin de relâcher les contraintes de précision de réalisation du profil diffractif. Cela a également l'avantage de limiter les pertes de Fresnel à l'interface entre les deux matériaux. Néanmoins, le fait que les deux indices soient proches peut tendre à une hauteur de gravure relativement importante et un rapport d'aspect entre hauteur et largeur des zones également relativement important.

En 2014, la Réf. [163] mentionne aussi un composant du type de celui de la Fig. 3.11. Il est composé de PMMA et de polycarbonate. Il permet d'obtenir une efficacité constante pour une lentille de Fresnel dans le visible pour des applications photovoltaïques de concentration de flux.

L'avantage de la technique que je viens de décrire est qu'elle n'utilise qu'un seul com-

posant. Néanmoins, la condition d'efficacité constante donnée soit par l'Eq. 3.36 soit par l'Eq. 3.38, n'est théoriquement pas impossible à obtenir, mais elle est toutefois difficile à vérifier. Ceci est critique en infrarouge où le choix de matériaux est limité et où la dispersion des matériaux est assez faible.

Combinaison de lentilles diffractives de profondeurs différentes, d'indices différents, et séparées par de l'air

Une méthode plus générale et offrant plus de degré de liberté que le concept précédent pour obtenir une efficacité constante, a par la suite été proposée. Elle consiste à utiliser une structure composée de l'empilement de deux structures diffractives de matériaux différents, cette fois de profondeur de gravure différentes et séparées par de l'air. Une illustration est donnée à la Fig. 3.13. Notons que lorsque l'épaisseur d'air est nulle et H_1=H_2, le composant de la Fig. 3.13 devient équivalent à celui présenté précédemment à la Fig. 3.11.

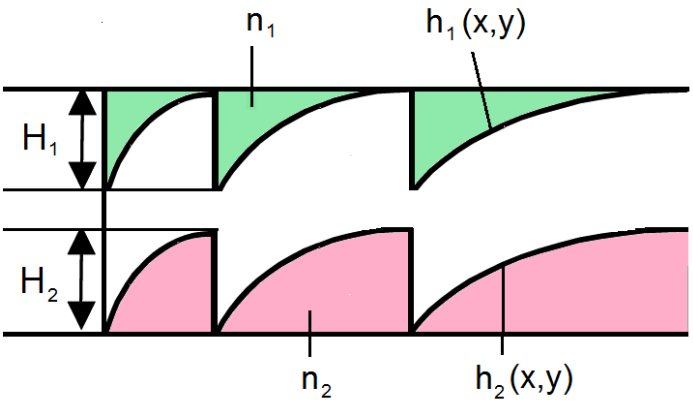

Figure 3.13 – Combinaison de deux structures diffractives de matériaux différents et de profondeurs de gravure différentes séparées par de l'air.

Le déphasage induit par une telle structure se note de la façon suivante :

$$\phi(x,y;\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda}(n_1(\lambda)-1)h_1(x,y) - \frac{2\pi}{\lambda}(n_2(\lambda)-1)h_2(x,y) \tag{3.39}$$

La condition d'efficacité constante, correspondant à $\phi = 2\pi$ au niveau des discontinuités quelle que soit la longueur d'onde, nous donne :

$$2\pi = \frac{2\pi}{\lambda}(n_1(\lambda) - 1)H_1 - \frac{2\pi}{\lambda}(n_2(\lambda) - 1)H_2 \tag{3.40}$$

c'est-à-dire,

$$\lambda = (n_1(\lambda) - 1)H_1 - (n_2(\lambda) - 1)H_2 \tag{3.41}$$

Cette condition peut être vérifiée pour au moins deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2. On note alors :

$$\begin{cases} (n_1(\lambda_1) - n_2(\lambda_1))H_1 - (n_2(\lambda_1) - 1)H_2 = \lambda_1 & (3.42) \\ (n_1(\lambda_2) - n_2(\lambda_2))H_1 - (n_2(\lambda_2) - 1)H_2 = \lambda_2 & (3.43) \end{cases}$$

La résolution de ces deux équations nous donne :

$$\begin{cases} H_1 = \dfrac{\lambda_1(n_2(\lambda_2) - 1) - \lambda_2(n_2(\lambda_1) - 1)}{(n_1(\lambda_1) - 1)(n_2(\lambda_2) - 1) - (n_1(\lambda_2) - 1)(n_2(\lambda_1) - 1)} & (3.44) \\ H_2 = \dfrac{\lambda_1(n_1(\lambda_2) - 1) - \lambda_2(n_1(\lambda_1) - 1)}{(n_1(\lambda_1) - 1)(n_2(\lambda_2) - 1) - (n_1(\lambda_2) - 1)(n_2(\lambda_1) - 1))} & (3.45) \end{cases}$$

Ainsi, à partir de n'importe quels matériaux, en choisissant proprement les paramètres H_1 et H_2 il est possible d'atteindre une efficacité maximale (en principe égale à 1) pour la structure pour au moins deux longueurs d'onde. Le choix des matériaux va en revanche jouer sur l'efficacité aux autres longueurs d'onde.

Dans la Réf. [164], les auteurs ont proposé un composant optique tel que celui de la Fig. 3.13. Il fonctionne dans le visible et est blazé dans l'ordre 1. Il est composé d'une part de PMMA et d'autre part de polycarbonate (PC), les deux matériaux étant séparés par un faible espace d'air. Les deux longueurs d'onde d'efficacité maximale ont été optimisées de façon à maximiser l'efficacité de diffraction polychromatique de l'ordre 1, qu'ils définissent comme une efficacité de diffraction moyenne sur l'intervalle spectral considéré. Les profondeurs de gravure des deux profils sont de 16,45mm et 12,81mm. L'efficacité de diffraction polychromatique sur la bande [400-700]nm est de 99,25%.

Cette technique est aussi celle qu'a utilisé Canon en 2001 afin de concevoir un téléobjectif d'appareil photographique visible corrigé des aberrations chromatiques [165].

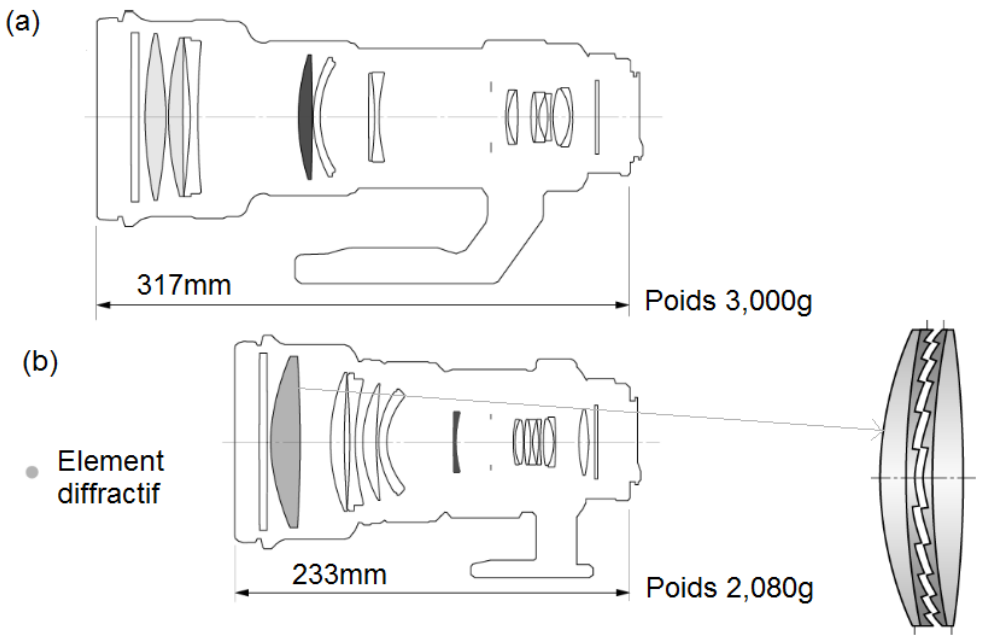

Figure 3.14 – Téléobjectif d'appareil photographique visible (f=400mm, F/4) (a) Sans composant diffractif. (b) Avec composant diffractif. Extrait de [165].

L'utilisation de composant diffractif a permis une réduction de 27% de la taille du système optique et une réduction de son poids de 31%. La Fig. 3.14 montre le composant diffractif utilisé et illustre le gain en termes d'encombrement et de poids. Leur composant est optimisé de façon à posséder une efficacité de diffraction proche de 100% sur tout le spectre visible (voir Fig. 3.15).

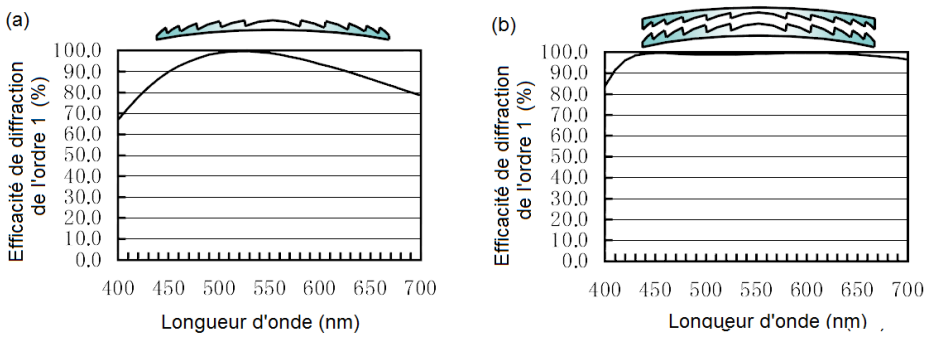

Figure 3.15 – (a) Efficacité de diffraction d'une lentille de Fresnel classique. (b) Efficacité de diffraction du composant de Canon. Extrait de [165].

Dans la Réf. [166] de 2013, les auteurs ont aussi proposé un système visible achromatisé à deux longueurs d'onde. L'efficacité de diffraction est en effet optimisée à λ_1=0,35μm

et à λ_2=0,40μm. Le composant est fait d'une lentille en CaF2 et d'une autre en silice fondue, les deux étant séparées par de l'air et se faisant face comme à la Fig. 3.13. Les profondeurs de gravure sont respectivement de 33,1μm et 30,3μm. Choi *et al.* ont non seulement étudié théoriquement le composant mais aussi l'ont réalisé. La lentille en CaF2 a été usinée diamant et celle en silice fondue a été réalisée par photolithographie. Leur banc permettant de mesurer l'efficacité de diffraction est néanmoins en cours d'optimisation dans le but de valider expérimentalement l'intérêt du composant proposé.

Dans la Réf. [167], Arieli *et al.* ont montré qu'afin de minimiser les profondeurs de gravure d'un tel composant achromatique, il faut combiner des matériaux présentant des dispersions les plus différentes possibles. Leurs travaux se situent exclusivement dans le visible. Ils ont ensuite été repris par l'équipe de Gühne *et al.* et appliqués dans le proche infrarouge [168, 169]. L'objectif des travaux de Gühne *et al.* est de corriger le chromatisme d'une lentille diffractive en minimisant sa profondeur de gravure. Pour cela, ils combinent deux composants séparés par de l'air dont les indices sont pris assez proches et les dispersions suffisamment éloignées. Ils ont dans ce cadre proposé un composant formé de ZnSe et de N-LASF31A avec des profondeurs de gravure respectives de 6μm et 3,14μm. L'achromatisation est optimisée sur la bande [700,1100]nm. En perspective, Arieli *et al.* proposent en plus d'accoler plusieurs matériaux de chaque côté de la zone centrale composée d'air afin d'augmenter le nombre de longueurs d'onde auxquelles le système est achromatique [170]. En associant deux matériaux différents suivis d'une zone d'air et de deux nouveaux matériaux, leur système devient achromatique à 4 longueurs d'onde plutôt que 2.

Cette technique d'achromatisation est assez efficace et permet d'atteindre une efficacité de diffraction importante sur une large bande spectrale. En revanche, elle a pour inconvénient de faire intervenir plusieurs composants et de demander un alignement précis. Elle est en plus peu tolérante à une erreur de profondeur de gravure.

Combinaison de deux surfaces accolées dont le second profil diffractif est orienté vers l'extérieur

Une autre méthode pour garder l'efficacité constante consiste à orienter le second profil diffractif vers l'extérieur et à accoler les deux composants. Cela correspond à la combinaison illustrée à la Fig. 3.16.

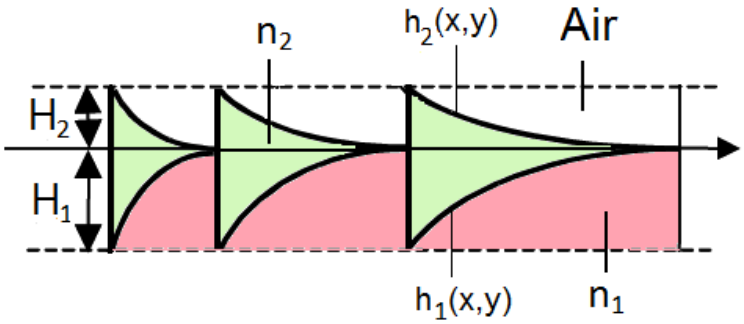

Figure 3.16 – Illustration d'un composant composé de deux matériaux différents accolés et dont la seconde surface diffractive est placée vers l'extérieur.

Le déphasage induit par cette structure se note de la façon suivante :

$$\phi(x,y;\lambda) = \frac{2\pi}{\lambda}(n_1(\lambda) - n_2(\lambda))h_1(x,y) - \frac{2\pi}{\lambda}(n_2(\lambda) - 1)h_2(x,y) \tag{3.46}$$

En appliquant le même raisonnement que celui présenté plus haut, on obtient les équations donnant H_1 et H_2 correspondant aux conditions d'efficacité maximale du composant à deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 :

$$\begin{cases} H_1 = \dfrac{\lambda_1(n_2(\lambda_2) - 1) - \lambda_2(n_2(\lambda_1) - 1)}{(n_1(\lambda_1) - n_2(\lambda_1))(n_2(\lambda_2) - 1) - (n_1(\lambda_2) - n_2(\lambda_2))(n_2(\lambda_1) - 1)} & (3.47) \\ H_2 = \dfrac{\lambda_1(n_1(\lambda_2) - n_2(\lambda_2)) - \lambda_2(n_1(\lambda_1) - n_2(\lambda_1))}{(n_1(\lambda_1) - n_2(\lambda_1))(n_2(\lambda_2) - 1) - (n_1(\lambda_2) - n_2(\lambda_2))(n_2(\lambda_1) - 1))} & (3.48) \end{cases}$$

Dans la Réf.[171] Wood *et al.* ont proposé une structure du type de celle de la Fig. 3.16 fonctionnant dans le LWIR. Elle est formée d'une première couche en germanium et d'une seconde en selenium de zinc. Les profondeurs de gravure des deux profils sont choisies de façon à optimiser l'efficacité de diffraction de l'ordre de blaze. Dans leur article, les auteurs ont tracé la courbe d'efficacité de diffraction de l'ordre de blaze en fonction de la longueur

d'onde. Ils l'ont comparée à celle que l'on obtiendrait avec une lentille de Fresnel d'ordre 1 en germanium. Ces courbes sont données à la Fig. 3.17. On constate que l'efficacité de diffraction est sensiblement améliorée en utilisant le composant de Wood *et al.*. Par contre, les profondeurs de gravure du germanium et du selenium de zinc sont respectivement 86μm et 90μm alors qu'une lentille classique d'ordre 1 en germanium aurait une profondeur de gravure autour de 3μm.

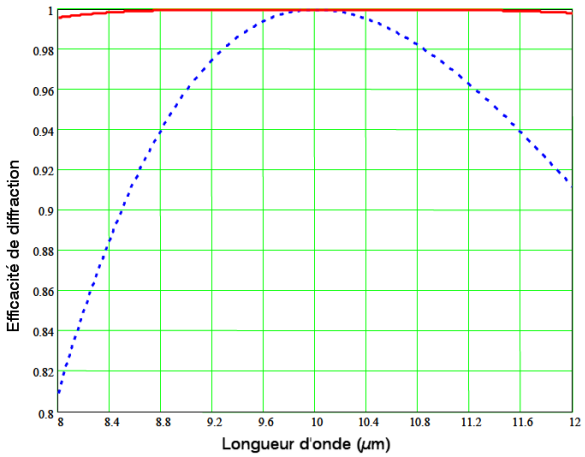

Figure 3.17 – Efficacité de diffraction sur la bande [8,12]μm de la structure diffractive germanium/selenium de zinc de Wood *et al.* (rouge) et d'une lentille de Fresnel d'ordre 1 classique en germanium (bleu). Extrait de [171].

Cette technique permet donc d'atteindre une efficacité de diffraction importante sur une large bande spectrale. Elle est en plus moins sensible à une erreur de profondeur de gravure. En effet, le fait qu'une interface soit commune aux deux matériaux fait qu'une erreur sur la profondeur de gravure aura tendance à s'auto-compenser. En revanche, encore une fois elle fait intervenir plusieurs composants et plusieurs matériaux. En plus, les profondeurs de gravures sont généralement importantes.

Lentilles de Fresnel superposées séparées par de l'air

Une autre technique pour obtenir une efficacité constante en utilisant toujours deux matériaux différents et deux surfaces diffractives dont l'une est placée vers l'extérieur, consiste à directement combiner à la suite deux lentilles de Fresnel (voir Fig. 3.18). De la même façon que précédemment, il est possible de choisir les profondeurs de gravure

H_1 et H_2 de sorte que le composant ait un comportement achromatique et une efficacité maximale pour deux longueurs d'onde λ_1 et λ_2. Cette méthode a été évoquée par Wood *et al.* dans la Réf. [171].

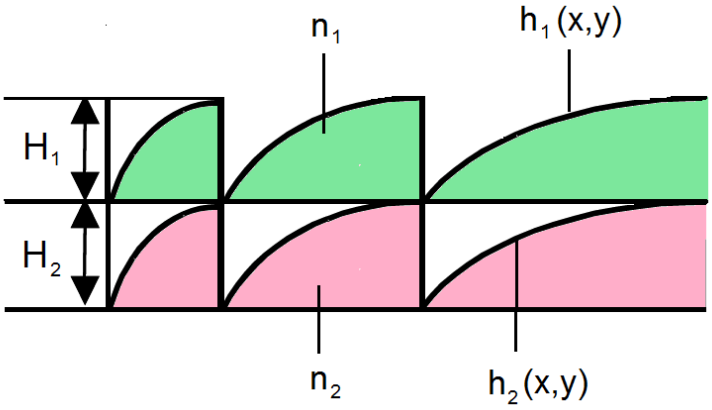

Figure 3.18 – Superposition de deux lentilles de Fresnel de matériaux différents séparées par de l'air.

Cette méthode fait toujours intervenir plusieurs composants, et a toujours tendance à nécessiter de fortes profondeurs de gravure.

Composant bi-blazé

Dans les paragraphes précédents, j'ai montré comment il est possible d'achromatiser une lentille diffractive en utilisant un doublet hybride. J'ai ensuite décrit plusieurs techniques permettant de maximiser l'efficacité de diffraction du composant diffractif du doublet hybride sur la bande spectrale considérée. Néanmoins, ces méthodes ne nous permettent pas de répondre à notre besoin. En effet, elles font intervenir plusieurs composants potentiellement complexes et potentiellement réalisés dans des matériaux différents. Afin de concevoir un imageur simple et compact, nous souhaitons plutôt nous orienter vers une architecture optique n'utilisant qu'un seul composant mince. Nous devons donc trouver un moyen d'achromatiser la lentille de Fresnel en l'utilisant seule.

Dans ce cadre, citons une technique originale décrite dans la littérature afin d'achromatiser la lentille de Fresnel. Il s'agit ici de concevoir une optique diffractive constituée de deux portions de lentilles ayant des profondeurs de gravures différentes (voir Fig. 3.19)

[154]. Chacune des deux portions est blazée pour une longueur d'onde différente. La portion A de profondeur H_1 est blazée à la longueur d'onde λ_1 et la portion B de profondeur H_2 est blazée à la longueur d'onde λ_2. Les paramètres sont choisis de sorte que la focale de la portion A à λ_1 coïncide avec la focale de la portion B à λ_2. Ainsi, le chromatisme induit par le composant est réduit par rapport à une lentille de Fresnel classique.

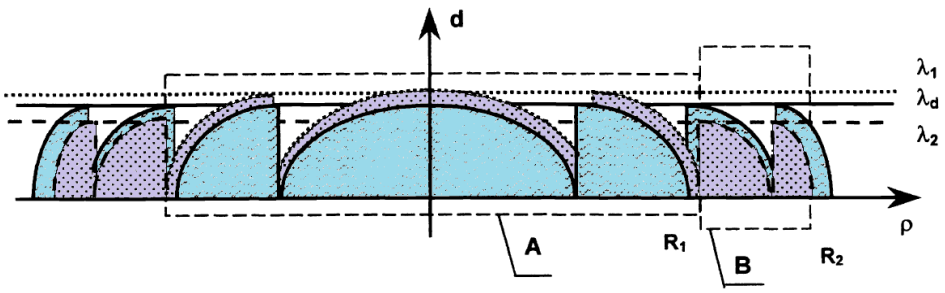

Figure 3.19 – Illustration d'une lentille diffractive composée de deux portions blazées à deux longueurs d'ondes différentes λ_1 et λ_2 (en ligne tiretée), et d'une lentille diffractive classique blazée à λ_d telle que $\lambda_1<\lambda_d<\lambda_1$ (en ligne pleine). Extrait de [154].

Cette méthode a l'avantage de n'utiliser qu'un seul composant mince et un seul matériau. Toutefois, le composant a tendance à être difficile à réaliser. Dans la suite de mon manuscrit, je choisirai plutôt de m'orienter vers les lentilles de Fresnel dite d'ordre élevé, dont je décris le principe en détails dans la partie suivante.

3.2.2 Vers la lentille de Fresnel d'ordre élevé

L'utilisation d'une lentille de Fresnel d'ordre p est une autre façon d'achromatiser la lentille de Fresnel. Elle est caractérisée par des sauts de phase de $p \times 2\pi$ à la longueur d'onde nominale notée λ_0. Ainsi, elle est définie par une profondeur de gravure p fois plus importante que celle de la lentille de Fresnel d'ordre 1 :

$$H_{Fresnel} = p \times \frac{\lambda_0}{n(\lambda_0) - 1} \tag{3.49}$$

La Fig. 3.20 illustre une lentille de Fresnel d'ordre 1 et une lentille de Fresnel d'ordre $p > 1$, de même diamètre et de même focale.

Le raisonnement développé pour une lentille de Fresnel d'ordre 1 s'adapte directement au cas d'une lentille de Fresnel d'ordre p. Notons r_j le rayon externe de la $j^{ème}$ zone

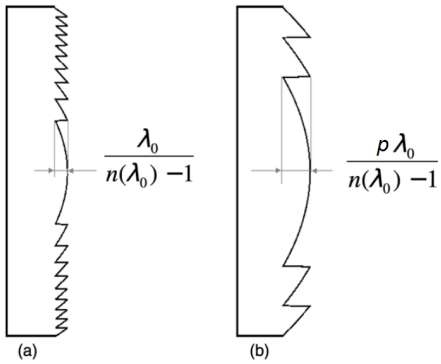

Figure 3.20 – (a) Lentille de Fresnel d'ordre 1. (b) Lentille de Fresnel d'ordre $p > 1$.

de la lentille de Fresnel d'ordre p. Il est défini de telle sorte que depuis le centre de la lentille jusqu'à r_j, la lentille réfractive non repliée induit un saut de phase de $j \times 2\pi p$ à λ_0, correspondant à une différence de marche de $j \times p\lambda_0$. Cela nous permet d'écrire l'expression suivante pour r_j :

$$r_j = \sqrt{2jpf\lambda_0 + j^2{\lambda_0}^2} \tag{3.50}$$

Notons que plus l'ordre de diffraction nominal p est grand, plus la profondeur des gravures est grande et à diamètre fixé moins le nombre de discontinuités est important.

Comme la lentille de Fresnel d'ordre 1, la lentille de Fresnel d'ordre p adopte un comportement diffractif particulier lorsque suffisamment de discontinuités sont éclairées et lorsque la longueur d'onde s'écarte de λ_0. La transmittance du composant est encore périodique de période $\phi(x, y; \lambda_0)$ correspondant au déphasage de la lentille réfractive équivalente à λ_0, mais cette fois avec une période $2\pi \times p$. Elle peut se décomposer en série de Fourier de la façon suivante :

$$T_{Fresnel}(\phi(x, y; \lambda_0)) = e^{j\phi_{Fresnel}(\phi(x,y;\lambda_0))} = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m e^{j2\pi \frac{m\phi(x,y;\lambda_0)}{2\pi p}} \tag{3.51}$$

c'est-à-dire

$$T_{Fresnel}(x, y; \phi(\lambda_0)) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m e^{j\frac{m\lambda\phi(x,y;\lambda)}{p\lambda_0}} \tag{3.52}$$

La lentille de Fresnel d'ordre p va diffracter toute la lumière incidente dans l'ordre p à la distance focale nominale f dans le cas où la longueur d'onde est égale à la longueur

d'onde nominale λ_0. En revanche, de façon similaire au cas d'une lentille d'ordre 1, dès que la longueur d'onde s'écarte de λ_0, l'efficacité de diffraction de l'ordre p diminue et se répercute sur les ordres de diffraction adjacents. On montre que l'efficacité de diffraction d'un ordre m à une longueur d'onde λ est donné par :

$$\eta_{m,\lambda} = \mathrm{sinc}^2\left(p\frac{\lambda_0}{\lambda}\alpha - m\right) \tag{3.53}$$

En négligeant la dispersion ($\alpha \simeq 1$), elle s'écrit également sous la forme suivante :

$$\eta_{m,\lambda} = \mathrm{sinc}^2\left(\frac{(n-1)H_{Fresnel}}{\lambda} - m\right) \tag{3.54}$$

Pour illustrer l'Eq. 3.53 on prend par exemple une lentille de Fresnel d'ordre $p = 12$ à 10,07μm. La Fig. 3.21 donne l'efficacité de diffraction de différents ordres de diffraction autour de $p = 12$ sur la bande [7,14]μm.

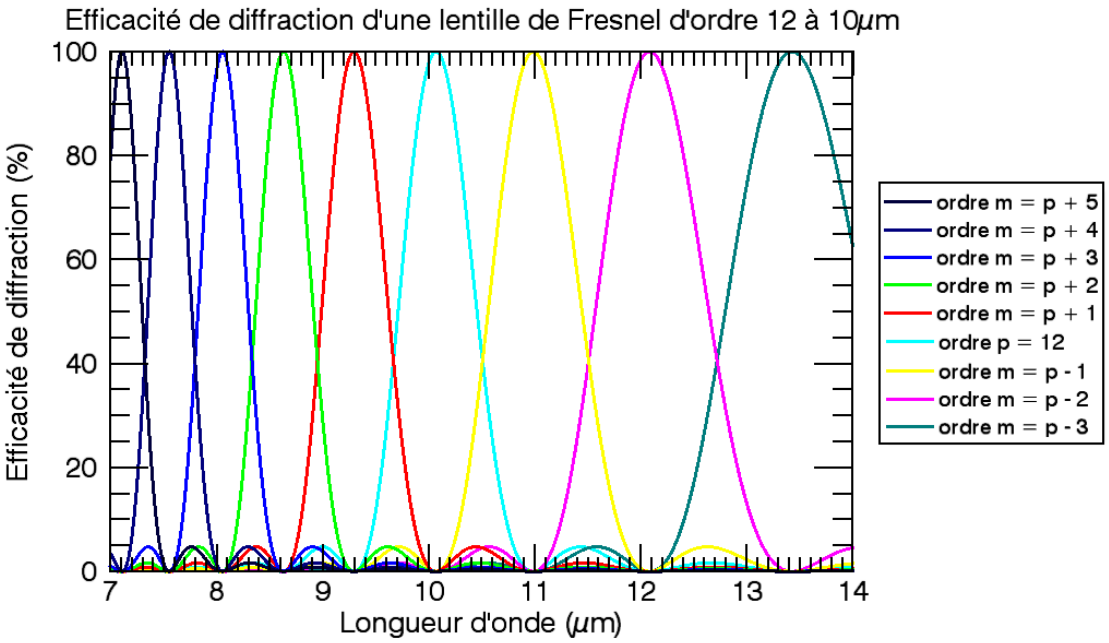

Figure 3.21 – Efficacité de diffraction d'une lentille de Fresnel diffractant dans l'ordre 12 à 10,07μm.

On constate que l'ordre $p = 12$ est bien 100% efficace à λ_0=10,07μm, mais que rapidement l'efficacité de diffraction de l'ordre 12 chute lorsque la longueur d'onde s'écarte de λ_0. En effet, l'efficacité de diffraction de l'ordre 12 tombe à 0% lorsque λ=9,2μm et

lorsque λ=10,9μm. Néanmoins, à ces deux longueurs d'onde, l'efficacité de diffraction respectivement des ordres 13 et 11 est de 100%.

Ainsi, contrairement au cas de la lentille de Fresnel d'ordre 1, dans le cas de la lentille d'ordre $p > 1$, sur un intervalle de longueur d'onde donné encadrant λ_0 l'efficacité de diffraction atteint 100% pour plusieurs couples de longueur d'onde et d'ordre de diffraction (λ_{p_0},p_0). Ils sont définies par $\eta_{p_0,\lambda_{p_0}} = 1$, soit :

$$\left(p\frac{\lambda_0}{\lambda_{p_0}}\alpha - p_0\right) = 0 \tag{3.55}$$

En négligeant la dispersion du matériau ($\alpha \simeq 1$), l'équation précédente nous donne l'expression de λ_{p_0} :

$$\lambda_{p_0} = \frac{p\lambda_0}{p_0} \tag{3.56}$$

ou encore,

$$\lambda_{p_0} = \frac{(n-1)H_{Fresnel}}{p_0} \tag{3.57}$$

Dans le cas d'une lentille de Fresnel d'ordre nominal $p = 12$ à λ_0=10,07μm, on retrouve bien λ_{p_0}=9,2μm et λ_{p_0}=10,9μm pour un ordre de diffraction p_0 respectivement égal à 13 et 11.

D'après l'Eq. 3.57, la relation 3.53 peut se réécrire de la façon suivante, valable pour tout ordre p_0 :

$$\eta_{m,\lambda} = \mathrm{sinc}^2\left(\frac{p_0\lambda_{p_0} - m\lambda}{\lambda}\right) \tag{3.58}$$

L'un des ordres p_0 définis par l'Eq. 3.56 est généralement choisi comme étant l'ordre de blaze, ou ordre nominal. On le note p, et la longueur d'onde nominale est notée λ_0. p est généralement - mais pas nécessairement - pris comme étant l'ordre de diffraction maximisant l'efficacité de diffraction à une longueur d'onde λ_0 située proche du centre de l'intervalle spectrale d'étude.

En traçant les courbes d'efficacité des différents ordres de diffraction en fonction de la longueur d'onde, on constate que chaque ordre est successivement le plus efficace à une

longueur d'onde particulière. De plus, à n'importe quelle longueur d'onde l'un des ordres peut toujours être défini comme étant le dominant, à l'exception des longueurs d'ondes particulières auxquelles deux ordres successifs sont simultanément dominants et tous deux efficaces à $\mathrm{sinc}^2(0{,}5)$=40%. L'ordre le plus efficace peut être défini comme étant l'entier le plus proche de $(n-1)H_{Fresnel}/\lambda$. Il est aussi important de remarquer que pour une longueur d'onde donnée jamais plus de deux ordres ont simultanément une efficacité de diffraction supérieure à 4%, et ces deux ordres sont nécessairement successifs.

En considérant dans l'Eq. 3.52 la phase de la lentille réfractive donnée par l'Eq. 3.24 prise dans l'approximation de Fresnel, on trouve que le front d'onde diffracté dans l'ordre m par la lentille de Fresnel d'ordre p est identique au front d'onde transmis par une lentille de focale f_m :

$$f_m(\lambda) = \frac{p\lambda_0}{m\lambda} f \tag{3.59}$$

où $f = f(\lambda_0)$ est la distance focale nominale et p est l'ordre nominal.

Ainsi, la longueur focale de la lentille de Fresnel d'ordre p à la longueur d'onde λ est prise égal à f_m donnée par l'Eq. 3.59 avec m l'ordre de diffraction qui maximise l'efficacité de diffraction à la longueur d'onde λ.

Le chromatisme axial de la lentille de Fresnel d'ordre p se calcule comme étant :

$$\Delta f(\lambda) = f(\lambda) - f(\lambda_0) = \frac{p\lambda_0}{m\lambda} f - f \tag{3.60}$$

c'est-à-dire

$$\Delta f(\lambda) = \left(\frac{p\lambda_0}{m\lambda} - 1\right) f \tag{3.61}$$

Notons qu'aux longueurs d'onde λ_{p_0} données par l'Eq. 3.56 on trouve $f_{p_0}(\lambda_{p_0}) = f$. Ainsi, à ces longueurs d'onde les ordres de diffraction correspondant focalisent à la distance focale nominale et le chromatisme axial s'annule.

A la Fig. 3.22 je donne le chromatisme axial généré sur l'intervalle [7,14]μm par une lentille de Fresnel blazée dans l'ordre $p = 12$ à λ_0=10,07μm. Nous constatons que le chromatisme axial s'annule pour les longueurs d'onde 9,2μm et 10,9μm auxquelles on a

vu précédemment que l'efficacité des ordres respectivement 13 et 11 est de 100%. Entre les longueurs d'onde auxquelles un ordre particulier est 100% efficace, le chromatisme axial est non nul mais reste moindre en comparaison à celui d'une lentille d'ordre 1. En effet, si la défocalisation maximale sur l'intervalle [7,14]μm est de l'ordre de 40% pour une lentille blazée dans l'ordre 1 à 10,07μm, elle est réduite à 5% environ dans le cas d'une lentille d'ordre 12.

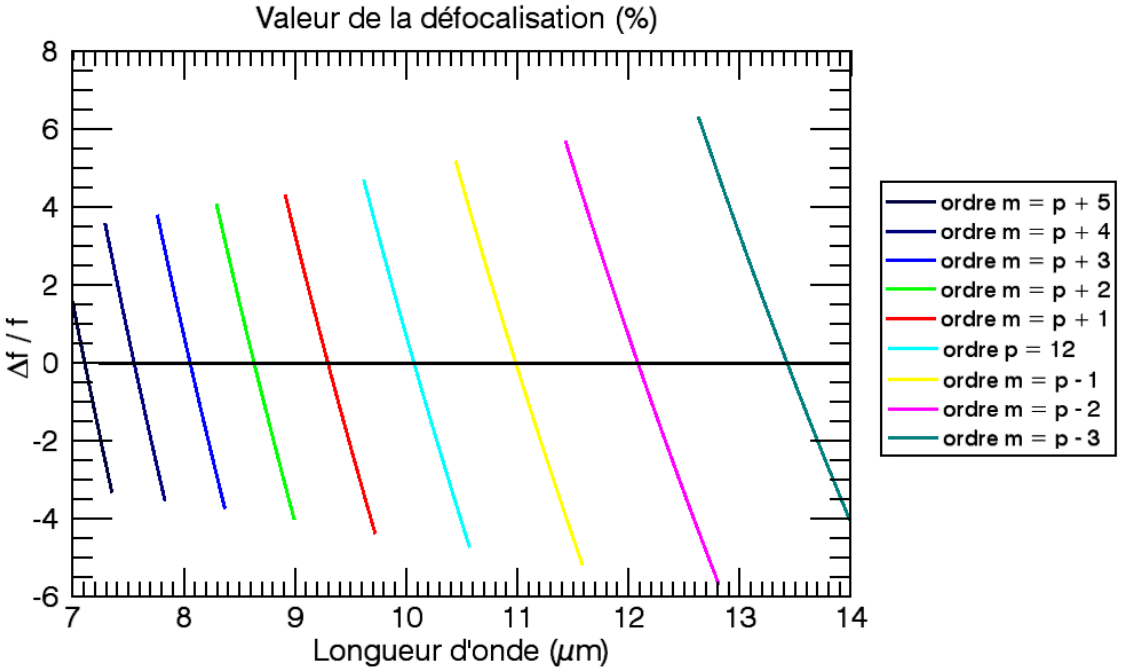

Figure 3.22 – Défocalisation relative induite par une lentille de Fresnel diffractant dans l'ordre 12 à 10,07μm.

Notons que plus l'ordre nominal p de la lentille de Fresnel est grand, plus le nombre de longueurs d'onde pour lesquelles un ordre de diffraction est 100% efficace dans un intervalle donné est grand. Ainsi le chromatisme axial s'annule un plus grand nombre de fois et le chromatisme global est plus faible.

Dans la Réf. [172], Liping *et al.* ont étudié les effets chromatiques réduits de la lentille de Fresnel d'ordre élevé. Leur travail est basé sur le calcul de la constringence d'une lentille de Fresnel d'ordre p plus ou moins élevé. Les calculs sont effectués dans le domaine du visible. Pour $p = 2$ les auteurs prévoient une constringence d'environ -3,5 ce qui est très faible et montre que l'optique correspondante est très chromatique. En revanche, pour

$p = 10$ la lentille aura une constringence de l'ordre de -80, ce qui se traduit par des effets chromatiques beaucoup moins importants. Il s'agit d'ailleurs d'une valeur de constringence très proche en valeur absolue de celle d'une lentille réfractive classique utilisée dans le visible.

La lentille de Fresnel d'ordre élevé $p > 1$ a été d'abord décrite par Miyamoto dans une note de bas d'article en 1961 [173]. Il a à l'époque évoqué l'intérêt d'un tel composant pour augmenter la taille des différentes zones de la lentille d'ordre 1. En 1990, les travaux de Futhey *et al.* [174] ont ensuite décrit une lentille diffractive "super-zone" dont l'ordre nominal augmente lorsqu'on s'éloigne du centre de la lentille, afin de maintenir un espacement suffisant entre les zones pour que le composant soit réalisable. Dans le même temps, toujours en 1990, Marron *et al.* [175] ont proposé une lentille d'ordre élevé encore dans le but d'augmenter la taille des zones. Puis ce n'est que dans les années 1995-2000 que les propriétés spectrales de la lentille d'ordre p ont commencé à être étudiées. On peut notamment citer les travaux de Sweeney et Sommargen [176] et Falkis et Morris [177].

En comparaison avec la solution d'achromatisation utilisant des composants hybrides, la lentille de Fresnel d'ordre élevé a l'avantage de ne faire intervenir qu'un seul composant technologiquement réalisable si la profondeur de gravure n'est pas trop importante. La plupart des autres techniques que j'ai décrites nécessitent d'utiliser plusieurs lentilles souvent réalisées dans des milieux d'indices différentes et en plus elles sont en général délicates à assembler. Afin de proposer un système à la fois simple, bas coût, et réalisable technologiquement, je propose dans la suite de chercher une solution optique d'imagerie grand champ et grande ouverture utilisant une unique lentille de Fresnel d'ordre élevé.

3.3 Application à la conception d'une caméra infrarouge grand champ large bande spectrale

3.3.1 État de l'art des systèmes d'imagerie utilisant une lentille de Fresnel

Une fois le composant optique sélectionné, il est ensuite important de réfléchir à une architecture optique pertinente qui nous permette de répondre aux exigences de notre cahier des charges en termes de largeur spectrale, de champ d'observation, et d'ouverture ainsi qu'en terme de simplicité et de coût. Pour cela, j'ai d'abord exploré la littérature afin de connaitre les architectures optiques déjà existantes mettant en oeuvre la lentille de Fresnel en tant que composant portant l'essentiel de la puissance optique pour des applications d'imagerie. Je vais citer ici les résultats de mon étude bibliographie, en notant toutefois qu'il existe en fait très peu d'architectures optiques utilisant la lentille de Fresnel comme unique composant optique imageant.

Les deux premiers systèmes que je peux citer sont celui du brevet japonais de la Réf. [178] illustré à la Fig. 3.23.a et celui issu du brevet américain de la Réf. [179] illustré à la Fig. 3.23.b. Ces deux brevets reposent sur la même architecture optique, à savoir un système Petzval. Ils sont constitués de deux groupes de lentilles convergentes séparés l'un de l'autre. Les deux systèmes utilisent des détecteurs microbolomètres. A chaque fois, le recours à des lentilles de Fresnel est présenté comme un moyen de réduire la masse et le coût des optiques en utilisant une optique mince. Dans la Réf. [179] le système utilise des matériaux bas coût comme le polyéthylène, dont l'absorption reste acceptable sur des faibles épaisseurs optiques. Notons que l'imageur de la Réf. [179] annonce des performances théoriques inférieures à celles qui seraient obtenues avec un système équivalent utilisant des optiques réfractives classiques formées dans des matériaux plus onéreux. Les systèmes utilisant des lentilles de Fresnel sont là manifestement destinés à des applications acceptant des résolutions plus faibles et des portées moins importantes. Notons que l'objectif de Petzval est très utilisé en infrarouge non refroidi pour réaliser des systèmes grand champ [180]. Les architectures optiques de ces deux brevets sont en fait la transposition en tout

Fresnel d'une architecture infrarouge classique. Aucune stratégie n'est présentée pour limiter le chromatisme diffractif.

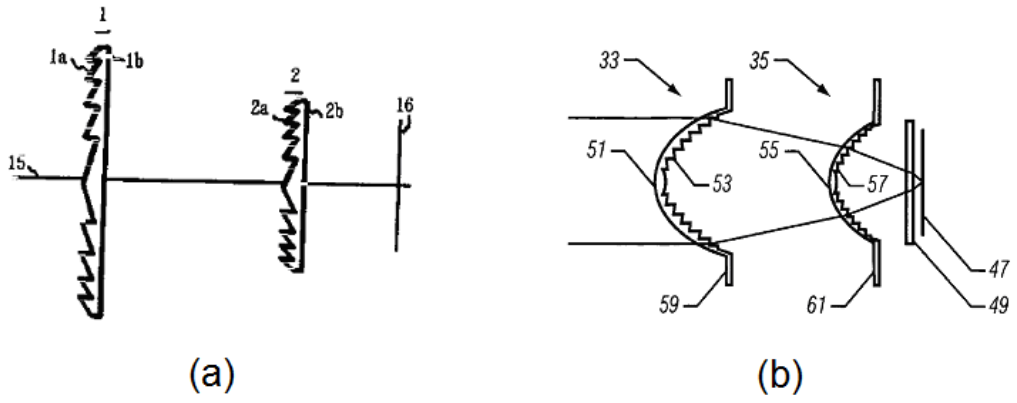

Figure 3.23 – Illustration de deux systèmes Petzval LWIR utilisant des lentilles de Fresnel [178, 179].

Nous pouvons néanmoins citer le télescope UV grand champ présenté dans la Réf. [181]. Il utilise deux lentilles de Fresnel gravées sur les deux côtés d'un substrat courbé, combinées à une lentille de Fresnel intermédiaire gravée sur un substrat pouvant être plan ou courbé. Le tout est associé à un détecteur courbé. La première version du télescope utilise trois lentilles en PMMA et la lentille de Fresnel intermédiaire est courbée. Dans la seconde version du télescope, plus récente, les deux lentilles de Fresnel courbées gravées des deux côtés sont réalisées en CYTOP, et la lentille intermédiaire est plane et réalisée en PMMA. Le CYTOP a l'avantage de posséder une dispersion plus faible que le PMMA. Les deux concepts sont donnés à la Fig. 3.24. Les auteurs précisent que la lentille intermédiaire est utilisée pour corriger le chromatisme. Néanmoins ce point est évoqué sans être détaillé.

D'autre part, je peux relever le brevet de la Réf. [182] donné à la Fig. 3.25. Les inventeurs ont proposé un système infrarouge composé de deux optiques de Fresnel utilisées en mode réflectif et d'une lentille focalisante qui peut être une lentille de Fresnel. Il utilise deux optiques de Fresnel en mode réflectif afin de limiter les pertes liées à l'absorption du matériau.

Enfin, dans la Réf. [176] Sweeney et Sommargen ont proposé un système utilisant une unique lentille de Fresnel d'ordre élevé (p=15) fonctionnant dans le visible entre 450 et

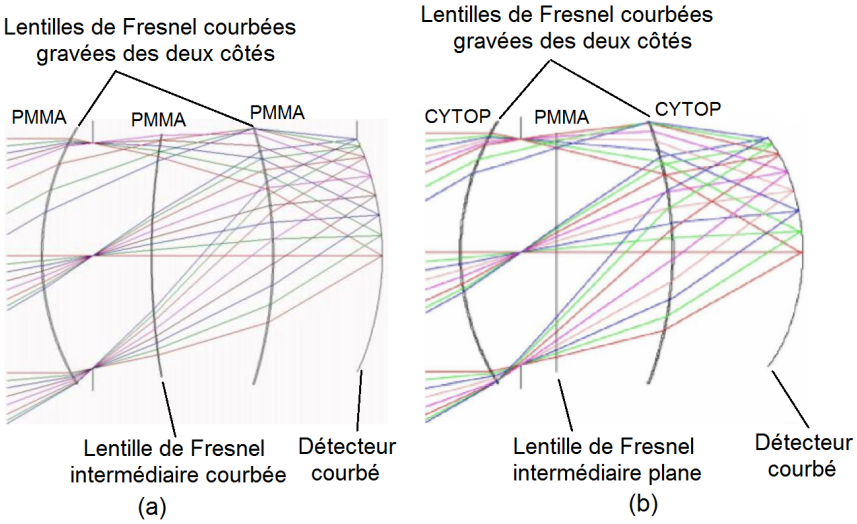

Figure 3.24 – Télescope UV grand champ utilisant deux lentilles de Fresnel gravées des deux côtés d'un substrat courbé, et d'une lentille de Fresnel intermédiaire gravée sur un substrat pouvant être courbé (a) ou plan (b). Extrait de [181].

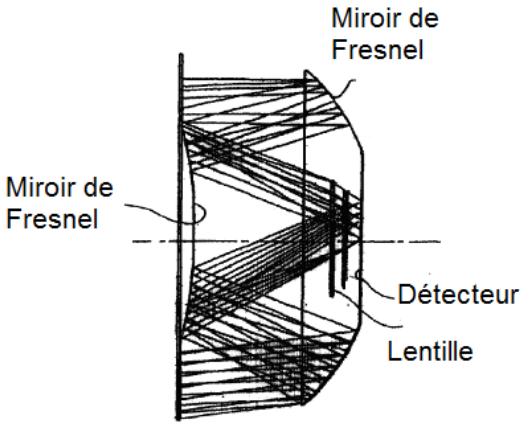

Figure 3.25 – Illustration d'un système d'imagerie IR composé de deux miroirs de Fresnel et d'une lentille pouvant être une lentille de Fresnel [182].

700nm. Peu de détails sont données sur l'architecture optique dans laquelle est intégrée la lentille de Fresnel, mais la pupille est placée a priori directement sur la lentille de Fresnel. La caméra possède une ouverture autour de N=5. Son champ de vue faible et ses performances sont déjà fortement dégradées.

Dans notre cas, nous souhaitons proposer une architecture optique utilisant une seule lentille afin de limiter l'encombrement et le coût de l'imageur. Les architectures [178, 179, 182] que je viens d'évoquer ne nous conviennent donc pas. L'architecture de l'article [176] possède quant à elle des performances trop faibles.

3.3.2 Vers une architecture optique de type "landscape lens"

Dans la littérature, l'architecture landscape lens est connue pour être une solution à une seule optique intéressante pour la conception d'un système grand champ. Il s'agit d'une architecture optique très simple, uniquement composée d'un diaphragme, d'un composant optique focalisant, et d'un détecteur (voir Fig. 3.26). L'architecture landscape lens possède un diaphragme séparé de la lentille. La position relative des deux éléments peut être adaptée afin de minimiser les aberrations. Le principe de l'architecture landscape lens repose initialement sur des travaux de Wollaston en 1812. Son but à l'époque était de réduire la courbure de champ des chambres noires utilisant des lentilles biconvexes. Plus tard, il s'agira de l'architecture que choisira Kodak pour ses tous premiers appareils photographiques.

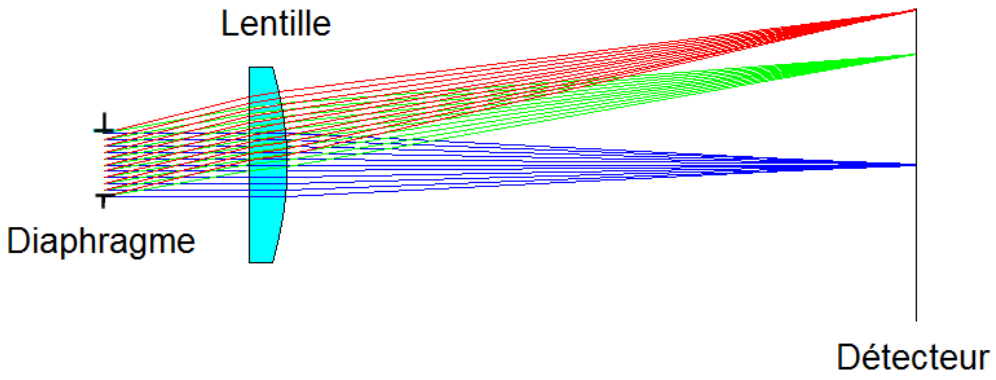

Figure 3.26 – Architecture landscape lens.

L'écart normal d'aberrations induit par un système optique donné est défini comme une fonction de la hauteur radiale h du rayon dans le plan objet, et de ses coordonnées polaires (ρ, θ) dans le plan de la pupille. Il peut s'écrire sous la forme d'un polynôme du quatrième ordre en h et ρ :

$$\begin{aligned} W(h,\rho,cos(\theta)) = & \frac{1}{8}S_I\rho^4 + \frac{1}{2}S_{II}h\rho^3cos(\theta) + \frac{1}{2}S_{III}h^2\rho^2cos^2(\theta) \\ & + \frac{1}{4}(S_{III}+S_{IV})h^2\rho^2 + \frac{1}{2}S_Vh^3\rho cos(\theta) \end{aligned} \tag{3.62}$$

L'expression de l'écart normal d'aberrations $W(h,\rho,cos(\theta))$ fait apparaitre 5 coefficients notés S_I, S_{II}, S_{III}, S_{IV}, et S_V quantifiant respectivement l'aberration sphérique, la coma, l'astigmatisme, la courbure de champ et la distorsion.

Dans le cas d'un composant optique paraxial supposé mince avec la pupille placée directement sur lui, ces différents coefficients appelés coefficents de Seidel sont donnés par :

$$S_I = \frac{y^4\phi^3}{4}\left(\left(\frac{n}{n-1}\right)^2 + \frac{n+2}{n}B^2 + \frac{4(n+1)}{n}BT + \frac{3n+2}{n}T^2\right) \tag{3.63}$$

$$S_{II} = -\frac{y^2\phi^2H}{2}\left(\frac{n+1}{n}B + \frac{2n+1}{n}T\right) \tag{3.64}$$

$$S_{III} = H^2\phi \tag{3.65}$$

$$S_{IV} = \frac{H^2\phi}{n} \tag{3.66}$$

$$S_V = 0 \tag{3.67}$$

où n est l'indice du matériau, $\phi = (C_1 - C_2)/(n-1)$ est la puissance optique avec C_1 et C_2 les courbures des deux surfaces de la lentille. y est la hauteur du rayon marginal sur le composant optique. $H = -\overline{u}y$ est l'invariant de Lagrange, avec $\overline{u}$ l'angle de sortie de la lentille du rayon principal paraxial (voir Fig. 3.27). Les coefficients B et T sont de plus donnés par :

$$B = \frac{C_1 + C_2}{\phi} \tag{3.68}$$

et

$$T = \frac{u + u'}{u - u'} \tag{3.69}$$

avec u et u' les angles du rayon marginal paraxial à l'entrée et à la sortie de la lentille (voir Fig. 3.27).

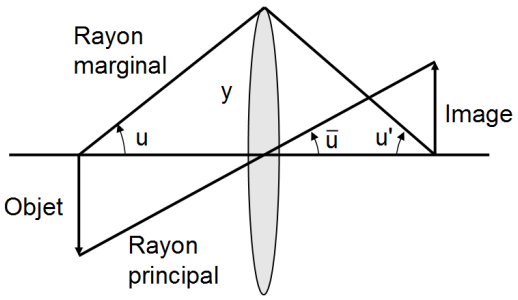

Figure 3.27 – Illustration des notations utilisées pour exprimer les coefficients d'aberrations paraxiaux S_I à S_V.

D'après la Réf. [184] les aberrations d'une lentille diffractive peuvent être obtenues en considérant un indice infini. De plus, dans le cas où la surface de Fresnel est gravée sur un substrat plan, on peut prendre $B = 0$. Et dans le cas où la lentille image un objet situé à l'infini, $T = -1$. Supposons en plus un fonctionnement monochromatique, c'est-à-dire λ=λ_0 où λ_0 est la longueur d'onde nominale. En notant $\phi = 1/f$, on simplifie les relations précédentes [183] :

$$S_I = \frac{y^4}{f^3} \tag{3.70}$$

$$S_{II} = -\frac{y^3 \overline{u}}{f^2} \tag{3.71}$$

$$S_{III} = \frac{y^2 \overline{u}^2}{f} \tag{3.72}$$

$$S_{IV} = 0 \tag{3.73}$$

$$S_V = 0 \tag{3.74}$$

En plaçant le diaphragme à la distance notée t de la lentille diffractive, les coefficients s'écrivent de la façon suivante :

$$S_I = \frac{y^4}{f^3} \tag{3.75}$$

$$S_{II} = -\frac{y^3\overline{u}(t-f)}{f^3} \tag{3.76}$$

$$S_{III} = \frac{y^2\overline{u}^2(t-f)^2}{f^3} \tag{3.77}$$

$$S_{IV} = 0 \tag{3.78}$$

$$S_V = \frac{y\overline{u}^3 t(3f^2 - 3tf + t^2)}{f^3} \tag{3.79}$$

Ainsi, on remarque qu'en plaçant le diaphragme à la distance $t = f$ en amont de la surface diffractive, on parvient à éliminer les aberrations de coma (S_{II}) et d'astigmatisme (S_{III}). Cette configuration pour laquelle le diaphragme est placé à une distance de la surface focalisante égale à la distance focale est dite télécentrique. La Fig. 3.28 montre un système télécentrique. Les rayons champ arrivent sur le détecteur parallèlement à l'axe optique et la pupille de sortie du système se trouve alors à l'infini.

L'astigmatisme est habituellement l'aberration prédominante d'un système infrarouge et il est ainsi particulièrement intéressant de réussir à le supprimer en utilisant une architecture optique adéquate. L'aberration sphérique peut quant à elle être minimisée en ajoutant une conicité sur la surface focalisante ou en utilisant un profil asphérique. Enfin, la distorsion peut être corrigée a posteriori par traitement d'images.

Dans la Réf. [183] Buralli et Morris ont comparé les performances d'une lentille de Fresnel d'ordre 1 intégrée dans une configuration landscape lens aux performances d'un triplet de Cooke. Les deux systèmes fonctionnent à λ_0=0,587nm. Ils ont une focale de 50mm,

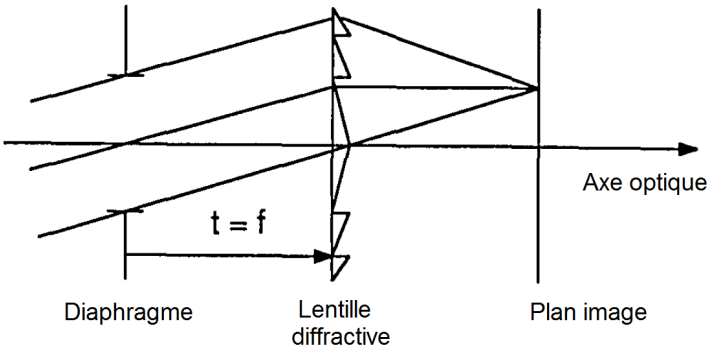

Figure 3.28 – Schéma d'une architecture landscape lens télécentrique utilisant une lentille diffractive. Le diaphragme est placé à la distance f de la surface diffractive, f étant la distance focale [183].

un nombre d'ouverture N=5,6 et un champ de vue FOV=18°. Ils ont alors montré que les deux systèmes possèdent des performances équivalentes. La configuration landscape lens permet ainsi de réduire la complexité du système tout en maintenant de bonnes performances. Le système à lentille de Fresnel d'ordre 1 a néanmoins tendance à voir ses performances rapidement diminuées lorsque l'intervalle spectral s'élargit à cause du chromatisme axial diffractif qu'elle génère.

En conclusion, la configuration de type landscape lens intégrant une lentille de Fresnel semble être une architecture simple pertinente en termes de performances optiques pour des applications d'imagerie grand champ. Elle permet en effet de corriger efficacement les aberrations géométriques. En plus, en utilisant une lentille de Fresnel d'ordre élevé, nous pensons limiter l'impact du chromatisme axial diffractif.

Dans la suite de mon manuscrit, je propose de m'orienter vers un système d'imagerie basé sur l'utilisation d'une lentille de Fresnel d'ordre élevé intégrée dans une architecture landscape lens. Cela va me permettre d'envisager la conception d'un imageur simple et compact possédant un grand champ, une grande ouverture, et fonctionnant sur une large bande spectrale. Dans les sous parties suivantes, je vais détailler les caractéristiques des deux imageurs que je propose.

3.3.3 Système infrarouge non refroidi grand champ très bas coût

Dans un premier temps, j'applique le raisonnement que j'ai développé ci-dessus afin de concevoir une caméra infrarouge non refroidie possédant un grand champ et réalisable à faible coût. Elle est basée sur l'utilisation d'une lentille de Fresnel d'ordre élevé intégrée dans une configuration de type landscape lens.

En suivant cette piste, la démarche à d'abord consisté à optimiser une architecture optique constituée d'une pupille d'entrée placée en amont et suivie d'une lentille de Fresnel. La lentille de Fresnel est en silicium et possède une épaisseur fixée d'1mm. Le silicium n'a pas l'habitude d'être utilisé en infrarouge car il est absorbant. Toutefois, en utilisant un composant d'épaisseur 1mm nous nous attendons à limiter l'absorption du silicium. La caméra est de plus conçue pour fonctionner avec un détecteur petit format composé de 80x60 pixels au pas de 25μm et sensible aux longueurs d'onde comprises entre 7 et 14μm (LWIR).

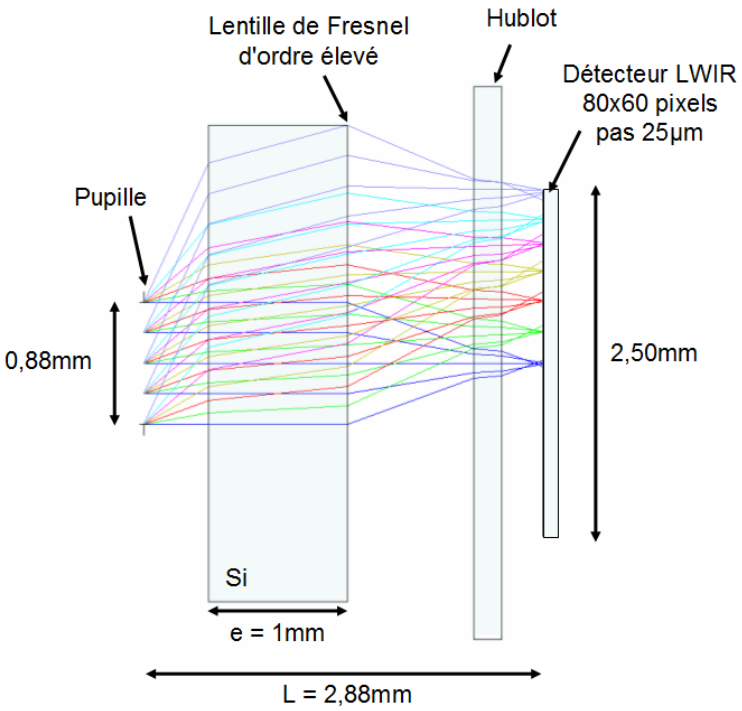

Figure 3.29 – Illustration de notre caméra domotique LWIR grand champ bas coût.

Nous avons optimisé notre imageur sous le logiciel Zemax à l'aide de la surface appelée *Fresnel*. Le profil de notre lentille de Fresnel est pris asphérique et il est gravé sur la face

arrière d'une lame à faces parallèles. La surface diffractive est placée côté détecteur dans le but de limiter les effets d'ombrage. Elle porte l'essentiel de la puissance optique du système.

La Fig. 3.29 montre l'architecture optique que nous avons ainsi retenue. Notre caméra possède un champ de vue de 130° sur la diagonale du détecteur, correspondant à un champ de 98° sur la hauteur. Elle a une focale de 1,32mm pour un encombrement total de 2,88mm. Son nombre d'ouverture est égal à 1,46. Dans le tableau ci-dessous les différentes caractéristiques optiques de notre imageur sont rassemblées.

Propriété	Valeur
Encombrement du système optique L	2,88mm
Champ d'observation FOV	130°
Nombre d'ouverture N	1,46
Distance focale f	1,32mm
Épaisseur de la lentille de Fresnel	1mm
Rayon de courbure	-3,2mm
Conicité	-0,9
Format du détecteur	80x60 pixels
Pas pixel	25μm

Table 3.2 – Caractéristiques optiques de l'architecture non refroidie basée sur une lentille de Fresnel illustrée dans la Fig. 3.29.

Notons que le proccus d'optimisation sous Zemax a naturellement convergé vers un système pour lequel la pupille est placée à une distance de la surface Fresnel proche de la distance focale (d=1,47mm). Nous avons ainsi obtenu un système quasi télécentrique côté image.

Les FTM polychromatiques [7 ;14]μm de ce système estimées par le logiciel Zemax sont données à la Fig. 3.30 pour différents champs d'observation. Elles sont affichées jusqu'à la fréquence de Nyquist du détecteur. Nous pouvons noter que le contraste des hautes fréquences à la fréquence de Nyquist reste supérieur à 40% sur tout le champ. Les aberrations géométriques (coma, aberration sphérique, astigmatisme, courbure) de notre

système landscape lens quasi-télécentrique sont donc dans l'ensemble bien corrigées. La distorsion est l'aberration géométrique prédominante de notre système mais elle pourra être corrigée par post-traitement. Notons tout de même que la qualité image de notre système a tendance à décroitre à mesure que l'angle de champ augmente. Cette dégradation s'observe essentiellement dans la direction tangentielle correspondant à la direction du champ.

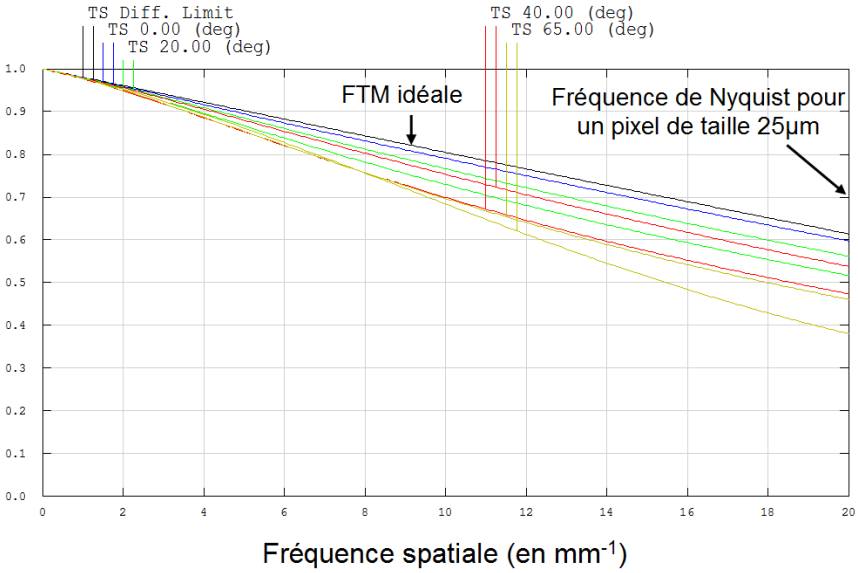

Figure 3.30 – Illustration de la FTM polychromatique [7 ;14]μm de notre caméra domotique pour différents champs d'observation. La courbe de FTM notée T est la courbe de FTM tangentielle, celle notée S est la courbe de FTM sagittale.

En fait, il est important de remarquer que la surface *Fresnel* du logiciel Zemax modélise un composant diffractif idéal infiniment fin. En aucun cas le logiciel ne nous laisse la possibilité de définir la profondeur de gravure de la lentille de Fresnel. Il ne considère pas les sauts de phase du profil diffractif réel. Ainsi, Zemax estime la qualité optique de notre système en se basant sur des considérations purement géométriques et les effets diffractifs de notre composant, liés aux sauts de phase entre les différents anneaux, ne sont pas pris en compte. Les courbes de FTMs résultantes sont ainsi nécessairement trop optimistes.

Dans la pratique, il est nécessaire de définir et de tenir compte de la profondeur de gravure de notre lentille de Fresnel. Celle-ci est particulièrement contrainte par l'état de l'art de la technique de fabrication que l'on envisage. Ici, notre système a été conçu

pour répondre à des besoins d'imagerie infrarouge non refroidie bas coût. Nous souhaitons alors qu'il puisse être réalisé par photolithographie. Les progrès en terme de fabrication d'optiques diffractives sont très rapides et la profondeur de gravure maximale pouvant être réalisée par photolithographie ne cesse d'augmenter. Néanmoins, lorsque nous avons fait réaliser notre lentille, une profondeur de 50μm constituait un bon compromis. Une telle gravure réalisée dans du silicium correspond à un ordre de diffraction nominal élevé, $p = 12$ à $\lambda_0 = 10,07\mu m$. A la Fig. 3.31, je montre le profil réel de notre lentille de Fresnel domotique en silicium gravée à 50μm dont il faut tenir compte afin d'estimer les performances de notre système. Remarquons que ce composant comprend 8 zones.

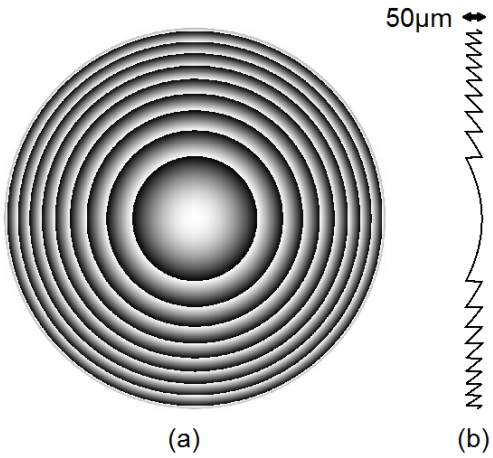

Figure 3.31 – Profil réel de notre lentille de Fresnel domotique en silicium gravée à 50μm ($p = 12$ à $\lambda_0 = 10,07\mu m$). (a) Vue de dessus. (b) Coupe.

Du fait que la configuration landscape lens, la pupille est placée en amont de la lentille de Fresnel. La zone de la lentille éclairée va alors varier en fonction de l'angle d'observation. A la Fig. 3.32 je montre la zone illuminée de la lentille de Fresnel pour différents demi-angles de champ. En bord de champ, on éclaire environ 8 zones. Nous verrons dans la partie 3.4 que nous pouvons alors localement assimiler le profil éclairé à un réseau de pas donné. Cela va nous permettre de quantifier la dégradation de la qualité image hors axe liée aux effets diffractifs.

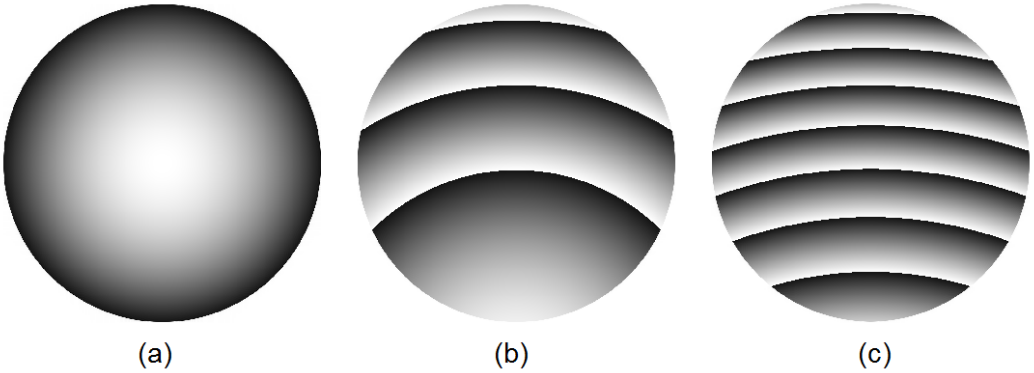

Figure 3.32 – Zone illuminée de la lentille de Fresnel en fonction du demi angle de champ d'observation θ. (a) θ=0° (sur l'axe). (b) θ=40° (champ intermédiaire). (c) θ=65° (bord de champ).

3.3.4 Système infrarouge refroidi grand champ rapide à refroidir

Dans un second temps, je propose une architecture optique landscape lens basée sur une lentille de Fresnel d'ordre élevé qui soit compatible avec des applications d'imagerie refroidie grand champ.

Ce système d'imagerie que je souhaite concevoir est en fait l'évolution d'un autre concept landscape lens entièrement intégré dans le cryostat déjà développé à l'ONERA. Ce concept est celui de caméra SOIE. Je l'ai décrit dans la partie 2.1.1 page 18. La caméra SOIE intègre un ménisque en silicium d'épaisseur 3mm dans le cryostat, en arrière d'un diaphragme. La flèche de ce ménisque est de 0,39mm côté objet et elle est de 1,63mm côté image. Ajouter un tel composant à l'intérieur du cryostat à rallonger son temps de descente en froid. Le schéma illustrant l'architecture de la caméra SOIE est donné à la Fig. 3.33. Je propose de faire évoluer ce concept en diminuant la masse à refroidir dans le cryostat. Pour cela, je vais envisager une caméra ayant les mêmes caractéristiques optiques que la caméra SOIE, mais je remplace le ménisque en silicium d'épaisseur 3mm par une lentille de Fresnel en germanium d'épaisseur 500μm.

Ce second imageur a ainsi été optimisé pour fonctionner avec un détecteur composé de 640x512 pixels au pas de 15μm sensible aux longueurs d'onde comprises entre 3 et 5μm (MWIR). La lentille est cette fois en germanium, matériau roi dans le MWIR car il a l'avantage de posséder un indice élevé ce qui permet de limiter les principales aberrations

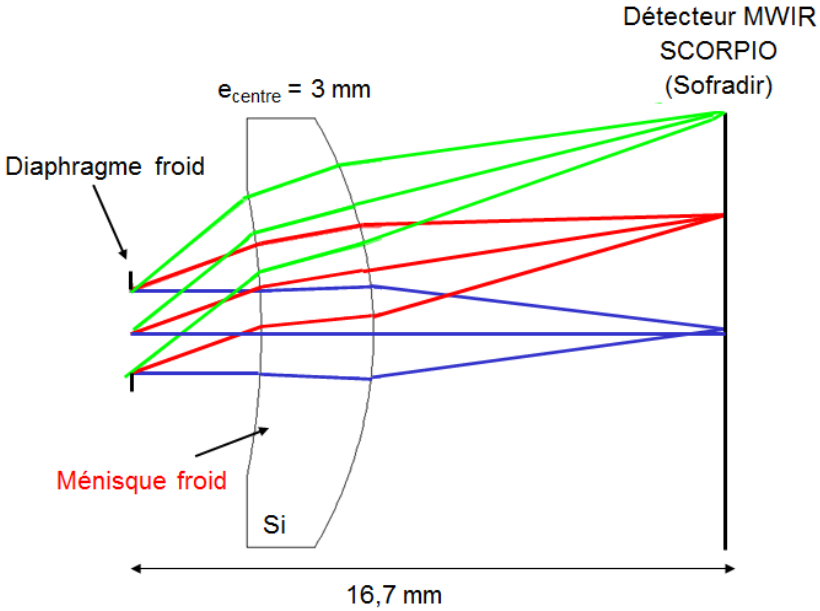

Figure 3.33 – Schéma illustrant l'architecture optique de la caméra SOIE.

géométriques. Pour des applications infrarouges refroidies on va s'autoriser un matériau plus onéreux que pour des applications non refroidies. La contrainte de performances est en effet primordiale sur celle du coût. D'autre part, notons que la lentille possède une épaisseur fixée de 500μm de façon à limiter la masse à intégrer dans le cryostat et à s'approcher de l'épaisseur du filtre froid des cryostats commerciaux. Comme dans le cas de notre caméra domotique présentée ci-dessus, la surface Fresnel est gravée sur la face arrière d'une lame à faces parallèles et porte l'essentiel de la puissance optique.

La Fig. 3.34 montre l'architecture optique que nous avons optimisée à partir de la surface *Fresnel* de Zemax à partir des caractéristiques optiques de la caméra SOIE. L'optimisation a encore naturellement convergé vers un système quasi télécentrique côté image. Comme la caméra SOIE, notre imageur possède un champ de vue de 78° sur la diagonale du détecteur, correspondant à un champ de 61° sur la hauteur, et son nombre d'ouverture est égal à 4. Il a de plus une focale de 9,59mm. Notons que son encombrement total est de 15,76mm. Le tableau ci-dessous résume les caractéristiques optiques principales de notre caméra refroidie à lentille de Fresnel.

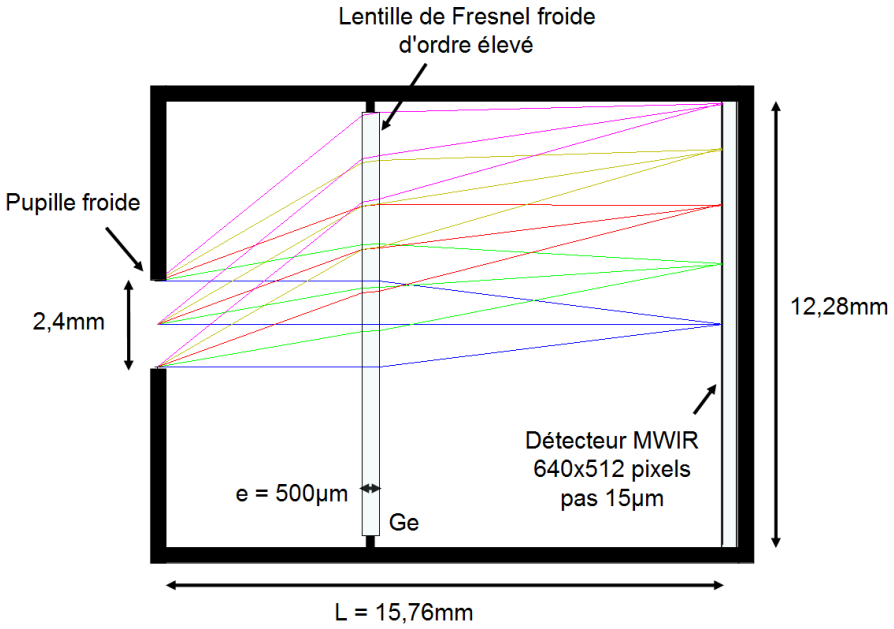

Figure 3.34 – Illustration de notre caméra refroidie MWIR grand champ à lentille de Fresnel intégrée dans le cryostat.

Propriété	Valeur
Encombrement du système optique L	15,76mm
Champ d'observation FOV	78°
Nombre d'ouverture N	4
Distance focale f	9,59mm
Épaisseur de la lentille de Fresnel	500μm
Rayon de courbure	-28,4mm
Conicité	-0,9
Format du détecteur	640x512 pixels
Pas pixel	15μm

Table 3.3 – Caractéristiques optiques de l'architecture refroidie basée sur une lentille de Fresnel illustrée dans la Fig. 3.34.

Les FTM polychromatiques [3 ;5]μm de ce système estimées par le logiciel Zemax pour différents champs d'observation sont données à la Fig. 3.35. Elles sont tracées jusqu'à la fréquence de Nyquist d'un détecteur au pas de 15μm. Nous pouvons noter que l'ar-

chitecture landscape lens quasi-télécentrique que nous proposons est bien corrigée des aberrations géométriques. Notons en revanche que le contraste des hautes fréquences décroit à mesure que l'angle de champ augmente.

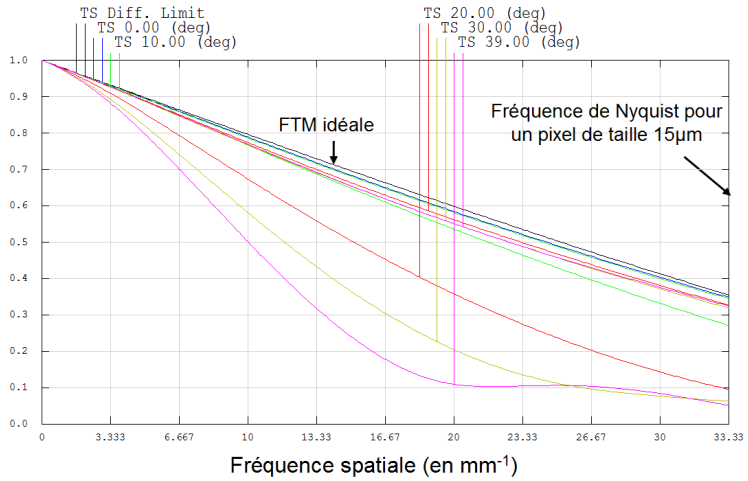

Figure 3.35 – Illustration de la FTM polychromatique [3 ;5]μm de notre caméra refroidie pour différents champs d'observation. La courbe de FTM notée T est la courbe de FTM tangentielle, celle notée S est la courbe de FTM sagittale.

Comme nous l'avons mentionné dans la partie 3.3.3, Zemax modélise le profil de la lentille de Fresnel de façon approchée sans tenir compte de la profondeur de gravures des différentes zones du profil. Les performances optiques qu'il prévoit ne tiennent donc pas compte des effets diffractifs.

En pratique la profondeur de gravure que nous choisissons doit tenir compte de l'épaisseur de la lame que nous souhaitons graver et qui est de 500μm, et elle doit être compatible avec une fabrication par usinage diamant. Nous nous orientons vers la technique d'usinage afin de pouvoir réaliser un composant de bonne qualité. Définir une gravure de 150μm nous a semblé être un bon compromis. Une lentille de Fresnel en germanium gravée à 150μm va posséder un ordre de diffraction nominal très élevé, $p = 112$ à λ_0=4,02μm. La Fig. 3.36 représente le profil réel de notre lentille de Fresnel refroidie en germanium. Elle comprend 4 zones.

La Fig. 3.37 montre la zone illuminée de la lentille de Fresnel pour différents demi-angles de champ. En bord de champ, on éclaire environ 3 zones. Comme mentionné en 3.3.3, nous allons dans la partie suivante présenter une approche diffractive permettant de

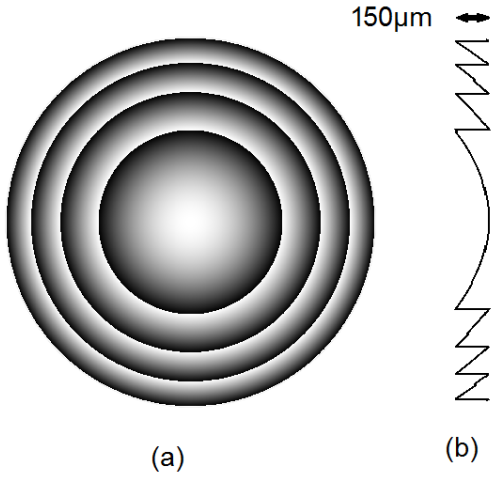

Figure 3.36 – Profil réel de notre lentille de Fresnel refroidie en germanium gravée à 150μm ($p = 112$ à $\lambda_0 = 4,02\mu m$). (a) Vue de dessus. (b) Coupe.

quantifier la dégradation de la qualité image hors axe liée aux effets diffractifs, en utilisant un modèle physique approché simple basé sur la loi des réseaux.

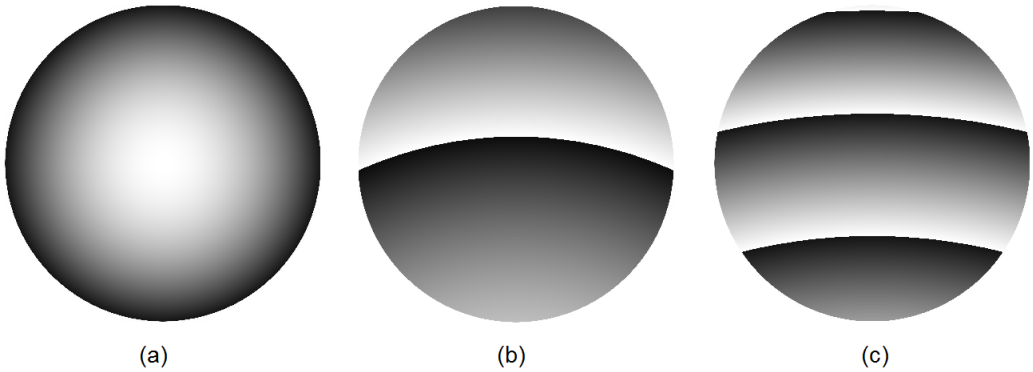

Figure 3.37 – Zone illuminée de la lentille de Fresnel en fonction du demi angle de champ d'observation θ. (a) θ=0° (sur l'axe). (b) θ=25° (champ intermédiaire). (c) θ=39° (bord de champ).

3.4 Règle d'ingénieur permettant de quantifier les effets hors axe

Dans la littérature, la lentille de Fresnel est le plus composée d'un grand nombre de zones circulaires et un faisceau en incidence normale éclaire toute la lentille. Dans

le cas particulier d'une lentille de Fresnel en configuration landscape lens, les rayons de champ arrivent inclinés sur la lentille de Fresnel et n'éclairent qu'une partie désaxée du composant.

Je propose de montrer dans cette partie qu'en plus de générer du chromatisme axial diffractif, cette configuration particulière fait également intervenir une aberration optique non décrite jusqu'ici dans la littérature pouvant être qualifiée de chromatisme latéral diffractif.

3.4.1 Rappel, éclairage sur l'axe de la lentille de Fresnel

Dans les parties 3.1.1 et 3.2.2 j'ai exposé les propriétés d'une lentille de Fresnel éclairée sur l'axe et sur laquelle est directement placée la pupille. Cela correspond à une situation dans laquelle la lentille de Fresnel est entièrement éclairée par un faisceau incident parallèle (voir Fig. 3.38).

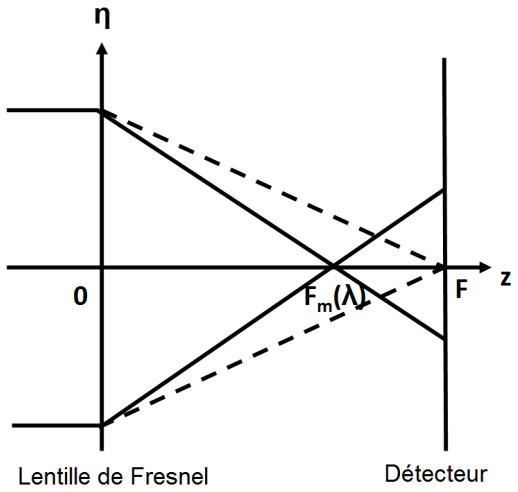

Figure 3.38 – Éclairage sur l'axe d'une lentille de Fresnel par une onde plane (lignes pleines : λ, lignes pointillées : λ_0).

La Fig. 3.38 montre, en traits pleins, l'effet d'une lentille de Fresnel entièrement éclairée par une onde plane incidente parallèlement à l'axe optique et de longueur d'onde λ. L'ordre de diffraction m représenté sur la Fig. 3.38 est supposé être le plus efficace à la longueur d'onde λ. Il focalise en un point $F_m(\lambda)$. En traits pointillés est aussi représenté l'effet de

la lentille sur un faisceau de rayons à la longueur d'onde nominale λ_0. A λ_0 le faisceau focalise dans le plan focal nominal en un point noté F.

3.4.2 Éclairage sur l'axe d'une portion réduite de la lentille de Fresnel

Considérons maintenant le cas où l'onde plane incidente sur l'axe n'éclaire qu'une partie de la lentille de Fresnel. La Fig. 3.39.b représente le trajet d'un faisceau sur l'axe éclairant une portion réduite d'une lentille de Fresnel, centrée sur un point positionné à une distance radiale r.

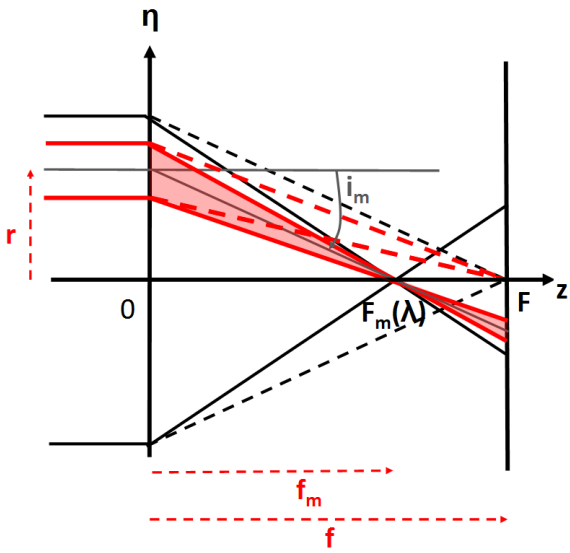

Figure 3.39 – Éclairage sur l'axe d'une portion réduite d'une lentille de Fresnel (lignes pleines : λ, lignes pointillées : λ_{p_0}).

Comme on peut le voir sur cette figure, la lumière diffractée dans l'ordre m à une longueur d'onde λ va être déviée, dans l'approximation paraxiale, d'un angle i_m pouvant s'écrire en fonction de r et de f_m :

$$i_m = \frac{-r}{f_m} \tag{3.80}$$

En remplaçant f_m on obtient l'équation suivante :

$$i_m = \frac{-rm\lambda}{p\lambda_0 f} \tag{3.81}$$

c'est-à-dire,

$$i_m = \frac{-rm\lambda}{(n-1)fH_{Fresnel}} \tag{3.82}$$

Je vais montrer que cette expression de l'angle de déviation i_m peut également s'écrire en fonction du pas local de la lentille que l'on note Λ.

Considérons la pente locale de la lentille de Fresnel. Elle se calcule comme étant égale à dz/dr où r est la coordonnée radiale dans le plan de la lentille, et z définit le profil de la lentille réfractive équivalente :

$$z(r) = \frac{-r^2}{2R} \tag{3.83}$$

avec R le rayon de courbure, lié à la distance focale nominale par la relation classique d'optique géométrique : $1/f = (n-1)/R$.

En calculant la dérivée par rapport à r de $z(r)$ donné par l'Eq. 3.83, on obtient l'expression suivante de la pente locale de la lentille de Fresnel :

$$\frac{dz}{dr} = \frac{-r}{R} \tag{3.84}$$

Connaissant l'expression de la pente locale, nous pouvons ensuite déterminer le pas local Λ de la lentille. Nous le définissons comme étant égal à la variation Δr de la distance radiale r nécessaire pour que la hauteur z du profil de la lentille de Fresnel augmente ou diminue d'une quantité $\Delta z{=}H_{Fresnel}$. A partir de l'Eq. 3.84, nous pouvons écrire :

$$\frac{\Delta z}{\Delta r} = \frac{H_{Fresnel}}{\Lambda} = \frac{-r}{R} \tag{3.85}$$

En remplaçant R par $(n-1)f$, nous obtenons :

$$\frac{H_{Fresnel}}{\Lambda} = \frac{r}{(n-1)f} \tag{3.86}$$

Cela nous donne alors le pas local Λ de la lentille de Fresnel :

$$\Lambda = \frac{(n-1)f}{r} H_{Fresnel} \tag{3.87}$$

En combinant les Eq. 3.82 et 3.87, l'angle de déviation i_m s'écrit en fonction de Λ :

$$i_m = \frac{-m\lambda}{\Lambda} \tag{3.88}$$

Cette Eq. 3.88 est en fait la version paraxiale de l'équation des réseaux en incidence normale. La lentille de Fresnel agit comme un réseau de diffraction blazé dont le pas décroit lorsque la distance à l'axe augmente.

3.4.3 Éclairage hors axe d'une portion réduite de la lentille de Fresnel

Je propose d'étudier maintenant le comportement de la lentille de Fresnel lorsqu'une portion réduite hors axe est éclairée par une onde plane incidente avec un angle θ_i.

Pour cela, commençons par quelques considérations qualitatives. Prenons dans un premier temps une lentille réfractive quelconque en configuration landscape lens. Lorsqu'une partie hors axe de la lentille est éclairée, les rayons incidents vont subir à la fois un effet de focalisation et un effet de déviation prismatique. Au fur et à mesure que la distance à l'axe augmente, l'effet prisme va progressivement devenir de plus en plus important comparativement à l'effet focalisation. La Fig. 3.40 illustre les deux effets, focalisation et déviation prismatique.

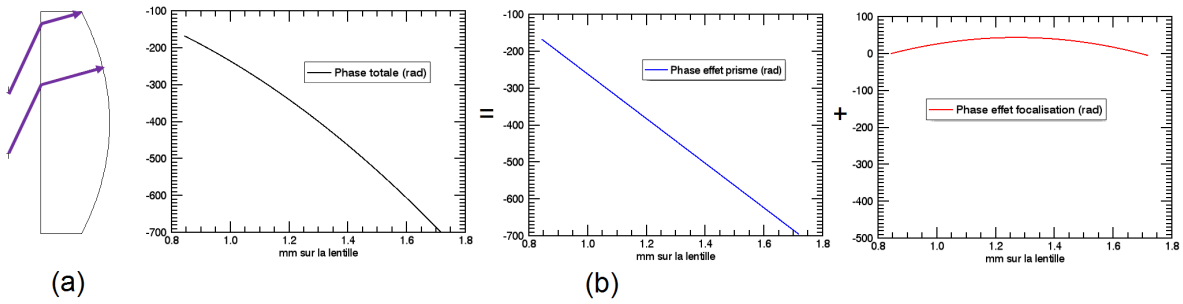

Figure 3.40 – (a) Illumination d'une portion réduite hors axe d'une surface réfractive. (b) Décomposition de la phase induite par la surface réfractive en un effet focalisation et un effet déviation basé sur un effet prisme.

La lentille diffractive quant à elle est obtenue en repliant de façon périodique le profil de la lentille réfractive. Un tel composant fait également subir à un faisceau incident

à la fois un effet de focalisation et un effet de déviation. Toutefois, la déviation par la surface diffractive ne se fait plus à la manière d'un prisme mais plutôt à la manière d'un réseau de prismes. Si l'on considère un système landscape lens à base d'une lentille de Fresnel d'ordre p télécentrique éclairé par une onde très inclinée, on s'attend à ce que l'effet réseau prédomine en bord de champ sur l'effet focalisation. La phase focalisante de la lentille réfractive peut donc être inférieure à $p \times 2\pi$ contrairement à la phase du prisme. La modulation de phase de la lentille de Fresnel va alors se faire essentiellement sur le prisme. La Fig. 3.41 illustre les deux effets de focalisation et déviation.

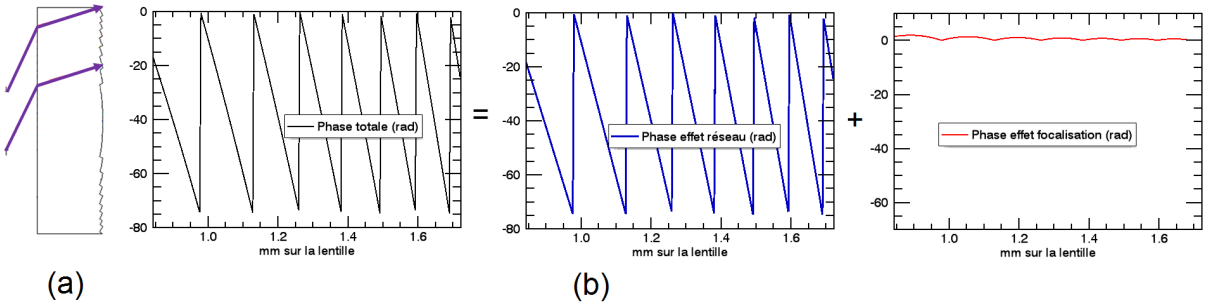

Figure 3.41 – (a) Illumination d'une portion réduite hors axe d'une surface diffractive. (b) Décomposition de la phase induite par la surface diffractive en un effet focalisation et un effet déviation basé sur un effet réseau.

La qualité image en bord de champ de la lentille de Fresnel intégrée en configuration landscape lens va ainsi pouvoir être déterminée en appliquant l'équation des réseaux. Les rayons vont être déviés de façon différente en fonction de la longueur d'onde.

Considérons le cas où une onde plane arrive avec un angle θ_i sur une zone hors axe de la lentille de Fresnel d'ordre p. Prenons λ la longueur d'onde, et m l'ordre de diffraction le plus efficace à λ. La loi des réseaux s'écrit de la manière suivante :

$$sin(\theta_m(\lambda)) = sin(\theta_i(\lambda)) - \frac{m\lambda}{\Lambda} \tag{3.89}$$

où Λ est le pas local du réseau.

Chaque longueur d'onde blazée λ_{p_0} est diffractée dans l'ordre nominal associé p_0 avec un angle θ. A λ_{p_0}, l'Eq. 3.89 s'écrit alors :

$$sin(\theta) = sin(\theta_i) - \frac{p_0\lambda_{p_0}}{\Lambda} \tag{3.90}$$

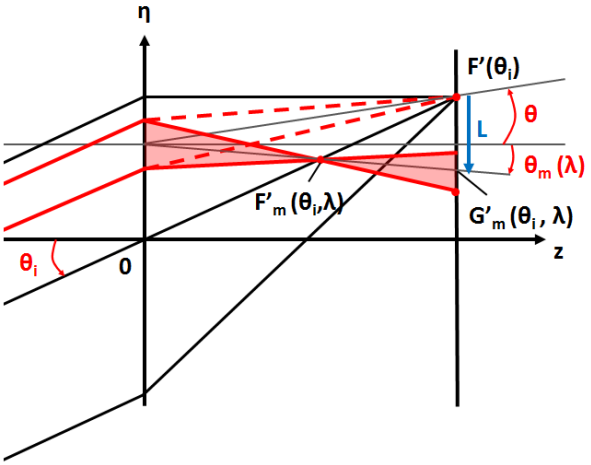

Figure 3.42 – Illumination hors axe de la même portion réduite de la lentille de Fresnel (lignes pleines : λ, lignes pointillées : λ_{p_0}).

La Fig. 3.42 représente une lentille de Fresnel dont une partie hors axe est éclairée par une onde plane inclinée d'un angle θ_i (en rouge). Les longueurs d'onde de blaze, représentées en traits pointillés, vont focaliser en un point $F'(\theta_i)$ sur le détecteur. Une longueur d'onde quelconque λ non blazée va quant à elle focaliser en point $F'_m(\theta_i,\lambda)$ qui est à la fois défocalisé et tilté par rapport au point focal nominal F'. La distance L entre $F'(\theta_i)$ et le centre $G'_m(\theta_i,\lambda)$ de la tache sur l'écran est utile pour avoir une première estimation de la qualité image du système. Cette distance L s'exprime en fontion des angles θ et θ_m.

$$L = f[tan(\theta_m(\lambda)) - tan(\theta)] \tag{3.91}$$

Dans le cas d'une architecture quasi-télécentrique, les angles de sortie sont relativement faibles. On peut alors considérer que sinus et tangentes sont égaux. Ainsi, l'Eq. 3.91 peut s'écrire de la façon suivante :

$$L = f[sin(\theta_m(\lambda)) - sin(\theta)] \tag{3.92}$$

c'est-à-dire, en s'appuyant sur l'Eq. 3.90,

$$L = f\left(\frac{p_0\lambda_{p_0} - m\lambda}{\Lambda}\right) \tag{3.93}$$

Considérons que localement, dans la zone éclairée hors axe la lentille de Fresnel possède

un profil périodique de période Λ. En première approximation, Λ peut s'écrire comme le rapport de la largeur ϕ de la zone éclairée de la lentille sur le nombre de discontinuités éclairées nb_{disc}.

$$\Lambda = \frac{\phi}{nb_{disc}} \tag{3.94}$$

La zone ϕ de la lentille qui est éclairée par le faisceau incident à θ_i peut être de plus considérée comme étant égale au diamètre du diaphragme en amont de la lentille. Ainsi, Λ peut se noter :

$$\Lambda = \frac{f}{Nnb_{disc}} \tag{3.95}$$

avec f la longeur focale nominale de la lentille de Fresnel, et N le nombre d'ouverture.

On en déduit finalement l'expression de la quantité L qui traduit l'écart entre la position de focalisation de la tache diffractée dans l'ordre p_0 à une longueur d'onde de blaze λ_{p_0} et la tache diffractée dans l'ordre m le plus efficace à une longueur d'onde λ.

$$L(\lambda) = nb_{disc} \times N \times (p_0\lambda_{p_0} - m\lambda) \tag{3.96}$$

On met ainsi en évidence le déplacement de la position de la tache image monochromatique formée dans le plan du détecteur lorsque la longueur d'onde varie. Il s'agit d'une forme de chromatisme latéral diffractif. Ce chromatisme latéral diffractif qui apparait dans le champ vient s'ajouter au chromatisme axial diffractif qui est lui connu de la littérature. Dans le cas d'une lentille de Fresnel d'ordre élevé, on s'attend à ce que le chromatisme axial diffractif soit négligeable et que le chromatisme latéral diffractif prédomine.

3.4.4 Application à nos deux imageurs

Dans cette partie, je vais appliquer la règle d'ingénieur que je viens de développer aux deux systèmes d'imagerie que j'ai proposés en 3.3.3 et 3.3.4. Cela va me permettre de quantifier en première approximation les effets diffractifs hors axe de ces deux imageurs.

Système infrarouge non refroidi

Commençons dans un premier temps par le cas de notre caméra infrarouge domotique non refroidie. Considérons un angle d'observation de 50°. Le nombre de discontinuités éclairées est alors égal à 5. En prenant un nombre d'ouverture de 1,5 et en considérant p=12 à λ_0=10,07μm, j'ai tracé à la Fig. 3.43.a le déplacement L en fonction de λ de la tache monochromatique sur le détecteur.

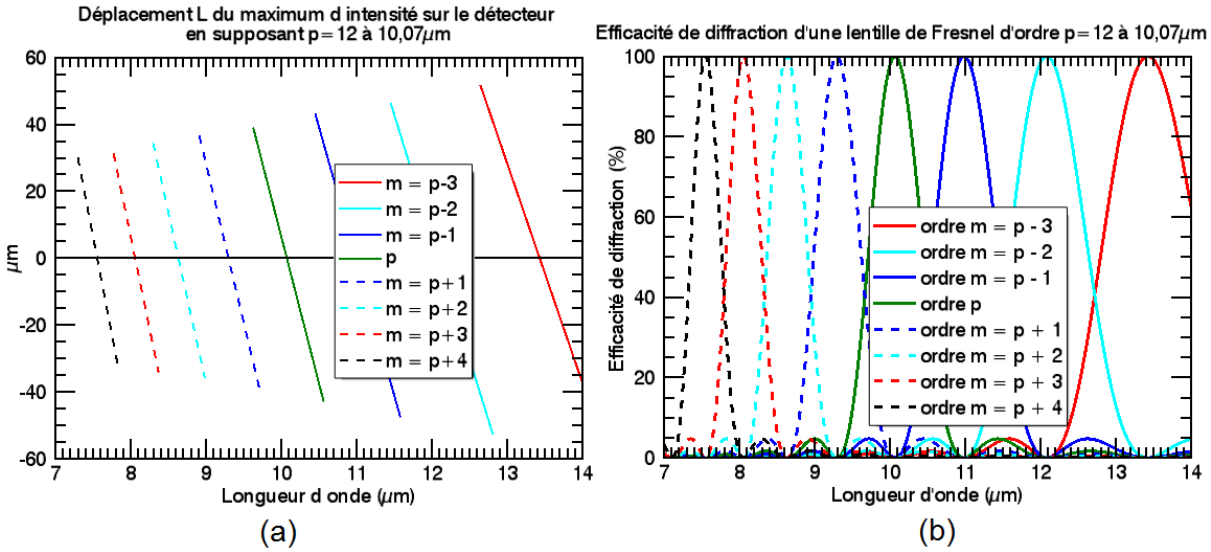

Figure 3.43 – Illustration de notre règle d'ingénieur appliquée à notre caméra domotique landscape lens utilisant une lentille de Fresnel d'ordre p=12 à λ_0=10,07μm. (a) Déplacement L de la tache monochromatique sur le détecteur pour un angle de champ de 50°. L est calculé à partir de l'Eq. 3.96 avec nb_{disc}=5. (b) Efficacité de diffraction de la lentille de Fresnel.

Il est intéressant d'avoir en tête les courbes d'efficacité des ordres de diffraction en fonction de la longueur d'onde d'une lentille de Fresnel d'ordre 12 à 10,07μm (voir Fig. 3.43.b). Le déplacement L de la tache image monochromatique est nul aux longueurs d'onde auxquelles un ordre de diffraction est 100% efficace. De plus, il passe d'une valeur négative à une valeur positive, et inversement, à fois que l'ordre de diffraction le plus efficace change.

Nous nous attendons ainsi à ce que la tache monochromatique hors axe formée par notre caméra se déplace continument sur le détecteur dans la direction du champ en fonction de la longueur d'onde. La tache va avoir tendance à s'éloigner puis s'approcher de part et d'autre de la position de la tache formée à une longueur d'onde de blaze. A certaines longueurs d'onde, deux taches distinctes se formeront sur le détecteur, correspondant à

deux ordres de diffraction d'efficacités équivalentes. Nous avons vu en partie 3.2.2 que sur tout le spectre au plus deux ordres ont simultanément une efficacité de diffraction supérieure à 4%. Ils ont alors une efficacité de 40% chacun et ces deux ordres sont nécessairement successifs. En pratique aux longueurs d'onde λ auxquelles deux ordres successifs de même efficacité focalisent sur le détecteur, la distance maximale entre les deux taches ainsi formées peut être calculée comme étant :

$$d = nb_{disc}N[(p_0\lambda_{p_0} - m\lambda) - (p_0\lambda_{p_0} - (m+1)\lambda)] \tag{3.97}$$

c'est-à-dire,

$$d = nb_{disc}N\lambda \tag{3.98}$$

Pour un angle de champ de 50°, avec nb_{disc}=5, N=1,5 et λ au maximum prise autour de 14μm, on obtient un écartement maximal d entre deux taches formées à une longueur d'onde de l'ordre de d=105μm. Cela correspond à un décalage d'environ 4 pixels. Au milieu de l'intervalle spectral d'étude, autour de 10μm, on prévoit d=75μm correspondant à un décalage de 3 pixels.

Système infrarouge refroidi

Appliquons maintenant notre règle d'ingénieur à notre caméra infrarouge refroidie. Considérons un angle d'observation de 39°. Le nombre de discontinuités localement éclairées est alors égal à 3. En prenant N=4 et en considérant p=112 à λ_0=4,02μm, j'ai tracé à la Fig. 3.44.a le déplacement L en fonction de λ de la tache monochromatique sur le détecteur.

Pour un angle de champ de 39°, avec nb_{disc}=3, N=4 et λ au maximum prise autour de 5μm, on calcule à partir de l'Eq. 3.101 un écartement maximal d entre deux taches formées à une longueur d'onde de l'ordre de d=60μm. Cela correspond à un décalage d'environ 4 pixels. Au milieu de l'intervalle spectral d'étude, autour de 4μm, on prévoit d=48μm correspondant à un décalage proche de 3 pixels.

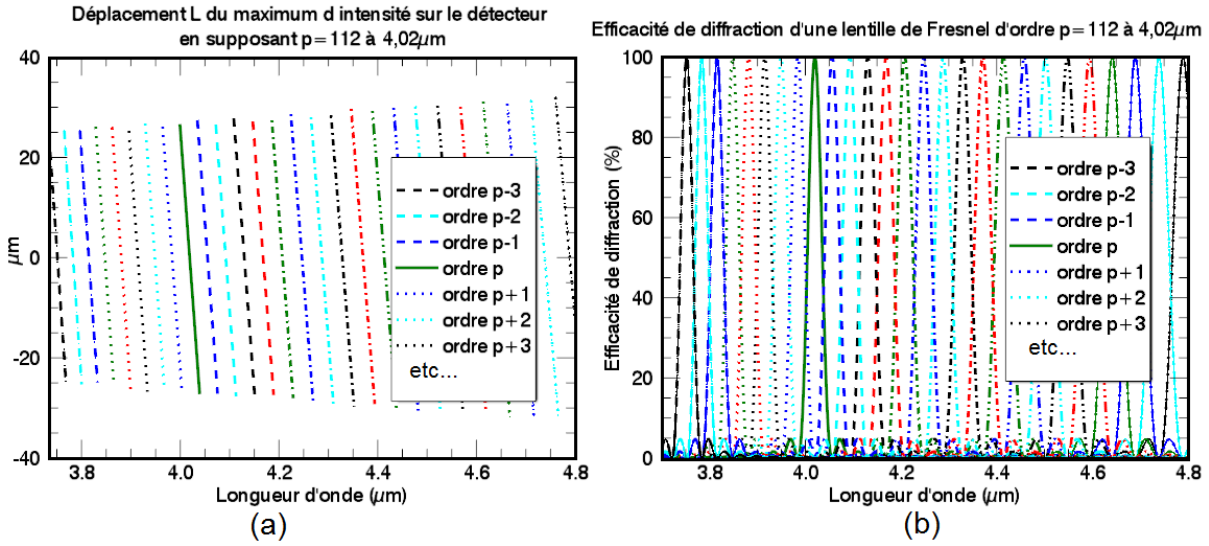

Figure 3.44 – Illustration de notre règle d'ingénieur appliquée à notre caméra refroidie landscape lens utilisant une lentille de Fresnel d'ordre p=112 à λ_0=4,02μm. (a) Déplacement L de la tache monochromatique sur le détecteur pour un angle de champ de 39°. L est calculé à partir de l'Eq. 3.96 avec nb_{disc}=3. (b) Efficacité de diffraction de la lentille de Fresnel.

3.5 Spécificités théoriques d'un système landscape lens grand champ

Dans la littérature, la lentille de Fresnel a plutôt l'habitude de posséder une faible gravure et beaucoup de zones, et d'être éclairée entièrement par un faisceau incident sur l'axe. Dans cette partie je vais mettre en évidence différentes spécificités théoriques liées à notre architecture optique grand champ de type landscape lens utilisant une lentille de Fresnel d'ordre élevé. Les points particuliers que je vais aborder devront être pris en compte afin de prévoir précisément les performances des systèmes d'imagerie que je propose.

3.5.1 Prise en compte du déphasage réel introduit par la lentille de Fresnel

Premièrement, une limite du raisonnement que j'ai développé dans les parties 3.1 et 3.2 est que la définition du déphasage $\phi_{Fresnel}$ introduit par la lentille de Fresnel à la longueur d'onde λ comme étant égal à $2\pi(n-1)h(x,y)/\lambda$ n'est valable que pour une onde

en incidence normale et en négligeant l'inclinaison de la surface gravée par rapport au substrat initial.

Dans le cas général, non paraxial, d'un rayon d'incidence quelconque et d'une interface entre deux matériaux d'indice n_1 et n_2, le déphasage introduit par une gravure $h(x, y)$ se note parfois de la façon suivante [188] :

$$\phi_{Fresnel}(x, y; \lambda) = \frac{2\pi}{\lambda}(n_1(\lambda)cos(\theta_1) - n_2(\lambda)cos(\theta_2))cos(\alpha)h(x, y) \tag{3.99}$$

où θ_1 est l'angle d'incidence local estimé par rapport à la normale à la surface avant gravure, θ_2 est l'angle d'incidence local estimé par rapport à la normale à la surface après gravure, et α est l'angle entre l'axe optique et la normale au substrat (α=0° dans le cas d'une lentille de Fresnel sur substrat plan). La Fig. 3.45 illustre les hypothèses et notations dans le cas d'un substrat plan.

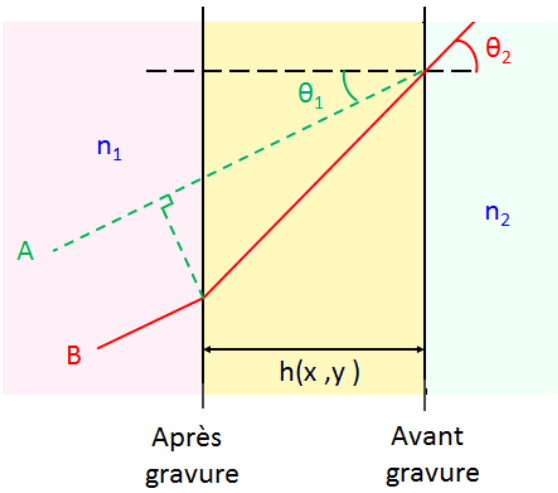

Figure 3.45 – Notations utilisées pour le calcul de la phase $\phi_{Fresnel}$ définie par l'Eq. 3.99.

Toutefois, cette expression de l'Eq. 3.99 suppose encore certaines hypothèses valables. Elle ne s'applique en effet que si les surfaces avant et après gravure sont parallèles, c'est-à-dire si l'inclinaison de la nouvelle facette par rapport au substrat initial est négligeable. Elle ne peut donc être utilisée que dans le cas où la courbure locale des anneaux de la lentille de Fresnel n'est pas trop importante, ce qui correspond à une configuration dans laquelle la profondeur de gravure n'est elle-même pas trop importante. Ainsi, la formule

non paraxiale de l'Eq. 3.99 n'est pas non plus applicable à notre système très grand champ faisant intervenir une lentille de Fresnel d'ordre élevé avec une forte profondeur de gravure. Un calcul plus poussé de la phase $\phi_{Fresnel}$ doit donc être envisagé.

3.5.2 Limites de la notion d'ordre de diffraction

Faisons remarquer également un autre point important lié à l'utilisation d'un composant diffractif grand champ en configuration landscape lens. En bord de champ, pour un angle de champ et une longueur d'onde donnée les sauts de phase entre les différentes zones illuminées vont avoir tendance à varier. Or, la décomposition en ordres de diffraction du front d'onde sortant de la lentille de Fresnel repose sur la décomposition de la transmittance en une série de Fourier. Celle-ci n'est théoriquement valable que si la transmittance peut être considérée comme une fonction périodique du déphasage de la lentille réfractive équivalente à la longueur d'onde nominale λ_0. Si les sauts de phase entre les différentes zones ne sont pas égaux sur toute la zone illuminée localement, alors rigoureusement la décomposition en série de Fourier n'est pas valable. Les ordres de diffraction ne peuvent donc pas être définis. Une méthode de modélisation plus générale doit alors être envisagée.

3.5.3 Régimes de fonctionnement de la lentille de Fresnel

Un autre point important découle directement de l'architecture landscape lens que nous avons choisie. En effet, la pupille étant séparée et placée en amont de la lentille de Fresnel, la zone de la lentille illuminée dépend de l'angle de champ. Cela implique un comportement particulier dont il faut tenir compte.

Dans la littérature, des équipes de recherche américaine [185], suisse [186] et allemande [187] ont étudié le comportement d'une lentille de Fresnel à mesure que l'on fait varier le nombre de discontinuités éclairées. Dans leurs travaux, la pupille est supposée placée directement sur la lentille et la lentille diffractive est supposée éclairée sur l'axe.

Afin de faire varier le nombre de discontinuités éclairées, les auteurs ont proposé de faire varier l'ordre de diffraction nominal de la lentille de Fresnel ou sa profondeur de gravure, à ouverture constante. Ils ont alors décrit un phénomène de transition continue d'un

comportement optique diffractif lorsque beaucoup de zones sont éclairées, à un comportement optique purement réfractif lorsque seule la zone centrale de la lentille de Fresnel est éclairée. La Réf. [186] prévoit que la transition se fasse lorsque 3 à 4 discontinuités environ sont éclairées.

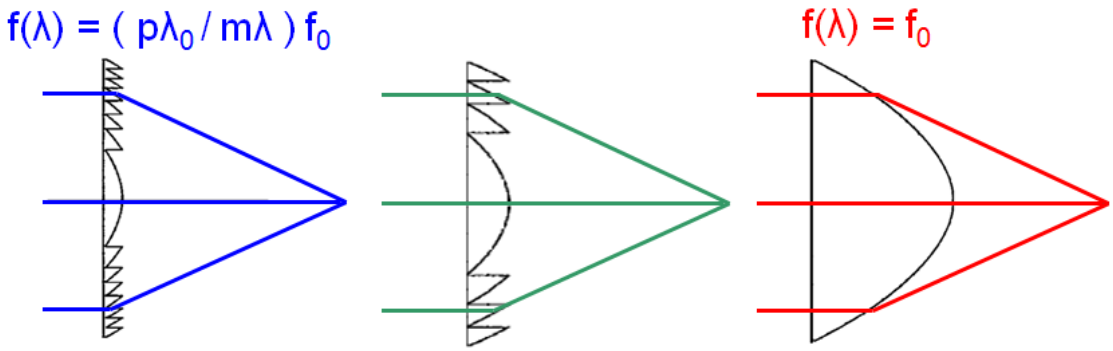

Figure 3.46 – Transition entre comportement diffractif et comportement réfractif lorsque le nombre de discontinuités éclairées diminue, à ouverture constante.

A la Fig. 3.46 est illustré le phénomène de transition mentionné dans les articles [185, 186, 187]. Lorsque beaucoup de discontinuités sont éclairées (rayons bleus) la lentille de Fresnel présente un comportement diffractif. Sa focale est donnée par la relation :

$$f(\lambda) = \frac{p\lambda_0}{m\lambda} f \tag{3.100}$$

où f est la focale à la longueur d'onde nominale λ_0.

Dans le cas où l'on augmente la profondeur de gravure jusqu'à n'éclairer plus que le centre de le lentille de Fresnel (rayons rouges), le composant adopte un comportement purement réfractif. Sa focale est alors donnée par la relation suivante :

$$f(\lambda) = f \tag{3.101}$$

Dans le cas intermédiaire (rayons verts) la lentille adopte un comportement transitoire, ni purement diffractif ni purement réfractif. Dans ces conditions, à notre connaissance il n'existe pas de définition claire de la distance focale.

Dans notre cas, nous souhaitons travailler avec une architecture landscape lens basée sur une lentille de Fresnel d'ordre élevé. L'ordre de diffraction nominal et la profondeur de

gravure sont fixées. En revanche, le fait que le diaphragme soit placé en amont du composant optique implique que suivant le champ de vue considéré, un nombre de discontinuités plus ou moins important est éclairé. La Fig. 3.47 illustre la transition d'un nombre important de discontinuités éclairées lorsque le champ d'observation est important (rayons bleus) à un faible nombre de discontinuités éclairées lorsque le champ d'observation est nul (rayons rouges).

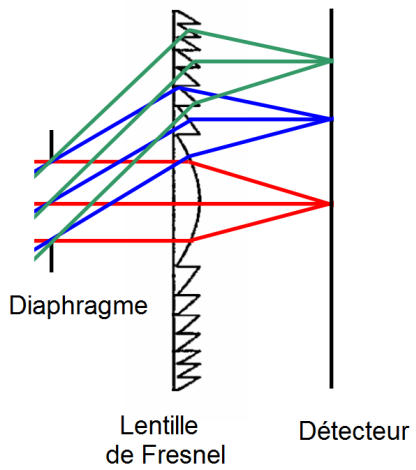

Figure 3.47 – Illustration de la variation du nombre de discontinuités éclairées d'une lentille de Fresnel en configuration landscape lens, lorsque l'angle de champ varie.

En utilisant notre architecture landscape lens nous adressons ainsi les différents régimes mis en évidence dans la littérature. Nous avons donc besoin de prévoir les performances de notre imageur dans n'importe laquelle des situations, que la lentille possède un comportement réfractif sur l'axe ou un comportement diffractif en bord de champ, sinon un comportement intermédiaire. Un modèle de simulation prenant en compte cette spécificité devra être utilisé.

3.6 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai d'abord mené une étude bibliographique permettant de comprendre le comportement des lentilles de Fresnel dites d'ordre 1. Cela m'a permis d'identifier les aspects théoriques limitant actuellement l'utilisation de ces lentilles pour des

applications d'imagerie large bande spectrale. Nous avons vu en effet que la lentille de Fresnel d'ordre 1 génère un chromatisme axial diffractif important.

J'ai alors parcouru la littérature afin d'identifier les solutions optiques permettant d'achromatiser la lentille de Fresnel d'ordre 1. J'ai choisi de m'orienter vers les lentilles de Fresnel dites d'ordre élevé ($p >> 1$). En effet, cela me permet de limiter le chromatisme axial tout en ne faisant intervenir qu'un seul composant optique.

J'ai ensuite proposé d'intégrer la lentille de Fresnel dans une architecture optique simple et grand champ, il s'agit de l'architecture landscape lens. Elle ne fait intervenir qu'un diaphragme, le composant optique focalisant qui ici est la lentille de Fresnel d'ordre élevé, puis le détecteur. Deux systèmes optiques infrarouges, refroidi et non refroidi, ont dans ce cadre été optimisés et sont présentés dans ce chapitre. Ma démarche me permet d'envisager la conception à la fois d'une caméra infrarouge refroidie compacte à faible temps de mise en froid, et la conception d'une caméra infrarouge non refroidie grand champ utilisant un seul composant pouvant être réalisé de façon collective afin de limiter les coûts.

L'utilisation d'une lentille de Fresnel d'ordre élevé permet de limiter le chromatisme axial généré sur une large bande spectrale. Néanmoins la configuration optique particulière que j'ai choisie, à savoir l'architecture landscape lens, génère une nouvelle forme d'aberration chromatique en bord de champ. Il s'agit d'un phénomène de chromatisme latéral diffractif. J'ai proposé une approche physique simple permettant en première approximation de quantifier ce phénomène diffractif original.

Afin de prévoir précisément les performances optiques de notre système et en plus de valider l'approche physique que j'ai proposée hors axe, il est impératif de disposer d'un modèle théorique générique. Celui-ci devra notamment considérer l'épaisseur réelle de notre composant et devra aller au delà de l'approximation classique des composants minces. En plus, il ne devra pas reposer sur des considérations d'ordre de diffraction. Nous allons voir dans le chapitre 4 que les logiciels de conception optique actuels sont insuffisants pour répondre à notre besoin de simulation. C'est pourquoi j'ai développé mon propre modèle de simulation, que je présenterai dans ce même chapitre.

Chapitre 4

Modélisation théorique d'un système landscape lens à base de lentille de Fresnel

Sommaire

4.1 État de l'art des méthodes de simulation 181

4.1.1 Modèles géométriques simples 181

4.1.2 Modèles approchés prenant en compte les ordres parasites . . . 183

4.1.3 Modèles considérant les sauts de phase réels du composant diffractif 187

4.2 Principe du modèle proposé 193

4.2.1 Théorie scalaire de la diffraction 194

4.2.2 Décomposition en ondes planes et fonction de transfert de l'espace libre 195

4.2.3 Du principe de Huygens-Fresnel à l'équation de Rayleigh-Sommerfeld 198

4.2.4 Application à un système d'imagerie 200

4.3 Mise en oeuvre informatique 206

4.3.1 Introduction 206

4.3.2 Définition d'une quasi-pupille 207

4.3.3 Codage d'un profil Fresnel précis sous Zemax 209

4.3.4 Tracé de rayons sous Zemax jusqu'à la quasi pupille 210
4.3.5 Propagation jusqu'au plan image 216
4.4 Performances optiques théoriques appliquées à notre caméra domotique 218
4.4.1 PSFs et FTMs monochromatiques 219
4.4.2 PSFs et FTMs polychromatiques 225
4.5 Conclusion 227

Dans ce chapitre, je vais présenter la démarche que j'ai suivie afin de modéliser précisément les performances d'un système optique à base d'une lentille de Fresnel d'ordre élevé. J'étudierai en particulier les performances d'un système de type landscape lens. Il s'agit d'un système composé d'un diaphragme en guise de pupille d'entrée, suivi par le composant optique focalisant qui est ici la lentille de Fresnel, et enfin le détecteur.

Comme nous l'avons vu dans le paragraphe 3.5 page 173, afin de modéliser précisément les performances d'un système landscape lens utilisant une lentille de Fresnel d'ordre élevé nous avons besoin d'une méthode de modélisation générique. Celle-ci devra être capable de couvrir les différents modes de fonctionnement de la lentille de Fresnel en fonction du champ de vue, d'un régime purement réfractif à faible champ lorsqu'aucune discontinuité n'est éclairée, à un régime purement diffractif à plus grand champ lorsque suffisamment de discontinuités sont éclairées. Le modèle de simulation devra en plus tenir compte de l'épaisseur réelle de la lentille de Fresnel et ne pas faire l'approximation classique d'un composant mince. Enfin, nous avons vu que dans le cas général la notion d'ordre de diffraction ne pourra pas être considérée puisqu'elle perd de son sens dès que l'angle de champ est trop important et qu'à angle d'observation et longueur d'onde fixée les sauts de phase au niveau des discontinuités ont tendance à varier dans la zone éclairée. En outre, le modèle devra tenir compte des effets d'ombrage qui apparaissent inévitablement lorsqu'on utilise une lentille de Fresnel hors axe.

Dans la suite, dans un premier temps je propose un état de l'art des méthodes de simulation des lentilles diffractives. Je vais montrer que les limites des méthodes actuelles m'ont amenée dans un second temps à développer mon propre modèle de simulation capable d'adresser un large panel d'architectures optiques. Je présenterai alors en détails

l'implémentation informatique du modèle que je propose, basé en partie sur des considérations purement géométriques de tracé de rayons et en partie sur des considérations purement diffractives.

4.1 État de l'art des méthodes de simulation

4.1.1 Modèles géométriques simples

Pour prédire les performances théoriques d'un système optique à base de composants diffractifs, les logiciels de conception optique classiques utilisent généralement une méthode approchée reposant essentiellement sur des considérations géométriques de tracé de rayons.

Modèle de Sweatt

En particulier, pour modéliser une lentille diffractive l'une des méthodes les plus simples consiste à la remplacer par une lentille réfractive équivalente décrite par le modèle de Sweatt [189]. Dans ce modèle, une lentille composée d'un profil diffractif gravé sur un substrat quelconque, est assimilée à une couche de matériau d'indice très élevé et ainsi d'épaisseur nulle, déposée sur le substrat. De cette façon, les gravures du profil diffractif sont négligées. Le profil de la lentille équivalente est réduit à celui du substrat qui peut être plan ou posséder n'importe quelle courbure.

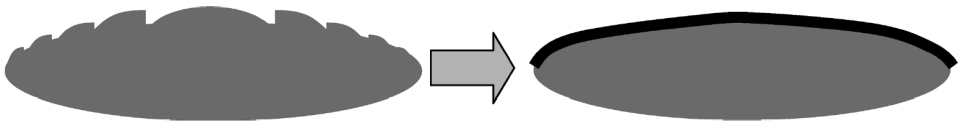

Figure 4.1 – Illustration du modèle de Sweatt appliqué à une optique diffractive réalisée sur un substrat courbé.

Dans le cadre du modèle de Sweatt, dans un premier temps l'intersection d'un rayon incident avec la surface diffractive est déterminée à partir du profil de la lentille équivalente, c'est-à-dire à partir du profil du substrat. Notons que la Réf. [191] discute de la

façon de calculer l'intersection d'un rayon avec une surface quelconque. Ensuite, la loi de la réfraction de Snell-Descartes est appliquée afin de connaitre l'orientation du rayon sortant de la lentille aux intersections ainsi définies. La pente locale utilisée pour appliquer la loi de Snell-Descartes est celle associée au profil diffractif non replié, indépendamment du profil du substrat.

Le modèle de Sweatt est très utilisé en pratique parce qu'il repose sur des considérations réfractives et peut alors être facilement implémenté dans les logiciels de conception optique classiques. Par exemple, la surface *Fresnel* proposée par Zemax utilise le modèle de Sweatt restreint au cas d'un substrat plan. La surface *Extended Fresnel* quant à elle utilise le modèle de Sweatt dans le cas d'un substrat quelconque. Toutefois, cette technique néglige les sauts de phase au niveau des discontinuités et les effets diffractifs liés au vrai profil de Fresnel ne sont pas pris en compte. Le modèle de Sweatt ne donne donc que des résultats approchés.

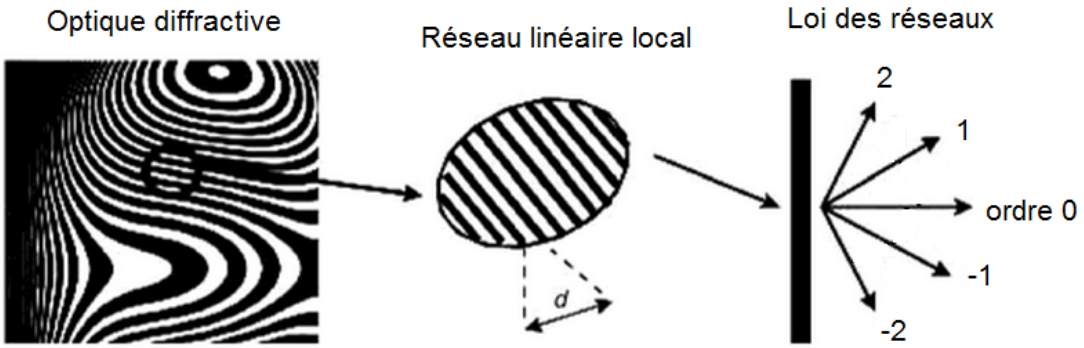

Figure 4.2 – Approximation d'une optique diffractive par un réseau linéaire.

Approximation d'un réseau local

Parfois, les logiciels de conception proposent d'approximer localement le profil diffractif par un réseau linéaire (voir Fig.4.2). L'orientation et la période caractérisant le réseau sont calculées à partir de la dérivée locale du profil de phase réel. En notant $\phi_{diffr}(x, y)$ le profil de phase du composant diffractif et $\vec{\nabla}\phi_{diffr}$ le gradient de ϕ_{diffr}, le réseau local équivalent est défini par une orientation $\vec{f}(x, y)$ et une période $d(x, y)$ qui varient avec la position (x, y) et qui sont données par :

$$\begin{cases} \vec{f}(x,y) = \dfrac{1}{2\pi}\vec{\nabla}\phi & (4.1) \\ d(x,y) = \dfrac{2\pi}{||\vec{\nabla}\phi||} & (4.2) \end{cases}$$

L'équation des réseaux permet ensuite de tracer le chemin des rayons passant au travers du composant. Elle s'écrit de la façon suivante [191] :

$$n'\vec{S'_m} \times \vec{N} - n\vec{S} \times \vec{N} = \frac{m\lambda}{d}\vec{u} \tag{4.3}$$

Dans l'équation ci-dessus, $\vec{S}$ et $\vec{S'_m}$ sont deux vecteurs unitaires définissant la direction d'un rayon entrant sur le réseau et du rayon sortant associé dans l'ordre m. $\vec{N}$ est un vecteur unitaire définissant la direction normale au réseau et $\vec{u}$ est un vecteur unitaire tangent aux franges du composant diffractif, supposé plan. Le sens choisi pour les vecteurs N et u détermine quels ordres sont réputés positifs ou négatifs. n est l'indice du milieu du rayon entrant, et n' l'indice du milieu sortant.

Cette méthode s'applique, pour un composant diffractif, aux traits du réseau local, qui par exemple sont des anneaux pour une lentille de Fresnel diffractive. Elle est utilisée sous des formes semblables par plusieurs logiciels de conception optique, qui toutefois se limitent souvent à considérer un seul ordre et à lui affecter une efficacité de diffraction de 100% pour toute longueur d'onde. Dans le cas de Zemax, c'est le cas des surfaces Binary Optic 1 (Kinoform) et Diffraction Grating ainsi que de leurs variantes Binary Optic 2-3-4 et Elliptical Grating. Dans le cas de CodeV, c'est le cas de toute surface ayant l'attribut de "propriété diffractive" DOE ou GRT. La fonction caractéristique utilisée par CodeV pour décrire le composant n'est toutefois pas une phase mais un chemin optique (exprimé en "lens unit").

4.1.2 Modèles approchés prenant en compte les ordres parasites

Notons que dans le cadre de l'approximation scalaire où les motifs diffractifs sont suffisamment grands par rapport à la longueur d'onde, les éléments optiques diffractifs ne peuvent théoriquement être atteindre une efficacité de 100% dans un ordre de diffraction

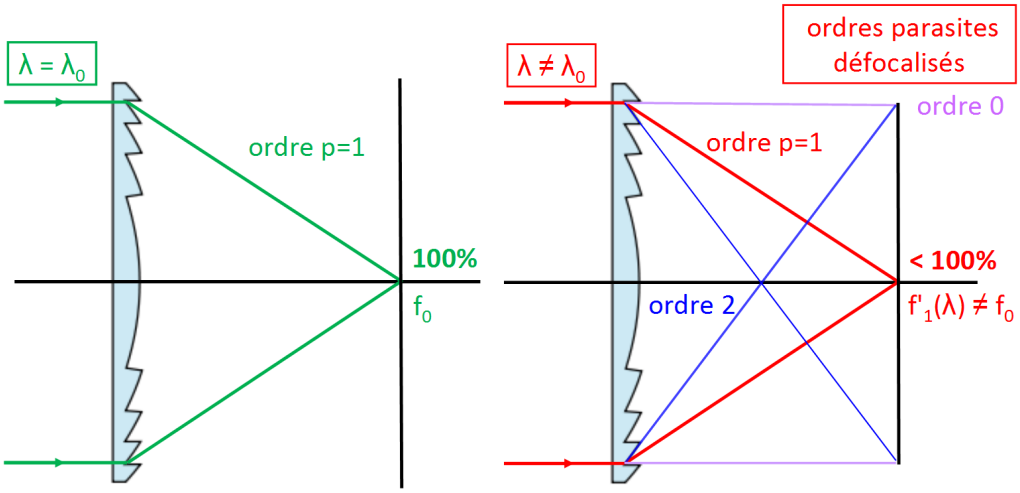

Figure 4.3 – Illustration de la défocalisation des ordres parasites 0 et 2 apparaissant lorsque λ s'écarte de la longueur d'onde nominale λ_0 (cas d'une lentille d'ordre $p = 1$ à λ_0).

particulier. Toutefois, cela n'est vrai que dans certaines conditions : pour un angle d'incidence donné, une géométrie particulière et une ou plusieurs longueurs d'onde spécifiques. Le fait de changer l'un de ces paramètres mène à une chute de l'efficacité de l'ordre nominal et une certaine quantité de lumière est alors diffractée dans des ordres de diffraction dits parasites [192, 193]. La distance focale associée à chacun des ordres parasites mis en jeu est différente de la distance focale nominale. Les taches images ainsi formées par chacun des ordres parasites sont alors plus ou moins défocalisées. A la Fig. 4.3, je considère une lentille de Fresnel d'ordre $p = 1$ à la longueur d'onde nominale λ_0. J'illustre alors le phénomène de défocalisation des deux ordres parasites les plus efficaces lorsque la longueur d'onde λ s'écarte de la longueur d'onde nominale, il s'agit des ordres 0 et 2. La distance focale de l'ordre m à λ est $f'_m(\lambda) = (\lambda_0/m\lambda)f = (1/m)f'_1(\lambda)$. Notons que sur cette illustration, λ est supposée ne pas s'écarter suffisamment de λ_0 pour que l'efficacité de l'ordre 1 tombe à 0% et que celle de l'ordre 0 ou 2 atteigne 100%.

Définition d'un coefficient de mérite

Dans la Réf. [192] en particulier, Buralli *et al.* ont étudié les performances sur l'axe d'une lentille de Fresnel d'ordre 1 dans le cadre de l'approximation paraxiale pour une longueur d'onde différente de la longueur d'onde nominale. Ils ont soulevé le fait que l'ap-

parition d'ordres parasites défocalisés est à l'origine de la formation d'un plateau plus ou moins uniforme dans la PSF tel qu'illustré à la Fig. 4.4.a. Cela créé alors un fond instrumental qui a tendance à diminuer le contraste image polychromatique, particulièrement aux basses fréquences. Afin de prendre en compte les effets des ordres de diffraction non nominaux, Buralli *et al.* suggèrent en première approximation de multiplier, aux fréquences spatiales non nulles, la FTM polychromatique de l'ordre de diffraction nominal par un coefficient qu'ils appellent *polychromatic integrated efficiency.* Il correspond au ratio de l'énergie utile sur l'énergie totale. On le note $\eta_{int,poly}$. Sur l'intervalle $[\lambda_{min},\lambda_{max}]$ on le calcule de la façon suivante :

$$\eta_{int,poly} = \frac{\int_{\lambda_{min}}^{\lambda_{max}} \eta_{int}(\lambda) d\lambda}{\lambda_{max} - \lambda_{min}} \tag{4.4}$$

avec η_{int} défini comme l'efficacité locale de l'ordre p moyennée sur la pupille :

$$\begin{aligned} \eta_{int} &= \frac{1}{A_{pupille}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \eta_{locale}(u,v) du dv \\ &= \frac{1}{A_{pupille}} \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} |T_p(u,v)|^2 du dv \end{aligned} \tag{4.5}$$

où $A_{pupille}$ est l'aire de la pupille de sortie, (u, v) sont les coordonnées dans la pupille, et $T(u, v)$ est la transmittance en (u, v).

Dans le cas monochromatique, ce coefficient $\eta_{int,poly}$ est simplement l'efficacité de diffraction de l'ordre nominal. La Fig. 4.4.b montre la FTM polychromatique [8,12]μm calculée par Buralli *et al.* pour leur système ouvert à F/2 composé d'une lentille de Fresnel d'ordre 1 à 10μm.

Cette méthode a néanmoins ses limites, notamment dans le cas où la pupille est séparée de la lentille, dans le cas où beaucoup d'ordres de diffraction parasites sont mis en jeu, ou lorsque peu de zones sont éclairées. Prenons l'exemple d'une lentille diffractive dont le profil est tel que sur l'axe, seule la zone centrale est éclairée. En utilisant la méthode de Buralli *et al.*, la surface éclairée sera vue comme ayant un comportement diffractif alors qu'en réalité son comportement est purement réfractif et aucun ordre de diffractif ne doit être défini.

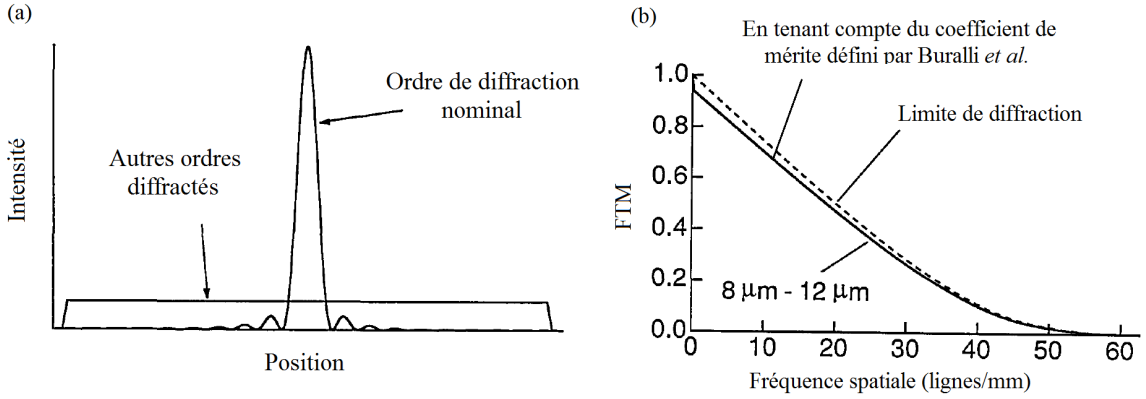

Figure 4.4 – (a) Illustration du fond instrumental formé par des ordres de diffraction parasites. (b) FTM axiale polychromatique sur la bande [8 ;12]μm d'un système à une lentille diffractive d'ordre 1 ouverte à F/2. Les ordres parasites sont pris en compte en appliquant le coefficient de mérite de Buralli *et al.* [192].

Somme sur les ordres

Une méthode alternative consiste à tracer de multiples ordres de diffraction puis à additionner leurs contributions de façon cohérente pour calculer la PSF (*sum-over-orders*) [194, 195, 196]. Notons que l'équipe de Wood *et al.* de Thalès Optics Ltd a développé son propre outil informatique basé sur une sommation cohérente des contributions de 5 ordres de diffraction : l'ordre de diffraction nominal (souvent l'ordre 1), et 4 ordres de diffraction adjacents (dans ce cas, les ordres -1, 0, 2 et 3). Dans la Réf. [195], Bigwood *et al.* ont comparé la FTM calculée à partir d'un seul ordre de diffraction et celle obtenue en considérant 5 ordres de diffraction, dans le cas d'un système LWIR ouvert à F/1,4 dont la lentille de tête est une lentille hybride composée de 5 zones (voir Fig. 4.5.a). Ils montrent que la FTM estimée en considérant un seul ordre 100% efficace est trop optimiste en comparaison à celle obtenue à partir de 5 ordres (voir Fig. 4.5.b).

Ce modèle de sommation sur les ordres de diffraction donne de meilleurs résultats que la méthode de Buralli *et al.*, en particulier lorsque peu de zones sont éclairées et que suffisamment d'ordres sont pris en compte. Dans la Réf. [196] Wood *et al.* ont étudié l'impact du nombre d'ordres pris en compte dans le calcul de la PSF en fonction du nombre de zones éclairées d'une lentille hybride en germanium fonctionnant entre 8 et 12μm. Il en ressort que lorsqu'une ou deux zones sont éclairées, 15 ordres de diffraction doivent

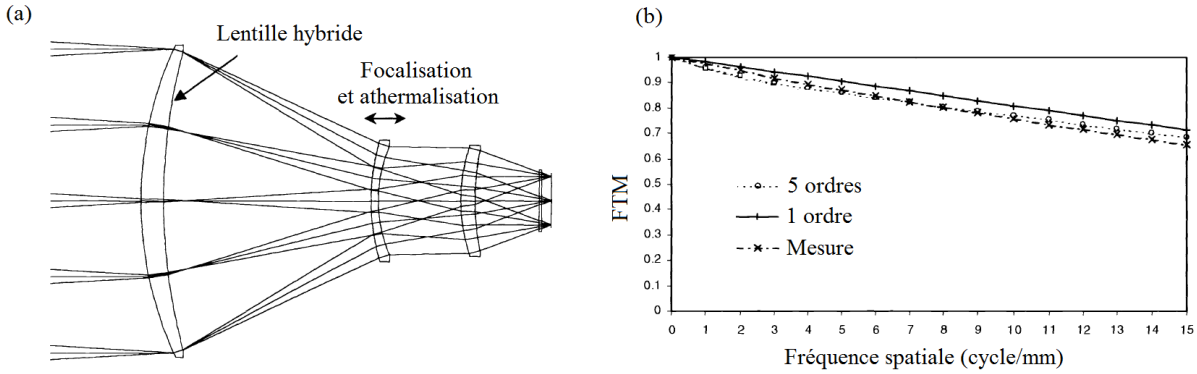

Figure 4.5 – (a) Système LWIR [8 ;12]μm FOV = 5,2°, N = 1,4. 5 zones de la lentille hybride sont éclairées. (b) FTM axiale polychromatique calculée avec 1 ou 5 ordres de diffraction [195].

être pris en compte. Lorsqu'un nombre raisonnable de zone sont éclairées, typiquement 5 zones environ, 5 ordres de diffraction suffisent.

Néanmoins cette méthode possède plusieurs inconvénients. En théorie si l'on souhaite mener un calcul vraiment rigoureux, une somme sur un nombre d'ordres infini devrait être considérée mais cela mènerait en pratique à des calculs très longs. En plus, un second inconvénient majeur de cette méthode est qu'elle suppose valable la définition même des ordres de diffraction. Or, nous en avons discuté dans la partie 3.5.2 page 175, cela n'est pas vrai dès lors que l'optique diffractive considérée est formée de marches de hauteur constante et est intégrée dans un système grand champ et grande ouverture. La méthode de sommation sur les ordres de diffraction peut permettre une approche qualitative de certains comportements, mais elle n'est pas généralisable à tout système utilisant des composants diffractifs. Elle n'est en particulier pas applicable à un système d'imagerie tel qu'on l'envisage, c'est-à-dire possédant à la fois un grand champ et une grande ouverture.

4.1.3 Modèles considérant les sauts de phase réels du composant diffractif

Récemment, des techniques de modélisation plus exactes et parfois plus générales ont été proposées dans la littérature. Il s'agit de méthodes tenant compte du profil de phase discontinu de la lentille diffractive sans supposer valable la notion d'ordre de diffraction.

En 1999, Sauer *et al.* ont proposé dans la Réf. [197] une technique de modélisation basée

non pas sur une somme sur les ordres de diffraction, mais plutôt sur une décomposition de zones. Leur technique est basée sur une somme finie des contribution des différentes zones diffractives mises en jeu. Il consiste à sommer de façon cohérente les images formées par chaque zone d'une lentille diffractive. Numériquement, cela consiste d'abord à implémenter sous un logiciel de conception optique le profil de phase exact, discontinu, du composant. La deuxième étape repose sur le tracé d'un grand nombre de rayons depuis l'objet jusqu'à la pupille de sortie du système afin d'estimer le front d'onde dans le plan de la pupille de sortie. De là, l'amplitude complexe dans le plan de la pupille de sortie est calculée en considérant la différence de phase entre la phase absolue ainsi estimée dans le plan de la pupille de sortie, et la phase dans le plan de la pupille de sortie d'une onde sphérique centrée sur le point image géométrique. Il s'agit de l'amplitude complexe dite de la pupille généralisée. La PSF est alors calculée à partir du module carré de la transformée de Fourier 2D de la fonction pupille généralisée.

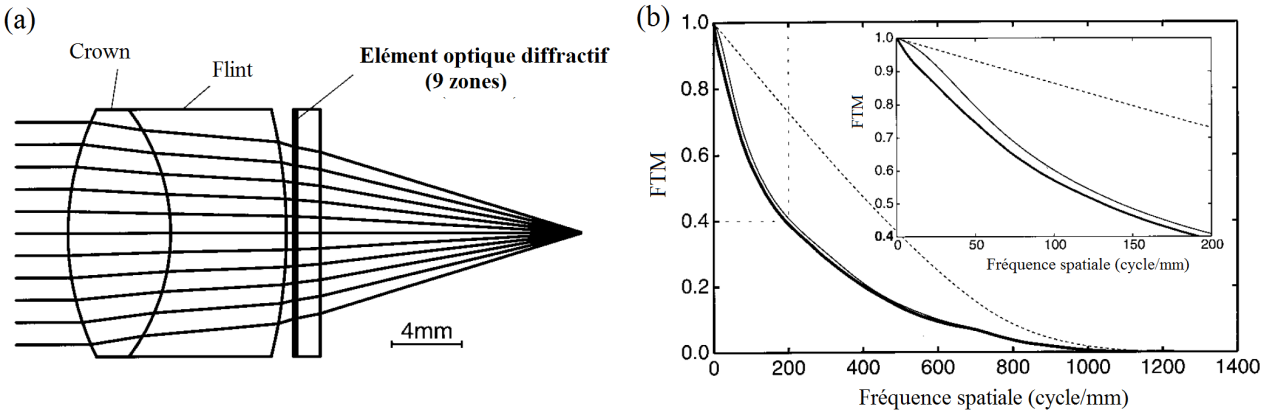

Figure 4.6 – (a) Triplet F/1,7 fonctionnant dans le visible et le NIR (0,48-0,78μm). (b) FTM axiale polychromatique correspondante. Tirets : limite de diffraction. Ligne pleine fine : calcul pour un ordre de diffraction (supposé 100% efficace sur toute la bande spectrale). Ligne pleine épaisse : calcul par décomposition de zones [197].

Dans la Réf. [197], Sauer *et al.* ont étudié les performances d'un triplet composé d'un doublet accolé suivi d'une lame à faces parallèles sur la face avant de laquelle est inscrite une surface diffractive (voir Fig. 4.6.a). Ils ont comparé la FTM polychromatique évaluée soit en tenant compte d'un seul ordre de diffraction supposé 100% efficace, soit en utilisant la méthode de décomposition de zones (voir Fig. 4.6.b). La méthode rigoureuse de Sauer *et al.* prévoit des performances moins bonnes que la méthode à un seul ordre, mais plus

réalistes.

L'inconvénient de cette méthode est que pour que le calcul soit exact, il faut tracer un grand nombre de rayons afin d'échantillonner correctement le front d'onde discontinu dans la pupille de sortie. Comme mentionné dans la Réf. [197], l'échantillonnage du front d'onde est déterminant. Cela est d'autant plus critique que les variations de phase sont rapides. Il s'agit néanmoins d'une méthode plus simple et plus générale que la méthode de sommation sur les ordres. Non seulement elle n'introduit pas la notion d'ordre de diffraction et d'efficacité, mais en plus elle repose sur une sommation sur un nombre fini de zones plutôt qu'une sommation sur un nombre d'ordres infini. Dans la Réf. [196], Wood *et al.* ont précisé que la méthode de sommation sur les ordres et la méthode de sommation sur les zones sont mathématiquement équivalentes dans le cas où l'on sommerait un nombre infini d'ordres.

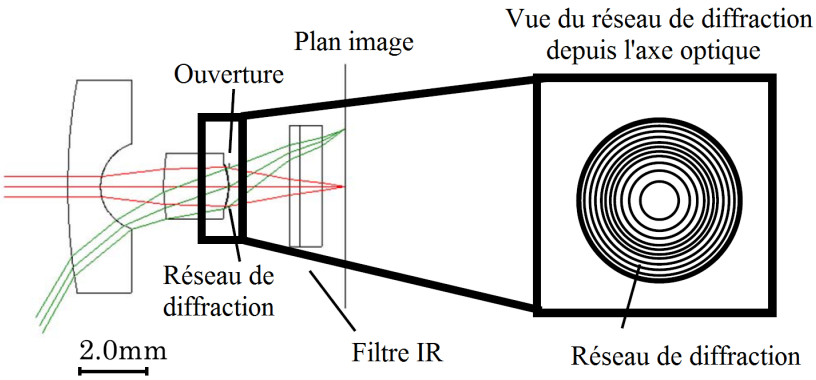

Figure 4.7 – Système d'imagerie visible utilisant un réseau de diffraction. Extrait de la Réf. [198].

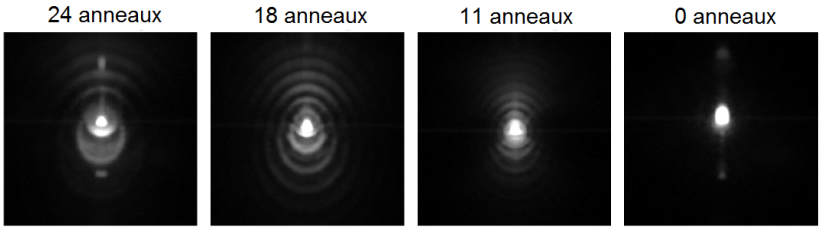

Figure 4.8 – Images formées par le système d'Ando *et al.* illustré à la Fig. 4.7 pour un champ de 60° et pour un réseau de diffraction possédant un nombre d'anneaux compris entre 0 et 24. Extrait de [198].

Dans la Réf. [198] de 2014, une méthode de simulation similaire à celle de Sauer *et*

al. a été développée par l'équipe japonaise d'Ando *et al.* Le système d'imagerie qu'ils présentent est formé d'une première lentille réfractive suivie d'une seconde lentille dont la face arrière comporte un réseau de diffraction (voir Fig. 4.7). Les auteurs précisent que l'objectif de leur démarche est d'expliquer le comportement de leur système observé expérimentalement pour un angle de champ de 60°. La Fig. 4.8 montre les images d'un point source à 60° acquises pour différents réseaux possédant chacun un nombre d'anneaux donné. Ando *et al.* ont observé que plus l'intervalle entre deux zones du réseau diffractif augmente, plus l'image monochromatique formée dans le plan image fait apparaitre des rayures espacées. Afin de modéliser ce phénomène et de le minimiser pour les designs futurs, ils ont eu besoin de mettre en place un modèle diffractif tenant compte de l'effet des ordres de diffraction parasites. Pour cela, ils ont d'abord codé le profil exact, discontinu, de leur surface diffractive. Ils ont ensuite proposé un tracé de rayons jusqu'à la pupille de sortie. La Fig. 4.9 montre la différence entre la carte de front d'onde dans le plan de la pupille de sortie par l'approche conventionnelle et par celle d'Ando *et al.*. Puis un calcul de diffraction de Fraunhofer est fait à partir du front d'onde aberrant dans la pupille de sortie. Le fait de tenir compte des sauts de phase aux discontinuités leur permet d'inclure l'effet des ordres de diffraction parasites.

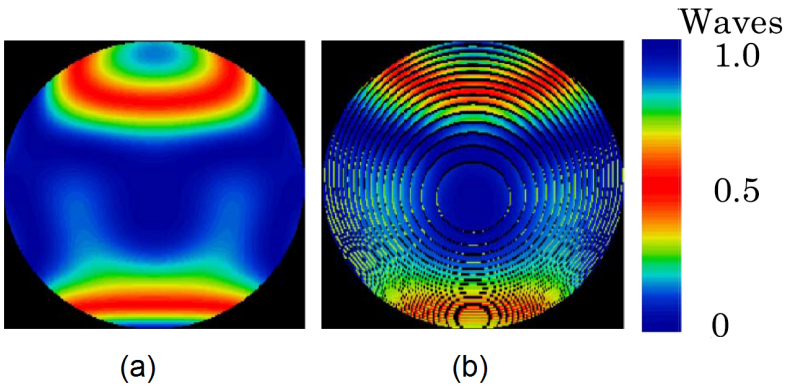

Figure 4.9 – Cartes 2D du front d'onde dans la pupille de sortie du système de la Fig. 4.7, calculée soit par la méthode classique (a), soit par la méthode d'Ando *et al.* (b). Extrait de [198].

Dans la Réf. [199], Zhang *et al.* présentent une technique de modélisation basée sur le même principe. Leurs travaux sont directement implémentés sous le logiciel Zemax. En effet, Zhang *et al.* ont dans un premier temps introduit une nouvelle surface sous Zemax

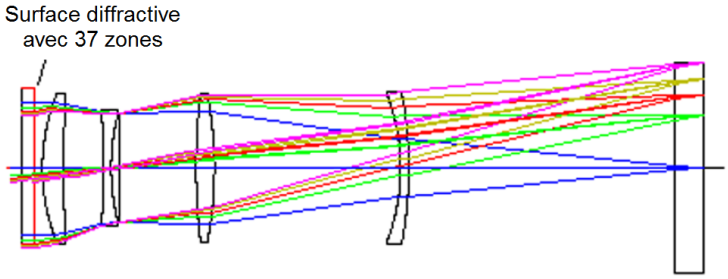

Figure 4.10 – Illustration de la caméra hybride visible de Zhang *et al.* [199].

leur permettant de définir une surface diffractive discontinue. Ils ont pour cela codé une *User Defined Surface* sous Zemax, le profil de chaque zone étant défini indépendamment par un polynôme donné. Les performances optiques en termes de PSF et de FTM d'un système comportant une telle surface sont ensuite prédites à partir du calcul de l'autocorrélation de la fonction pupille directement effectué par Zemax. Zhang *et al.* ont appliqué leur démarche à une caméra hybride fonctionnant du visible au proche infrarouge. Le premier composant de leur imageur est une lame à faces parallèles à l'arrière de laquelle est gravée une surface diffractive composée de 37 zones (voir Fig 4.10). La Fig. 4.11 compare la FTM axiale polychromatique calculée par la méthode ainsi proposée à celle calculée à partir de la méthode approchée classique ne considérant qu'un ordre 100% efficace pour n'importe quelle longueur d'onde. Les deux FTMs montrent des différences particulièrement importantes. Le modèle de Zhang *et al.*, en prenant en compte les ordres parasites, fait chuter le contraste de la FTM aux basses fréquences. La Fig. 4.12 compare de plus la méthode de Zhang *et al.* à la méthode par sommation sur les ordres. Les deux FTMs sont assez similaires, mais celle de Zhang *et al.* est sensiblement plus rapide.

Dans la Réf. [200], la même équipe a en plus étudié l'impact de l'angle d'incidence et des erreurs de fabrication pour trois types de systèmes diffractifs : un mono lentille diffractive d'ordre 1, une mono lentille diffractive d'ordre p, et un système à deux lentilles diffractives. Ils ont montré que l'angle incidence a particulièrement d'influence dans le cas d'un système à deux composants. Les erreurs de fabrication quant à elle sont critiques pour tout type de système.

Le travail de Southwell *et al.* [201] peut également être cité. Il consiste à calculer précisément le déphasage induit à une longueur d'onde donnée par une surface diffractive.

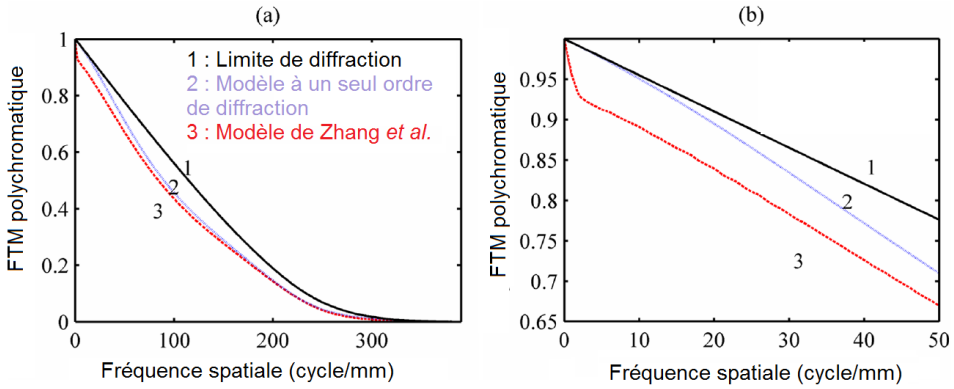

Figure 4.11 – FTM sur l'axe polychromatique de la caméra de Zhang *et al.* [199]. 1 : Limite de diffraction. 2 : Modèle classique supposant un ordre 100% efficace sur tout le spectre. 3 : Modèle de Zhang *et al.*. (b) est une vue zoomée aux basses fréquences de (a).

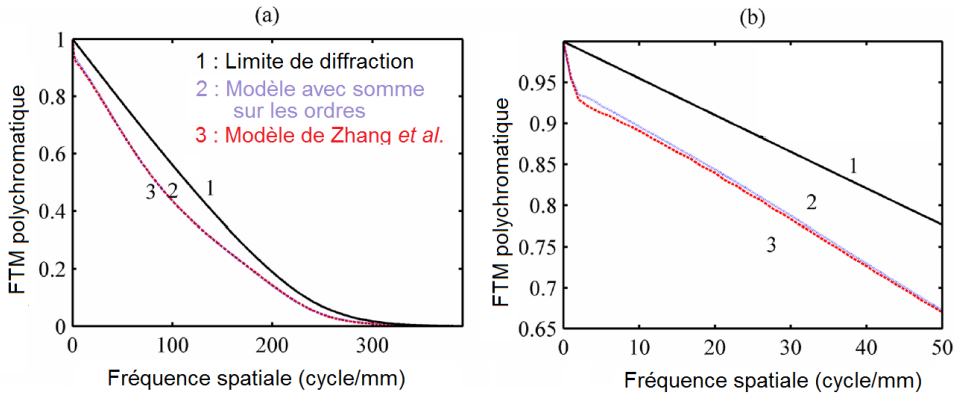

Figure 4.12 – FTM sur l'axe polychromatique de la caméra de Zhang *et al.* [199]. 1 : Limite de diffraction. 2 : Modèle par sommation sur les ordres. 3 : Modèle de Zhang *et al.*. (b) est une vue zoomée aux basses fréquences de (a).

Pour cela, ils se basent sur un tracé de rayons utilisant la définition exacte du profil réel discontinu. Ils comparent les sauts de phase ainsi calculés aux sauts de phase idéaux qu'ils souhaitent effectivement générer, et qui correspond à des sauts de phase multiples de 2π à λ. Cela leur permet de définir une fonction de mérite dont ils souhaitent se servir dans le but de minimiser les aberrations chromatiques induites par un kinoform. Les auteurs n'ont pas estimé la qualité image d'un tel composant, toutefois ils mentionnent en conclusion le fait qu'en connaissant le déphasage précis induit par une surface diffractive, un calcul standard pourrait être implémenté afin de prévoir les performances théoriques du système.

Tous les différents modèles que je viens de décrire [197, 198, 199, 200, 201] sont basés sur la même technique de modélisation. Dans un premier temps la phase 2D exacte dans le plan de la pupille de sortie du système considéré est estimée. Ensuite, le front d'onde correspondant est propagé depuis la pupille de sortie jusqu'au plan image. Ces techniques sont ainsi basées sur l'hypothèse qu'aucun effet diffractif n'a lieu avant la pupille de sortie. Pour ne pas avoir recours à cette hypothèse, il est possible d'utiliser les fonctions avancées de certains logiciels de conception optique. En particulier, il existe des outils basés sur la propagation du front d'onde de surfaces en surfaces. Ils permettent de tenir compte des effets diffractifs pouvant avoir lieu depuis l'objet jusqu'à n'importe quelle surface.

Un modèle basé sur une définition exacte du profil diffractif associée à une propagation du front d'onde surface par surface est développé dans la Réf. [202] en utilisant la fonction *BPR* de Code V. La précision de la technique par propagation de front d'onde est toutefois obtenue au détriment de calculs plus complexes et plus longs en comparaison à la technique de tracé de rayons géométrique.

Les logiciels de conception optique ne proposant pas de fonctionnalités permettant de modéliser de façon précise et satisfaisante le comportement d'un système optique quelconque, j'ai alors développé mon propre outil de modélisation.

4.2 Principe du modèle proposé

Dans cette partie je vais décrire la démarche théorique que j'ai suivie afin de modéliser un système optique quelconque et en particulier un système à base de lentilles de type

Fresnel. L'objectif est de prévoir la PSF et la FTM d'un système quelconque, pour n'importe quelle longueur d'onde et n'importe quel angle de champ. Pour cela, il nous faut être capable de modéliser la propagation au travers d'un système optique donné, d'un faisceau de rayons venant de l'objet jusqu'au plan de détection.

Depuis l'objet jusqu'au plan de la pupille de sortie du système étudié, on considère que la période des motifs des composants diffractifs tels que nous les envisageons est suffisamment grande par rapport à la longueur d'onde pour qu'un tracé de rayons géométrique puisse être envisagé. Connaissant l'amplitude et la phase exactes dans le plan de la pupille de sortie, la théorie de la diffraction que nous allons expliciter ci-dessous va ensuite nous permettre d'estimer le champ électromagnétique dans le plan du détecteur.

4.2.1 Théorie scalaire de la diffraction

Dans toute la suite de mon manuscrit, j'adopte l'approximation scalaire des ondes électromagnétiques. En effet, la période des motifs des composants que nous étudions est suffisamment grande par rapport à la longueur d'onde pour qu'une résolution vectorielle des équations de Maxwell ne soit pas nécessaire. Dans ce cas, le champ électromagnétique en n'importe quelle position N et au temps t est représenté par une fonction scalaire $u(N,t)$ qui dépend à la fois de la position N et du temps t. Pour une onde monochromatique, le champ scalaire se note de la façon suivante :

$$u(N,t) = Re[U(N)e^{-j\omega t}] \tag{4.6}$$

où ω est la pulsation ou fréquence angulaire ($\omega = 2\pi \mathrm{c}/\lambda$ avec c la vitesse de la lumière dans le vide et λ la longueur d'onde) et $U(N)$ est une fonction complexe de la position N,

$$U(N) = A(N)e^{j\phi(N)} \tag{4.7}$$

où $A(N)$ et $\phi(N)$ sont respectivement l'amplitude et la phase de l'onde au point N. Avec la convention de signe adoptée ici, qui est celle généralement adoptée en optique et en physique quantique, les retards de phase sont comptés positivement.

Par définition, l'amplitude complexe $U(x, y, z)$ d'une onde monochromatique qui se propage dans un espace libre suivant $z > 0$ vérifie l'équation de propagation scalaire (équation de Helmholtz) :

$$(\nabla^2 + k^2)U(x, y, z) = 0 \tag{4.8}$$

où $k = 2\pi/\lambda$ et ∇ est l'opérateur Laplacien, $\nabla = (\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2})$.

L'équation de propagation scalaire permet de déterminer une solution exacte des équations de Maxwell. Elle se réduit parfois à une expression plus simple issue de la méthode du spectre d'ondes planes que je propose de décrire ci-dessous. Celle-ci constitue une des approches de la théorie scalaire de la diffraction pour décrire la propagation d'un champ scalaire dans l'espace libre.

4.2.2 Décomposition en ondes planes et fonction de transfert de l'espace libre

Sachant qu'une onde plane est une solution particulière de l'équation de Helmholtz, nous allons voir que la méthode du spectre d'onde plane consiste, par linéarité de l'équation de Helmholtz, à noter la solution générale comme une superposition d'ondes planes se propageant dans toutes les directions du demi-espace $z > 0$.

Dans un premier temps, commençons par introduire la définition de la transformée de Fourier inverse bidimensionnelle de $U(x, y, z)$, correspondant à la décomposition en ondes planes de $U(x, y, z)$:

$$U(x, y, z) = \int\int \widetilde{U}(\mu, \nu, z)e^{2i\pi(x\mu+y\nu)}d\mu d\nu \tag{4.9}$$

De façon générale, l'amplitude complexe d'une onde plane se propageant suivant un vecteur unitaire $\vec{u}$ dans la direction des cosinus directeurs (α, β, γ) peut s'écrire :

$$U_{op}(x, y, z) = A_{op}(x, y, z)e^{i\vec{k}.\vec{R}} \tag{4.10}$$

où $\vec{R} = (x, y, z)$ et $\vec{k} = \frac{2\pi}{\lambda}\vec{u}$ avec $\vec{u} = (\alpha, \beta, \gamma)$ et $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$. $U_{op}(x, y, z)$ peut donc également s'écrire :

$$U_{op}(x,y,z) = A_{op}e^{i(\alpha x+\beta y+\gamma z)} \tag{4.11}$$

A partir de là, on peut donc noter que $e^{2i\pi(x\mu+y\nu)}$ dans l'Eq. 4.9 correspond à l'expression, dans le plan $z = 0$, d'une onde plane d'amplitude unité se propageant suivant les cosinus directeurs (α, β, γ) donnés par :

$$\begin{cases} \alpha = \lambda\mu & (4.12) \\ \beta = \lambda\nu & (4.13) \\ \gamma = \sqrt{1-(\lambda\mu)^2-(\lambda\nu)^2} & (4.14) \end{cases}$$

$\widetilde{U}(\mu,\nu,z)$ est ainsi la composante spectrale de $U(x,y,z)$ se propageant suivant les cosinus directeurs (α, β, γ) précédemment définis.

Notons que par linéarité, chaque composante $\widetilde{U}(\mu,\nu,z)e^{2i\pi(x\mu+y\nu)}$ de $U(x,y,z)$ est solution de l'équation de Helmholtz. Il est alors possible d'écrire :

$$(\nabla^2 + k^2)\widetilde{U}(\mu,\nu,z)e^{2i\pi(x\mu+y\nu)} = 0 \tag{4.15}$$

c'est-à-dire,

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2} + \frac{\partial^2}{\partial z^2} + k^2\right)\widetilde{U}(\mu,\nu,z)e^{-2i\pi(x\mu+y\nu)} = 0 \tag{4.16}$$

soit,

$$\left(\frac{\partial^2\widetilde{U}}{\partial z^2} + (2i\pi)^2(\mu^2+v\nu^2)\widetilde{U} + k^2\widetilde{U}\right)e^{-2i\pi(x\mu+y\nu)} = 0 \tag{4.17}$$

En utilisant les expressions de μ et ν données respectivement par les Eq. 4.10 et 4.11, il vient :

$$\left(\frac{\partial^2\widetilde{U}}{\partial z^2} + (2i\pi)^2\frac{1}{\lambda^2}(\alpha^2+\beta^2)\widetilde{U} + k^2\widetilde{U}\right)e^{-2i\pi(xy+yv)} = 0 \tag{4.18}$$

soit,

$$\frac{\partial^2\widetilde{U}}{\partial z^2} + \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right)^2(1-\alpha^2-\beta^2)\widetilde{U} = 0 \tag{4.19}$$

Compte tenu de la définition de γ, on peut finalement noter que $\widetilde{U}(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}, z)$ vérifie l'équation suivante :

$$\frac{\partial^2 \widetilde{U}}{\partial z^2} + \gamma^2 k^2 \widetilde{U} = 0 \tag{4.20}$$

Une solution élémentaire de l'équation du second degré écrite ci-dessus se note de la façon suivante :

$$\widetilde{U}\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}, z\right) = \widetilde{U}\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}, 0\right) e^{ik\gamma z} \tag{4.21}$$

En prenant la transformée de Fourier inverse de l'équation précédente, on obtient finalement :

$$U(x, y, z) = TF^{-1}\left[\widetilde{U}\left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}, 0\right) e^{ik\gamma z}\right] \tag{4.22}$$

Pour alléger les notations, on considère dans la suite $\vec{r} = (x, y)$ et $\vec{\sigma} = (\mu, \nu) = \left(\frac{\alpha}{\lambda}, \frac{\beta}{\lambda}\right)$. Ainsi, on peut écrire l'équation précédente sous la forme suivante :

$$U(\vec{r}, z) = TF^{-1}\left[\widetilde{U}(\vec{\sigma}, 0) e^{ik\gamma z}\right] \tag{4.23}$$

De plus, on note généralement le terme de déphasage $\widetilde{h}(\vec{\sigma}, z) = e^{ik\gamma z} = e^{ikz\sqrt{1-\lambda^2\sigma^2}}$ et on l'appelle fonction de transfert de l'espace libre. Cela nous donne finalement l'expression suivante de $U(\vec{r}, z)$:

$$U(\vec{r}, z) = TF^{-1}\left[\widetilde{U}(\vec{\sigma}, 0)\widetilde{h}(\vec{\sigma}, z)\right] \tag{4.24}$$

A partir de là, on peut constater que connaissant le spectre angulaire $\widetilde{U}(\vec{\sigma}, 0)$, pour évaluer le champ $U(\vec{r}, z)$ propagé à la distance z quelconque il faut alors multiplier chaque terme du spectre angulaire par un terme de déphasage lié à la propagation suivant z, puis calculer la transformée de Fourier inverse de ce résultat. Ces différentes étapes sont résumées à la Fig. 4.13.

Cette méthode n'est toutefois valable que si le milieu diffractant est linéaire, isotrope et homogène, et si l'ouverture est suffisamment grande par rapport à la longueur d'onde.

Espace réel	$U(\vec{r},0)$		$U(\vec{r},z)$
	$\downarrow$ TF		$\uparrow$ TF^{-1}
Espace réciproque	$\widetilde{U}(\vec{\sigma},0)$	$\xrightarrow{\quad}$ x $\widetilde{h}(\vec{\sigma},z)$ $= e^{ik\gamma z}$ $= e^{ikz\sqrt{(1-\lambda^2\sigma^2)}}$	$\widetilde{U}(\vec{\sigma},z)$

Figure 4.13 – Principe de calcul de l'amplitude $U(\vec{r},z)$ diffractée à une distance z à l'aide de la fonction de transfert de l'espace libre $\widetilde{h}(\vec{\sigma},z)$.

De plus, la surface diffractante et la surface de calcul doivent être planes et parallèles. Dans le cas général, on aura plutôt recours à une description mathématique du principe de Huygens-Fresnel. Je propose de développer ce point dans la partie suivante.

4.2.3 Du principe de Huygens-Fresnel à l'équation de Rayleigh-Sommerfeld

Dans cette partie, je vais dans un premier temps introduire le principe de Huygens-Fresnel. Je développerai ensuite une formulation mathématique de ce principe de Huygens-Fresnel, il s'agit de l'intégrale de la diffraction de Rayleigh-Sommerfeld. Celle-ci est très intéressante pour étudier la propagation et la diffraction de la lumière dans un milieu linéaire, homogène et isotrope.

D'abord, en intégrant dans l'Eq. 4.9 l'expresion de $\widetilde{U}(\vec{\sigma},z)$ donnée par l'Eq. 4.21 ci-dessus, on peut noter :

$$U(\vec{r},z) = \int \widetilde{U}(\vec{\sigma},0)e^{ik\gamma z}e^{2i\pi\vec{r}.\vec{\sigma}}d\vec{\sigma} \tag{4.25}$$

Pour la suite, il est commode de noter $h(\vec{r},z)$ la transformée de Fourier inverse de $e^{ik\gamma z}$:

$$h(\vec{r},z) = TF^{-1}[e^{ik\gamma z}] \tag{4.26}$$

Autrement dit, $e^{ik\gamma z}$ peut être écrit comme la transformée de Fourier directe de $h(\vec{r}, z)$:

$$e^{ik\gamma z} = TF[h(\vec{r}, z)] \tag{4.27}$$

c'est-à-dire,

$$e^{ik\gamma z} = \int h(\vec{r}, z) e^{-2i\pi \vec{r}.\vec{\nu}} d\vec{r} \tag{4.28}$$

On peut alors utiliser cette expression de $e^{ik\gamma z}$ dans l'Eq. 4.23 :

$$U(\vec{r}, z) = \int\int A(\vec{\nu}, 0) h(\vec{r_0}, z) e^{-2i\pi(\vec{r}-\vec{r_0}).\vec{\nu}} d\vec{\nu} d\vec{r_0} \tag{4.29}$$

Ainsi,

$$U(\vec{r}, z) = \int h(\vec{r_0}, z) U(\vec{r} - \vec{r_0}, 0) d\vec{r_0} \tag{4.30}$$

On reconnait ici l'expression d'un produit de convolution. $U(\vec{r}, z)$ peut alors aussi se noter sous la forme suivante :

$$U(\vec{r}, z) = \int U(\vec{r_0}, 0) h(\vec{r} - \vec{r_0}, z) d\vec{r_0} \tag{4.31}$$

L'équation ci-dessus correspond à l'expression du principe de Huygens-Fresnel : l'amplitude $U(\vec{r}, z)$ dans le plan z correspond à une superposition linéaire d'ondes secondaires $h(\vec{r} - \vec{r_0}, z)$ pondérées par l'amplitude $U(\vec{r_0}, 0)$ à l'origine.

Dans la pratique, par le calcul on peut montrer que $h(\vec{r}, z)$, défini comme la transformée de Fourier inverse de $e^{ik\gamma z}$, s'écrit sous la forme suivante, avec $l_0 = \sqrt{r^2 + z^2}$:

$$h(\vec{r}, z) = \frac{1}{\lambda} \left(\frac{1}{kl_0} - i \right) \frac{z}{l_0} \frac{e^{ikl_0}}{l_0} \tag{4.32}$$

En remplaçant $h(\vec{r}, z)$ dans l'Eq. 4.31, et en introduisant le paramètre $l = \sqrt{z^2 + |\vec{r} - \vec{r_0}|^2}$, on peut alors noter $U(\vec{r}, z)$ comme suit :

$$U(\vec{r}, z) = \frac{1}{\lambda} \int U(\vec{r_0}, z) \left(\frac{1}{kl} - i \right) \frac{z}{l^2} e^{ikl} d\vec{r_0} \tag{4.33}$$

On note ensuite z sous la forme $z = l\cos\theta$. Nous définirons discuterons de l'angle θ dans la partie suivante.

Ainsi, on obtient finalement l'expression suivante correspondant à l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld, formulation mathématique du principe de Huygens-Fresnel donné à l'Eq. 4.31 :

$$U(\vec{r}, z) = \frac{-1}{2\pi}\int U(\vec{r_0}, z)(\frac{ik}{l} - \frac{1}{l^2})\cos\theta e^{ikl} d\vec{r_0} \tag{4.34}$$

C'est à partir de cette formule que je propose de travailler dans la suite afin d'estimer théoriquement la qualité image d'un système optique d'imagerie tel que ceux que nous avons proposés dans les parties 3.3.3 et 3.3.4. Nous verrons que certaines hypothèses seront introduites de façon à simplifier l'expression de l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld et permettre son calcul numérique.

4.2.4 Application à un système d'imagerie

Dans cette partie, je considère un système optique d'imagerie donné. Le plan $z = 0$, que je note Π_0, peut correspondre au plan de la pupille de sortie du système défini pour un angle de champ et une longueur d'onde donnés. Je note M_0 un point de coordonnées $(\xi_0, \eta_0, 0)$ dans le plan Π_0. Je considère de plus le plan $z = D$, que je note Π, et qui est le plan image correspondant au plan du détecteur. Je note P le point dans le plan Π auquel on souhaite estimer la qualité image. Les deux plans Π et Π_0 ainsi définis, ainsi que les points M_0 et P, sont illustrés à la Fig. 4.14.

La distance l est la distance exacte depuis M_0 jusqu'à P. θ est l'angle formé entre le vecteur $\overrightarrow{M_0P}$ et la normale au plan Π_0 prise en M_0. En supposant que la distance l est très grande devant la longueur d'onde λ, l'Eq. 4.34 peut alors se simplifier et se noter sous la forme :

$$U(P) = \frac{1}{j\lambda}\int\int_{M_0\in\Pi_0} U(M_0)\frac{e^{jkl}}{l}\cos\theta d\xi_0 d\eta_0 \tag{4.35}$$

D'autres simplifications peuvent être introduites. D'abord, dans le cadre de l'approximation paraxiale les rayons diffractés sont considérés comme faisant un petit angle par rapport à l'axe optique. Le terme $cos(\theta)$ de l'Eq. 4.35 peut alors être pris comme étant

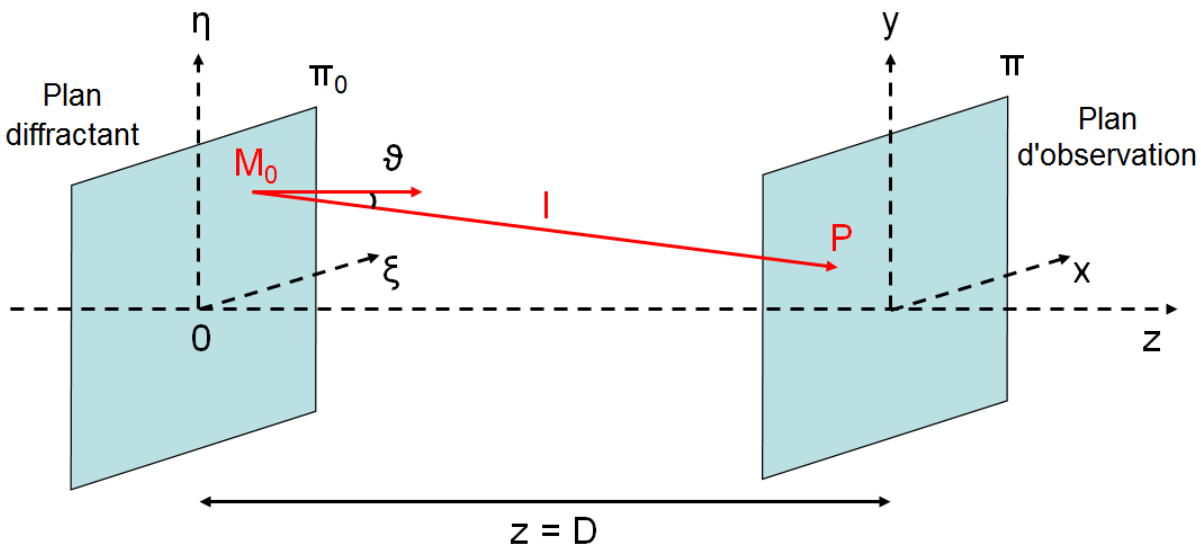

Figure 4.14 – Notations utilisées pour calculée l'amplitude diffractée par un plan Π_0 en un point P situé dans un plan Π.

égal à 1. D'autre part, les variations de la distance $l = \overline{M_0P}$ au dénominateur peuvent être considérées comme étant négligeables. Ainsi, il est commode de prendre l au dénominateur comme étant égal à la distance sur l'axe D. Le terme l apparaissant dans le terme exponentiel du numérateur ne peut par contre pas être simplifié étant donné qu'une faible variation de l va rapidement devenir critique. En effet, $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ étant de l'ordre de $1\mu m^{-1}$ pour une longueur d'onde infrarouge, une faible variation de l de l'ordre du micromètre ou du nanomètre peut déjà avoir un impact significatif sur l'évaluation du terme exponentiel.

Compte-tenu des différentes hypothèses que je viens de mentionner, l'amplitude complexe en un point P dans le plan Π diffractée par le plan Π_0 peut s'écrire :

$$U(P) = \frac{1}{j\lambda D} \int\int_{M_0 \in \Pi_0} U(M_0) e^{jk\overline{M_0P}} d\xi_0 d\eta_0 \tag{4.36}$$

On introduit maintenant le point P_R, correspondant au point image idéal dans le plan image Π du système considéré. Si ce système était dénué d'aberrations, le front d'onde sortant de la pupille de sortie serait un front d'onde parfaitement sphérique convergeant au point P_R dont les coordonnées dans le plan image sont notées (x_R, y_R, D). En particulier, nous considérons la sphère de référence S_R centrée sur ce point P_R, et de rayon P_RO où O est l'intersection du plan de la pupille de sortie avec l'axe optique. Cette sphère est

représentée sur la Fig. 4.15.

A cause des aberrations induites par le système optique réel, le front d'onde réel a tendance à s'écarter du front d'onde sphérique idéal et chaque rayon sortant de la pupille de sortie va passer en un point P' dans le plan image différent du point image idéal P_R. L'écart entre ce front d'onde réel Σ et le front d'onde idéal S_R est noté Δ et correspond à ce qu'on appelle l'écart normal d'aberration. Il s'agit d'une grandeur particulièrement importante pour la suite de nos calculs.

En fait, par définition un rayon donné issu d'un point M_0 quelconque de coordonnées $(\xi_0, \eta_0, 0)$ dans le plan de la pupille de sortie et passant par un point P' dans le plan image, va couper perpendiculairement le front d'onde réel Σ. Ce rayon va de plus intercepter le front d'onde réel Σ en un point noté M_Σ différent du point M_R (voir Fig. 4.15). L'écart normal d'aberration Δ défini au point M_0 dans la pupille de sortie correspond à l'erreur de chemin optique $\overline{M_R M_\Sigma}$ accumulée du point M_R au point M_Σ par le rayon venant de M_0. Notons que les chemins optiques sont pris positifs dans la direction de la lumière.

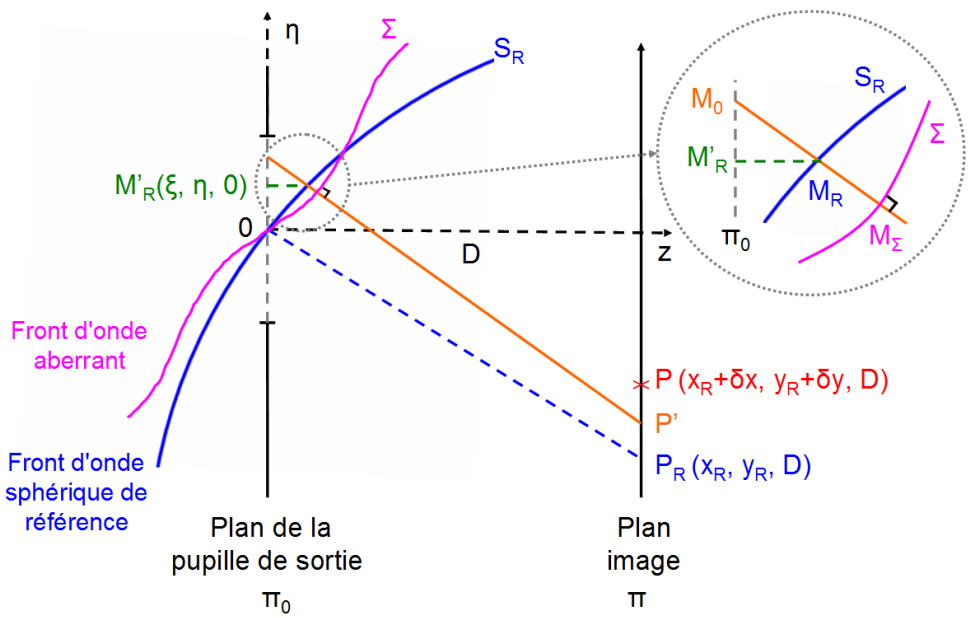

Figure 4.15 – Mise en évidence de l'écart entre le front d'onde réel aberrant Σ et le front d'onde idéal sphérique S_R.

En utilisant l'Eq. 4.36 et en supposant le front d'onde constant à travers la pupille, l'amplitude complexe diffractée au point P de coordonnées $(x_R + \delta x, y_R + \delta y, D)$ dans le

plan image et situé autour de P_R, est donnée par :

$$U(P) = \frac{A}{j\lambda D} \int\int_{M_0 \in \Pi_0} e^{j\phi(M_0)} e^{jk\overline{M_0 P}} d\xi_0 d\eta_0 \tag{4.37}$$

De plus, sachant que l'écart normal en un point donné M_0 du plan Π_0 s'exprime comme étant $\Delta = \overline{M_R M_\Sigma}$, on peut aussi le noter de la façon suivante :

$$k\Delta = k\overline{M_R M_0} + k\overline{M_0 M_\Sigma} \tag{4.38}$$

où $\overline{M_R M_0}$ est le chemin optique accumulé de M_R à M_0 le long du rayon venant de M_0, et $\overline{M_0 M_\Sigma}$ est le chemin optique accumulé depuis M_0 jusqu'à M_Σ. L'Eq. 4.38 ci-dessus peut également s'écrire de la façon suivante :

$$k\Delta = k\overline{M_R M_0} + \phi(M_\Sigma) - \phi(M_0) \tag{4.39}$$

où $\phi(M_\Sigma)$ et $\phi(M_0)$ correspondent à l'expression de la phase respectivement en M_Σ et en M_0. M_Σ et O appartenant au même front d'onde Σ, la phase en M_Σ et celle en O sont les mêmes. Ainsi $\phi(M_\Sigma) = \phi(O)$ et l'on note alors :

$$\phi(M_0) = k\overline{M_R M_0} + \phi(O) - k\Delta \tag{4.40}$$

En remplaçant $\phi(M_0)$ dans l'Eq. 4.37, on obtient :

$$U(P) = \frac{A}{j\lambda D} \int\int_{M_0 \in \Pi_0} e^{jk\overline{M_R M_0}} e^{j\phi(O)} e^{-jk\Delta} e^{jk\overline{M_0 P}} d\xi_0 d\eta_0 \tag{4.41}$$

c'est-à-dire,

$$U(P) = \frac{A e^{j\phi(O)}}{j\lambda D} \int\int_{M_0 \in \Pi_0} e^{-jk\Delta} e^{jk\overline{M_R P}} d\xi_0 d\eta_0 \tag{4.42}$$

Dans la suite, on note S la sphère passant par le centre O de la pupille de sortie et centrée sur le point P dans le plan image. Le rayon passant par les points M_0, M_R et P' coupe la sphère S en un point noté M. De plus l'intersection de la droite $M_R P$ avec la sphère S est notée M' (voir Fig. 4.16).

Le chemin optique $\overline{M_R P}$ peut être remplacé par l'expression suivante faisant intervenir le point M' :

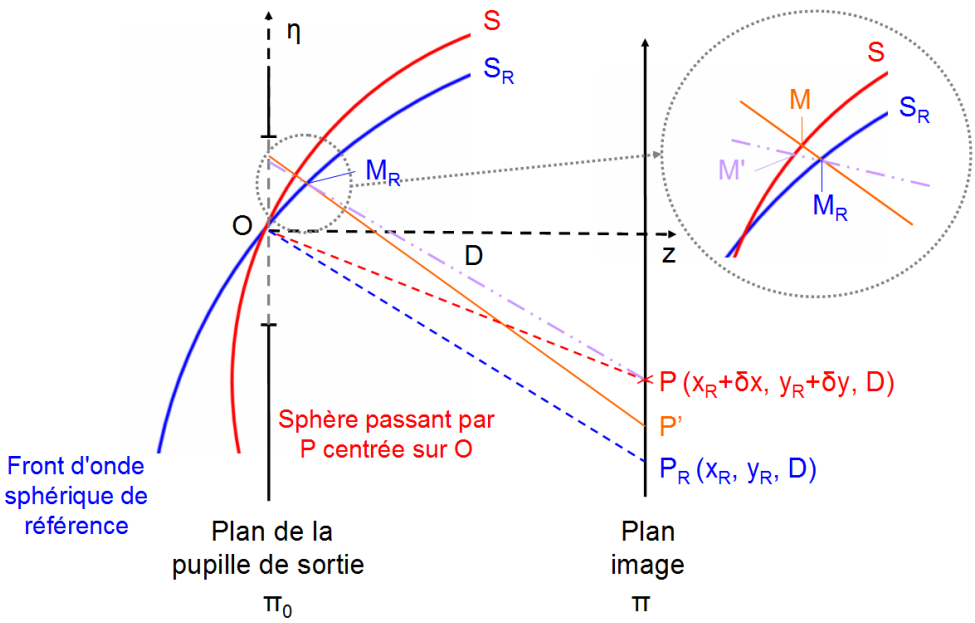

Figure 4.16 – Schéma montrant la sphère S centrée sur le point P dans le plan image et son intersection M et M' avec les rayons M_RP' et M_RP, respectivement.

$$\overline{M_RP} = \overline{M_RM'} + \overline{M'P} \tag{4.43}$$

L'angle entre les droites (M_RM') et (M_RM) peut de plus être considéré comme étant suffisamment faible pour que l'on puisse raisonnablement écrire que $\overline{M_RM'} = \overline{M_RM}$. Les termes d'ordre supérieur sont en effet supposés négligeables. D'autre part, étant donné que M' et O appartiennent à la même sphère S centrée sur P, la distance algébrique $\overline{M'P}$ est en fait égale à la distance algébrique $\overline{OP}$. Ainsi, le chemin optique $\overline{M_RP}$ se note :

$$\overline{M_RP} = \overline{M_RM} + \overline{OP} \tag{4.44}$$

En remplaçant $\overline{M_RP}$ dans l'Eq. 4.42, nous pouvons écrire la relation suivante :

$$U(P) = \frac{Ae^{j\phi(O)}}{j\lambda D} e^{jk\overline{OP}} \int\int_{M_0 \in \Pi_0} e^{-jk\Delta} e^{jk\overline{M_RM}} d\xi_0 d\eta_0 \tag{4.45}$$

A ce stade du raisonnement, il va être utile de considérer le point M'_R correspondant à la projection du point M_R dans le plan Π_0 (voir Fig. 4.15). Ses coordonnées dans le plan Π_0 sont notées (ξ, η). Dans le cadre de l'approximation des petits angles, les rayons (M_0P) sortant de la pupille de sortie sont considérés suffisamment faiblement inclinés par

rapport à l'axe optique pour que M'_R soit contenu dans la même zone locale du plan de la pupille de sortie que celle définie par les points M_0.

Dans l'intégrale de l'Eq. 4.45, j'effectue un changement de variable. En effet, je remplace les variables (ξ_0, η_0) par les variables (ξ, η) [204]. Le déterminant de la matrice Jacobienne associée au changement de variables est supposé proche de 1 en raison de la faible inclinaison des rayons par rapport à l'axe. Ainsi, l'Eq 4.42 devient directement :

$$U(P) = \frac{Ae^{j\phi(O)}}{j\lambda D} e^{jk\overline{OP}} \int\int_{M'_R \in \Pi_0} e^{-jk\Delta} e^{jk\overline{M_R M}} d\xi d\eta \tag{4.46}$$

L'approximation de Fresnel nous permet de développer en série le terme de changement de sphère de référence $\overline{M_R M}$ contenu dans l'Eq. 4.46. En ne gardant que les termes du développement limité jusqu'à l'ordre 2, on peut montrer que :

$$\overline{M_R M} = -\frac{\xi \delta x + \eta \delta y}{D} \tag{4.47}$$

où $(\delta x, \delta y)$ sont les différences de coordonnées entre les points P et P_R dans le plan image Π prises suivant les directions x et y, respectivement (voir Fig. 4.15).

L'intégrale de diffraction se note alors de la façon suivante :

$$U(P) = \frac{Ae^{j\phi(O)}}{j\lambda D} e^{jk\overline{OP}} \int\int_{M'_R \in \Pi_0} e^{-jk\Delta} e^{-jk\frac{\xi\delta x + \eta\delta y}{D}} d\xi d\eta \tag{4.48}$$

Elle peut également s'écrire comme suit :

$$U(P) = \frac{Ae^{j\phi(O)}}{j\lambda D} e^{jk\overline{OP}} \int\int_{\mathbb{R}^2} p_0(\xi, \eta) e^{-jk\Delta} e^{-jk\frac{\xi\delta x + \eta\delta y}{D}} d\xi d\eta \tag{4.49}$$

où $p_0(\xi, \eta)$ correspond à la fonction caractéristique de la surface illuminée dans le plan Π_0 de la pupille de sortie, supposée uniformément éclairée avec une amplitude complexe $Ae^{j\phi(O)}$ à l'origine O.

On reconnait dans l'expression donnée par l'Eq. 4.49 la transformée de Fourier de la quantité $p_0(\xi, \eta)e^{-jk\Delta}$ que l'on appelle fonction pupille généralisée. L'amplitude complexe diffractée au point P dans le plan image peut être calculée comme ceci :

$$U(P) = \frac{Ae^{j\phi(O)}}{j\lambda D} e^{jk\overline{OP}} TF[p_0(\xi, \eta)e^{-jk\Delta}] \left(\frac{\vec{P_R P}}{\lambda D} \right) \tag{4.50}$$

La fonction d'étalement du point (généralement appelée *PSF* pour *Point Spread Function* en anglais) à la longueur d'onde λ est donnée par le module carré de l'amplitude complexe dans la pupille de sortie du système donné par l'Eq. 4.50.

$$PSF_{mono}(\lambda, P) = I(\lambda, P) = |U(\lambda, P)|^2 \tag{4.51}$$

En utilisant le raisonnement que j'ai présenté ci-dessus, la PSF polychromatique peut de plus être calculée à partir d'une sommation incohérente des amplitudes au carré monochromatiques estimées aux différentes longueurs d'onde de l'intervalle spectral d'étude. Notons que les différentes contributions monochromatiques contiennent un facteur important en $1/\lambda^2$.

La PSF constitue un paramètre important pour estimer la qualité image d'un système optique. La fonction de transfert de modulation (généralement appelée *FTM*) est un second critère important. On calculera la FTM, monochromatique ou polychromatique, à partir du module de la transformée de Fourier 2D de la PSF, respectivement monochromatique ou polychromatique.

En conclusion, pour un angle de champ et une longueur d'onde donnés, en connaissant l'expression de la fonction pupille généralisée dans le plan de la pupille de sortie, le modèle que j'ai présenté ci-dessus va nous permettre de prévoir les performances théoriques précises d'un imageur donné. Notre démarche s'applique à n'importe quel système optique. Dans la suite, je l'utilise afin d'estimer les performances théoriques d'un imageur grand champ composé d'une lentille de Fresnel d'ordre élevé.

4.3 Mise en oeuvre informatique

4.3.1 Introduction

A partir de l'analyse que je viens de décrire ci-dessus, j'ai mis en place un modèle informatique me permettant de prévoir les performances d'un imageur utilisant des lentilles landscape lens à base d'une lentille de Fresnel d'ordre élevé.

Ma démarche est basée en partie sur des considérations d'optique géométrique et

en partie sur des considérations d'optique physique diffractive. Dans cette partie je vais d'abord introduire la notion de quasi pupille. Je vais ensuite montrer qu'à l'aide du logiciel de conception optique Zemax j'ai codé une vraie surface de type Fresnel. Cela me permet alors de déterminer l'amplitude et la phase du champ électromagnétique dans le plan de la quasi pupille à partir d'un tracé de rayons précis. Je suppose que les effets de la diffraction sont négligeables depuis le plan de la pupille d'entrée jusqu'au plan de la quasi pupille. Ainsi, un tracé de rayons géométrique peut être envisagé depuis l'objet jusqu'à la quasi pupille. Puis, à partir de l'expression de la fonction pupille généralisée dans le plan de la quasi pupille considéré, la PSF est calculée en utilisant la théorie scalaire de la diffraction que j'ai développée ci-dessus (voir Eq. 4.50 et Eq. 4.51).

Le modèle informatique que je décris dans la suite sera appliqué au fur et à mesure au système optique infrarouge non refroidi domotique que j'ai proposé en 3.3.3.

4.3.2 Définition d'une quasi-pupille

Pour estimer la qualité image d'un système donné dans le plan image, si l'on applique directement l'Eq. 4.51 nous avons alors besoin de connaitre la distribution du champ dans le plan de la pupille de sortie.

En optique paraxiale, la pupille de sortie correspond à l'image de la pupille d'entrée. Notons que dans le cas de notre système landscape lens, la pupille d'entrée est confondue avec le diaphragme d'entrée. Néanmoins, lorsqu'on étudie un système optique très grand champ on s'écarte du cadre paraxial.

Rigoureusement, la position du plan de la pupille de sortie va être donnée par l'intersection du rayon principal image avec l'axe optique. Elle est ainsi définie pour un angle de champ particulier et une longueur d'onde particulière. Elle doit alors être recalculée dès que l'angle de champ θ ou la longueur d'onde λ varie.

A la Fig. 4.17 je montre le plan de la pupille de sortie de la caméra domotique que je propose dans la partie 3.3.3, pour un angle de champ de 30° et pour une longueur d'onde de 10μm. Notons que notre système étant quasi-télécentrique, le rayon principal image est quasi orthogonal au plan du détecteur et la pupille de sortie est alors rejetée proche de l'infini. En plus, comme nous l'avons mentionné, celle-ci change lorsque l'angle de champ

ou la longueur d'onde est modifié. Ce point est très important car il mène nécessairement à une mise en oeuvre informatique laborieuse. Je propose néanmoins dans cette partie de définir une quasi pupille qui va nous permettre de simplifier les calculs.

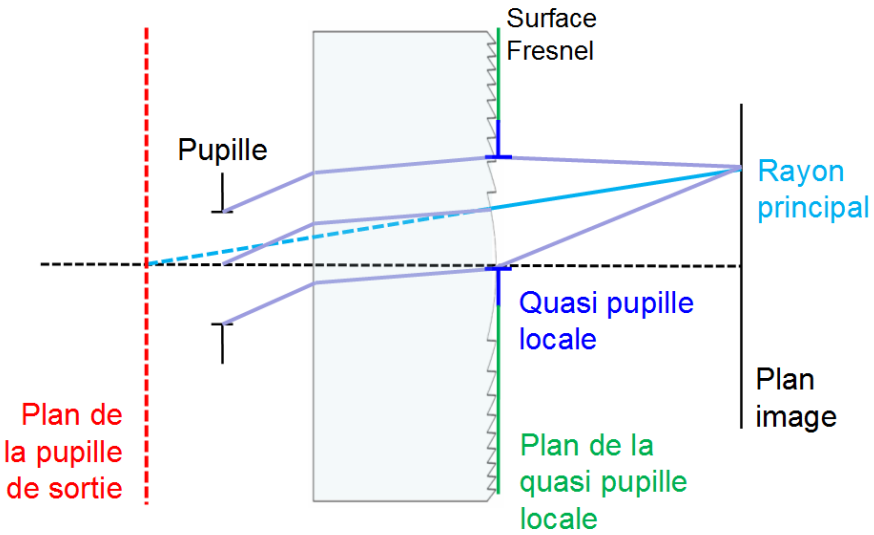

Figure 4.17 – Illustration de la quasi pupille considérée pour le calcul de la fonction pupille généralisée. Sa position axiale est définie par la tangente à la surface de Fresnel. Elle est fixée pour n'importe quelle longueur d'onde et n'importe quel angle de champ objet. La position de la quasi pupille varie uniquement suivant la direction du champ quand l'angle d'observation varie.

En reprenant l'Eq. 4.34 page 200, nous constatons que si l'amplitude complexe du champ électromagnétique est connue dans un plan donné, elle peut alors être calculée dans n'importe quel autre plan par propagation dans l'espace libre. Ainsi, pour simplifier la mise en oeuvre de notre modèle, le calcul de la fonction pupille généralisée peut être fait non pas dans le plan de la pupille de sortie, mais plutôt dans la quasi pupille locale située dans le plan tangent à la surface de Fresnel (voir Fig. 4.17). Hopkins a d'ailleurs montré dans la Réf. [204] qu'une importante flexibilité existe dans le choix d'un plan pupille à partir duquel sera appliquée la théorie de la diffraction. En choisissant la quasi pupille locale que j'ai définie, la position axiale du plan dans lequel est estimée la fonction pupille généralisée est fixée pour toute longueur d'onde et tout champ objet. Cela permet une grande souplesse dans le calcul des performances théoriques. Seule la position latérale de la quasi pupille suivant la direction du champ varie lorsque l'angle de champ est modifié.

4.3.3 Codage d'un profil Fresnel précis sous Zemax

La première étape dans la mise en oeuvre de mon modèle théorique a consisté à implémenter sous le logiciel Zemax une surface adéquate décrivant le profil exact d'une lentille de Fresnel.

Le profil d'une lentille asphérique quelconque est décrit par l'équation suivante :

$$z_{asph}(r) = \frac{cr^2}{1+\sqrt{(1-(1+k)c^2r^2)}} + \alpha_1 r^4 + \alpha_2 r^6 ... \tag{4.52}$$

Dans l'Eq. 4.52 l'axe optique est supposé confondu avec l'axe z. De plus, r est la distance depuis l'axe optique, c est la courbure, k est la conicité, et les α_i sont les coefficients d'asphérisation.

A partir de cette définition, l'équation générale d'un profil de Fresnel gravé sur un substrat plan est alors donnée par :

$$z_{Fresnel}(r) = z_{asph}(r) \mod H_{Fresnel} \tag{4.53}$$

où mod est l'opération modulo, et $H_{Fresnel}$ est la profondeur de gravure du profil de Fresnel.

Zemax ne proposant pas par défaut une telle surface, j'ai alors implémenté sous Zemax une *User Defined Surface* dont le profil est directement décrit par l'Eq. 4.53 ci-dessus. Dans la fenêtre éditeur de Zemax, nous pouvons ensuite fixer les paramètres optiques (c, k, et les α_i) ainsi que la profondeur de gravure ($H_{Fresnel}$) de la surface Fresnel que nous souhaitons coder.

La Fig. 4.18 montre par exemple 3 cartes de profils en 2 dimensions codés par Zemax grâce à la surface que j'ai implémentée. Je montre là le profil de la lentille de Fresnel en silicium de la caméra domotique que je propose. Pour l'illustration, je montre les cartes de profils 2D pour une profondeur de gravure de 20μm (Fig. 4.18.a), 50μm (Fig. 4.18.b), ou 80μm (Fig. 4.18.c). Dans la pratique, je rappelle que nous avons choisi une profondeur de gravure de 50μm. Les gravures de la lentille de Fresnel sont bien visibles sur les différentes figures. Si l'on n'avait pas implémenté de DLL, la surface "Fresnel" proposée par

défaut par Zemax aurait considéré un élément infiniment mince ne tenant pas compte des discontinuités.

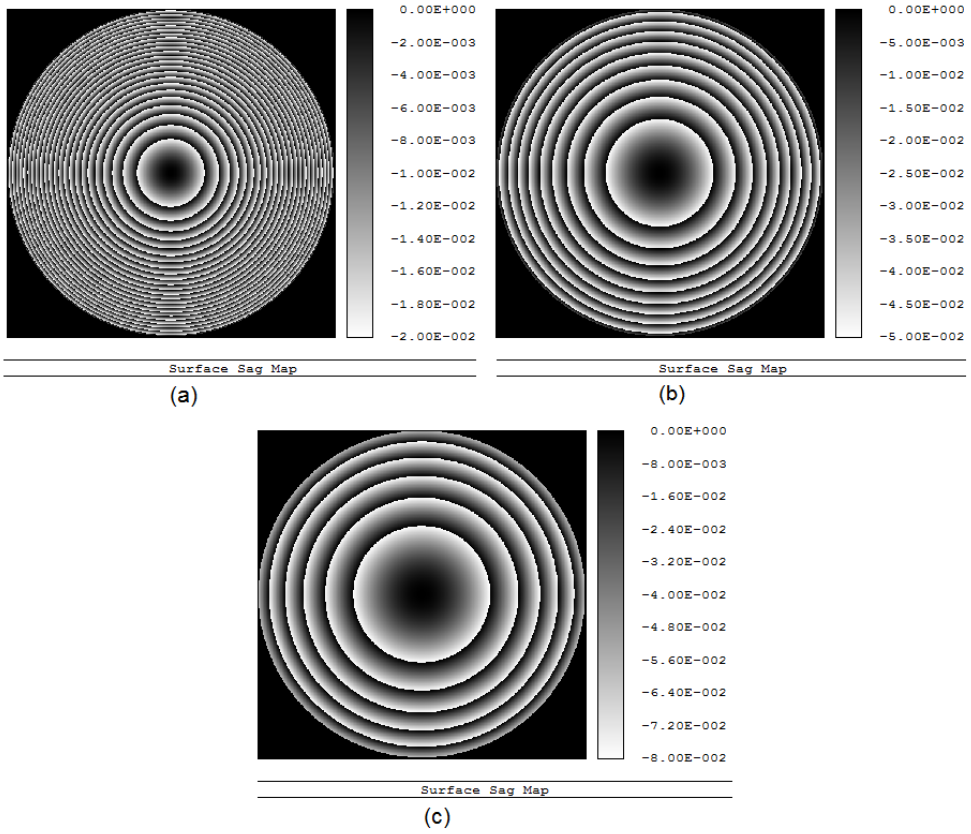

Figure 4.18 – Carte 2D du profil de surface d'une lentille de Fresnel en silicium de gravure 20μm (a), 50μm (b), ou 80μm (c) obtenue grâce à l'implémentation sous Zemax d'une surface adéquate. La barre de couleurs est définie en mm.

4.3.4 Tracé de rayons sous Zemax jusqu'à la quasi pupille

Dans cette partie, notre objectif est d'exprimer la fonction pupille généralisée dans le plan de la quasi pupille pour un angle de champ particulier θ et une longueur d'onde particulière λ.

Pour cela, j'ai développé sous Zemax une *extension* qui me permette de tracer une matrice de rayons depuis le plan du diaphragme jusqu'à la quasi pupille locale. Les rayons ainsi tracés sont définis de façon à être régulièrement espacés suivant une grille carrée dans le plan du diaphragme, qui est aussi le plan de la pupille d'entrée dans le cas d'une architecture landscape lens. L'extension que j'ai mise en place me retourne les positions

d'impact des rayons dans le plan du diaphragme et celles dans celui de la quasi pupille, qui là sont non régulières. Elle me donne également les chemins optiques associés dans le plan de la quasi pupille. Je récupère toutes ces données et je les traite dans un programme séparé.

Par exemple, à la Fig. 4.19 je montre la distribution irrégulière d'une grille de 261x261 rayons dans la quasi pupille locale appliquée à notre caméra domotique, pour un couple $(\theta, \lambda) = (50°, 10\mu m)$. Sur cette figure, je tiens compte de la forme circulaire réelle de la pupille. De plus, remarquons que les effets d'ombrage sont clairement visibles. En effet certaines zones de la quasi pupille, situées à niveau des discontinuités de la surfaces Fresnel, ne sont pas éclairées. Notons que la taille des zones d'ombre a tendance à augmenter à mesure que la distance à l'axe optique augmente.

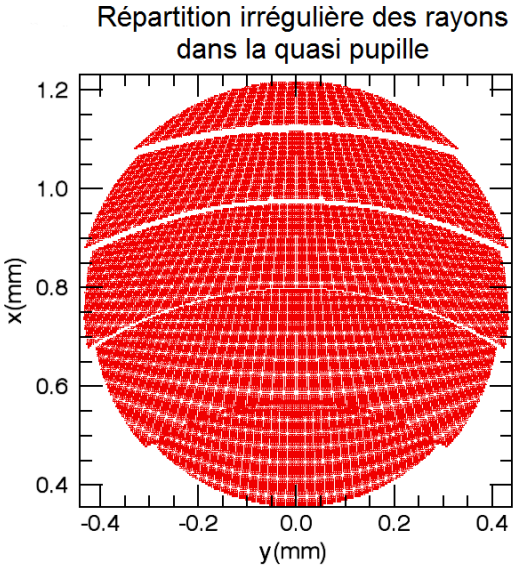

Figure 4.19 – Échantillonnage irrégulier des rayons dans la quasi pupille locale de la caméra domotique, $(\theta, \lambda) = (50°, 10\mu m)$.

Les chemins optiques calculés par Zemax sont en fait par défaut estimés depuis un plan perpendiculaire à l'axe optique et tangent à la surface d'entrée du système, qui dans notre cas correspond au plan du diaphragme. Pour avoir les chemins optiques référencés par rapport à un plan où la phase de l'onde incidente inclinée est constante, nous devons prendre en compte la distance de chemin optique accumulée depuis une surface d'onde de l'onde incidente jusqu'à n'importe quel plan d'entrée parallèle au plan de référence de

Zemax donc perpendiculaire à l'axe optique.

Dans la suite, je note alors $[\mathcal{L}_{tilt}(y_e)]$ la distance de chemin optique depuis une surface d'onde de l'onde incidente inclinée passant par le centre de la pupille d'entrée, jusqu'au point M_e de coordonnées (x_e, y_e) dans le plan du diaphragme. Mathématiquement, elle s'exprime sous la forme suivante :

$$[\mathcal{L}_{tilt}(y_e)] = y_e sin(\theta) \tag{4.54}$$

où le vecteur d'onde incident est supposé contenu dans le plan (yz) perpendiculaire à la pupille d'entrée. y_e est la coordonnée du point M_e dans le plan de la pupille d'entrée. Enfin, θ est l'angle entre l'axe optique et le rayon incident en M_e sur la pupille d'entrée. Le point M_e correspond à l'intersection avec le plan du diaphragme d'un rayon tracé par Zemax. Les positions y_e sont extraites de Zemax pour une grille de rayons.

Considérons que le rayon passant par M_e dans le plan du diaphragme coupe la quasi pupille en un point noté M_0. Zemax nous donne alors les positions des points M_0 dans la quasi pupille, ainsi que les chemins optiques associés référencés par rapport à un plan entrant perpendiculaire à l'axe optique. La distance de chemin optique $[\mathcal{L}(M_0)]$ depuis une surface d'onde de l'onde incidente jusqu'au point M_0 dans la quasi pupille s'écrit alors :

$$[\mathcal{L}(M_0)] = [\mathcal{L}_{tilt}(y_e)] + [\mathcal{L}_{Zemax}(M_0)] \tag{4.55}$$

où $[\mathcal{L}_{tilt}(y_e)]$ est calculé via l'Eq. 4.54 et $[\mathcal{L}_{Zemax}(M_0)]$ est le chemin optique extrait de Zemax calculé depuis le plan du diaphragme jusqu'à M_0 dans la quasi pupille.

Grâce au programme que j'ai implémenté, les positions des rayons dans la quasi pupille et les chemins optiques correspondants ainsi calculés à l'aide de l'Eq. 4.55 sont ensuite interpolés suivant une grille régulière dans la quasi pupille. Pour ne pas alourdir les notations, dans la suite je garde M_0 pour désigner les points régulièrement espacés dans la quasi pupille auxquels l'interpolation est effectuée.

A la Fig. 4.20 je montre la carte de chemins optiques dans la quasi pupille de notre caméra domotique estimée à l'aide de l'Eq. 4.55 puis interpolée sur une grille régulière,

toujours pour un couple $(\theta, \lambda) = (50°, 10\mu m)$. Les effets d'ombrage et la forme circulaire du diaphragme sont pris en compte. En effet, je porte à 0 les chemins optiques des rayons tapant les zones d'ombre et ceux des rayons coupés par le diaphragme. Ils sont représentés en violet sur la Fig. 4.20.

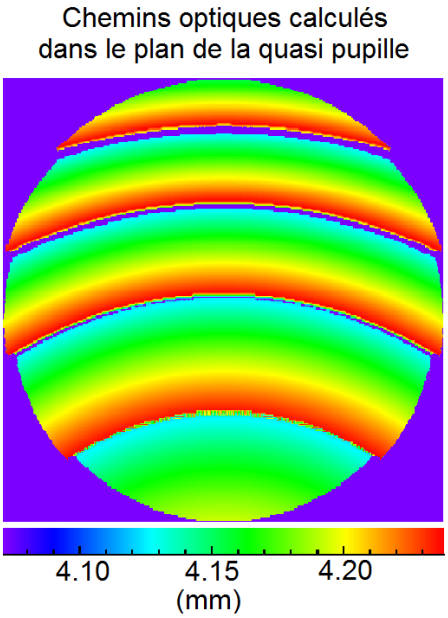

Figure 4.20 – Chemins optiques dans la quasi pupille de notre caméra domotique en supposant $(\theta, \lambda) = (50°, 10\mu m)$. Les chemins optiques sont référencés par rapport à l'objet. La forme circulaire du diaphragme et les effets d'ombrage sont pris en compte.

Pour un couple (θ, λ) donné, considérons maintenant le rayon principal issu du centre de la quasi pupille noté O'. Il coupe le plan image en un point P_R de coordonnées (x_R, y_R, D) où idéalement toute la lumière devrait converger si le système était parfait. En utilisant les notations de la partie 4.2, les aberrations seront référencées par rapport à la sphère de référence S_R de rayon R centrée sur le point P_R ainsi défini et passant par le centre de la quasi pupille O'. Le rayon venant de l'objet et passant par M_0 dans la quasi pupille intercepte la sphère de référence en un point noté M_R. Son intersection avec le front d'onde aberrant Σ est notée M_Σ et celle avec le plan image est notée P'. Toutes les notations utiles sont illustrées à la Fig. 4.21.

Notons que le front d'onde Σ passe à la fois par O' et M_Σ. Les chemins optiques en ces deux points depuis l'objet sont donc égaux. De plus, notons également que le trajet du rayon depuis M_0 jusqu'à M_Σ se fait dans l'air dont l'indice est pris égal à 1. Ainsi, je

peux noter la relation suivante :

$$\overline{M_\Sigma M_0} = [\mathcal{L}(M_0)] - [\mathcal{L}(M_\Sigma)] \tag{4.56}$$

soit,

$$\overline{M_\Sigma M_0} = [\mathcal{L}(M_0)] - [\mathcal{L}(O')] \tag{4.57}$$

où $\overline{M_\Sigma M_0}$ est la distance algébrique de M_Σ à M_0 le long du rayon issu de M_0 dans la quasi pupille. $[\mathcal{L}(M_0)]$, $[\mathcal{L}(M_\Sigma)]$ et $[\mathcal{L}(O)]$ sont les distances de chemins optiques depuis un plan d'équi phase de l'onde incidente jusqu'au point M_0, M_Σ ou O, respectivement.

$[\mathcal{L}(M_0)]$ est calculée à partir de l'Eq. 4.55. Ainsi, les distances de chemins optiques estimés à l'aide de l'Eq. 4.57 correspondent, à un facteur constant près, à la distance algébrique $\overline{M_\Sigma M_0}$.

Pour estimer l'écart normal d'aberrations Δ, l'étape suivante de la modélisation consiste à déterminer le chemin optique $\overline{M_R M_0}$. En effet, en connaissant $\overline{M_R M_0}$ et $\overline{M_\Sigma M_0}$ nous pourrons alors en déduire l'écart normal d'aberrations $\Delta = \overline{M_R M_\Sigma}$:

$$\Delta = \overline{M_R M_\Sigma} = \overline{M_R M_0} - \overline{M_\Sigma M_0} \tag{4.58}$$

Je note N l'intersection de la droite $(M_0 P_R)$, qui ne correspond pas un rayon optique, avec la sphère de référence S_R (voir Fig. 4.21). D'un point de vue pratique, en négligeant les termes du second ordre, les distances algébriques $\overline{M_R M_0}$ et $\overline{N M_0}$ peuvent être considérées égales. Ainsi, nous pouvons écrire la relation suivante :

$$[\mathcal{L}_{sphref}(M_0)] = \overline{M_R M_0} \simeq \overline{N M_0} \tag{4.59}$$

c'est-à-dire,

$$[\mathcal{L}_{sphref}(M_0)] = \overline{N P_R} - \overline{M_0 P_R} \tag{4.60}$$

$[N P_R]$ étant un rayon de la sphère de référence, la distance $\overline{N P_R}$ est égale à R. De plus, en appliquant le théorème de Thalès nous pouvons exprimer la distance $\overline{M_0 P_R}$. On obtient ainsi :

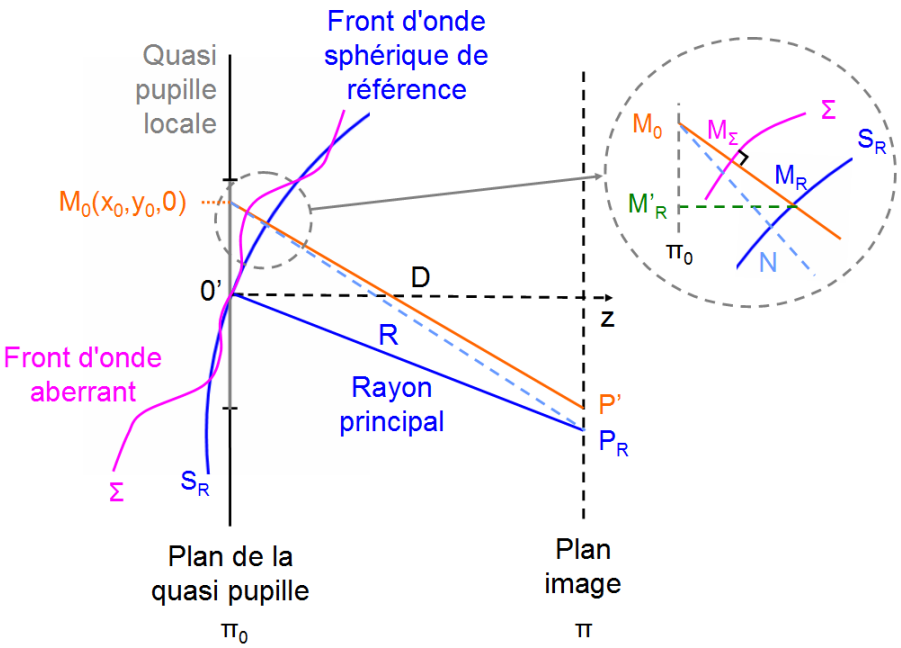

Figure 4.21 – Illustrations des notations utilisées dans cette partie pour calculer $\overline{M_R M_0}$.

$$[\mathcal{L}_{sphref}(M_0)] = R - \sqrt{(x_0 - x_R)^2 + (y_0 - y_R)^2 + D^2} \tag{4.61}$$

où D est la distance sur l'axe entre la quasi pupille et le plan image, R est le rayon de la sphère de référence, (x_R, y_R, D) sont les coordonnées de P_R dans le plan image, et $(x_0, y_0, 0)$ sont les coordonnées des points M_0 régulièrement espacés dans le plan de la quasi pupille.

Finalement, l'écart normal d'aberrations Δ dans le plan de la quasi pupille est calculé à partir de la relation suivante :

$$\begin{aligned} \Delta &= \overline{M_R M_0} - \overline{M_\Sigma M_0} \\ &= [\mathcal{L}_{sphref}(M_0)] - ([\mathcal{L}(M_0)] - [\mathcal{L}(0')]) \\ &= OPD + [\mathcal{L}(0')] \end{aligned} \tag{4.62}$$

où OPD est le chemins optiques dans la quasi pupille référencé par rapport à la sphère de référence,

$$OPD = [\mathcal{L}_{sphref}(M_0)] - [\mathcal{L}(M_0)] \tag{4.63}$$

En soustrayant $[\mathcal{L}_{sphref}(M_0)]$ donné par l'Eq. 4.61 à $[\mathcal{L}(M_0)]$ donné par l'Eq. 4.55, nous obtenons ainsi, à un facteur constant $[\mathcal{L}(0')]$ près, l'expression de l'écart normal d'aberrations Δ.

Cette quantité est ensuite convertie une différence de phase définie pour une longueur d'onde : $\phi = 2\pi/\lambda$.

La Fig. 4.22 montre la différence de phase ainsi estimée pour notre caméra domotique et dans le cas $(\theta, \lambda) = (50°, 10\mu m)$. Notons que de telles aberrations ne présentent pas un problème si chaque saut de phase correspond à un multiple entier de fois 2π.

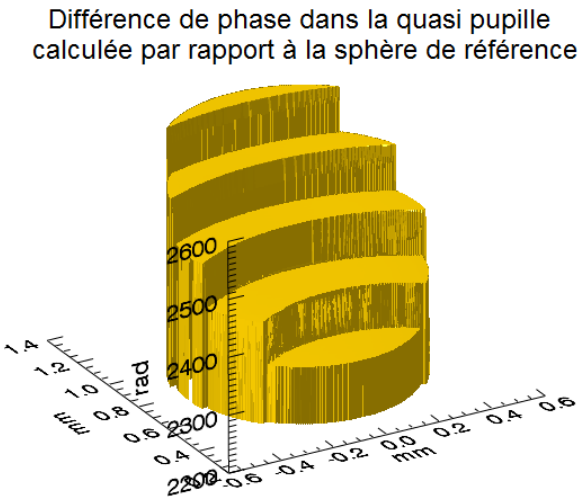

Figure 4.22 – Déphasage dans la quasi pupille pris par rapport à la sphère de référence pour notre caméra domotique, pour $(\theta, \lambda) = (50°, 10\mu m)$.

Pour un angle de champ et une longueur d'onde donnés, la différence de phase dans le plan de la quasi pupille me permet ensuite de calculer l'expression de la fonction pupille généralisée. Le module de la fonction pupille généralisée est porté à 0 dans les zones où les rayons sont coupés par la pupille et dans les zones d'ombre.

4.3.5 Propagation jusqu'au plan image

Une fois que l'on connait la fonction pupille généralisée dans le plan de la quasi pupille pour un angle de champ donné, l'étape suivante consiste à propager l'amplitude complexe estimée par rapport à la sphère de référence, depuis la quasi pupille jusqu'au plan image. Cela se fait en estimant la transformée de Fourier 2D discrète de la fonction pupille

généralisée (voir Eq. 4.50 page 205).

L'algorithme classique de calcul de la transformée de Fourier discrète (TFD) repose sur une transformée de Fourier dite rapide (en anglais *Fast Fourier Transform*, ou FFT). En notant N le nombre de points de calcul, sa complexité varie en $\mathcal{O}(N \log N)$ alors que la complexité de la méthode de calcul de TFD basée sur un calcul rigoureux issu de la définition exacte de la TFD varie en $\mathcal{O}(N^2)$. Si N vaut 512, la méthode FFT est ainsi 60 fois plus rapide environ que la méthode rigoureuse. En revanche, l'inconvénient de la méthode de calcul par FFT réside dans le choix des pas d'échantillonnage pupille et image qui ne peut se faire de façon arbitraire. En effet, le pas dans l'espace fréquentiel p_{TF} est lié au pas dans l'espace réel p par la relation suivante : $p_{TF} = \frac{1}{p \times N}$ où N est le nombre de points du calcul, égal dans les deux espaces réel et fréquentiel. Ainsi, il n'est pas possible d'avoir à la fois un faible pas d'échantillonnage pupille et un faible pas d'échantillonnage image. Pour maintenir un faible pas d'échantillonnage image tout en ayant un faible pas d'échantillonnage objet, la seule solution sera d'avoir recours à des matrices suffisamment grande (méthode du *Zero padding*). Néanmoins, cela peut demander de grosses capacités de stockage des informations ainsi qu'une grosse puissance de calcul.

Pour pallier à ce problème, j'ai utilisé un algorithme reposant sur un calcul de transformée de Fourier matricielle (*Matrix Fourier Transform*, ou MFT) [205]. Cette méthode permet de calculer l'amplitude complexe dans le plan image avec un pas d'échantillonnage et un nombre de points arbitraires, ceux-ci n'étant plus contraints à l'échantillonnage et à la taille de la fonction pupille généralisée. Pour un nombre de points fixés, il est ainsi possible d'échantillonner finement à la fois le plan objet et le plan image. Cette méthode MTF est plus longue que la méthode par FFT pour une même taille de matrice puisque sa complexité varie non plus en $\mathcal{O}(N \log N)$ mais en $\mathcal{O}(N^3)$. Néamoins, la méthode MTF permet un choix arbitraire du nombre de points d'échantillonnage N qui peut alors être plus judicieux que le nombre de points imposés par la méthode FFT. Cela peut tendre vers une réduction du temps de calcul. Le principe de l'algorithme de calcul par MFT est décrit dans la Réf. [205]. Dans cet article, l'équipe de Soummer *et al.* a proposé le recours à la méthode matricielle de calcul de la transformée de Fourier afin de sur-échantillonner fortement un masque coronographique de type Lyot. Ils parviennent à une réduction du

temps de calcul d'un facteur 10 à 50 et une réduction de la mémoire utilisée d'un facteur 30 à 60 !

La PSF monochromatique pour un angle de champ donné est définie comme étant le module carré 2D de la transformée de Fourier de la fonction pupille généralisée. Je propose d'effectuer le calcul de la transformée de Fourier par la méthode MFT que je viens de décrire.

La PSF polychromatique est par la suite estimée à partir d'une sommation incohérente des PSF monochromatiques. Rigoureusement, les chemins optiques extraits à l'aide de l'extension que j'ai implémentée devrait être recalculés pour chaque longueur d'onde précise dans l'intervalle spectral considéré. Toutefois, pour maintenir un temps de calcul raisonnable, la dispersion du matériau constitutif de la lentille de Fresnel sera négligée dès lors que cela constitue une approximation acceptable.

En particulier, dans le cas de notre caméra domotique, le fait d'utiliser les chemins optiques de Zemax extraits pour une longueur d'onde de 10μm implique une erreur sur l'estimation du front d'onde à 7 ou 14μm qui est inférieure à $\lambda/20$. Ainsi, on peut considérer dans ce cas que les chemins optiques extraits de Zemax pour un ensemble de rayons depuis l'objet jusqu'à leur point d'impact dans la quasi pupille sont indépendants de la longueur d'onde. Dans ce cas, quand la longueur d'onde est modifiée le seul impact est sur la conversion de l'écart normal d'aberration en différence de phase.

La FTM peut ensuite être obtenue à partir du module de la transformée de Fourier 2D de la PSF (par FFT).

4.4 Performances optiques théoriques appliquées à notre caméra domotique

Dans cette partie, je propose d'utiliser l'étude théorique que j'ai développée ci-dessus et de l'appliquer à notre système domotique afin de prévoir ses performances théoriques en termes de PSF et de FTM, aussi bien monochromatiques que polychromatiques.

4.4.1 PSFs et FTMs monochromatiques

Ici, je discute des PSFs et FTMs monochromatiques théoriques que j'ai calculées pour différents angles de champ et différentes longueurs d'onde.

Sur l'axe

Premièrement, les figures 4.23.a et 4.23.b montrent les PSFs théoriques sur l'axe que j'obtiens pour $\lambda = 8\mu m$ et $\lambda = 12\mu m$. Sur les encarts de la Fig. 4.23 il est intéressant de constater que le faisceau de rayons incident sur l'axe n'éclaire pas de discontinuités, ce qui correspond à un comportement purement réfractif. La Fig. 4.23.c donne une coupe de la PSF théorique normalisée aux deux longueurs d'onde $\lambda = 8\mu m$ et $\lambda = 12\mu m$. Celles-ci sont comparées aux coupes des PSFs théoriques d'un système sans aberrations de même ouverture. On constate là que la PSF sur l'axe de notre caméra domotique est très similaire à celle d'un système idéal sans aberrations.

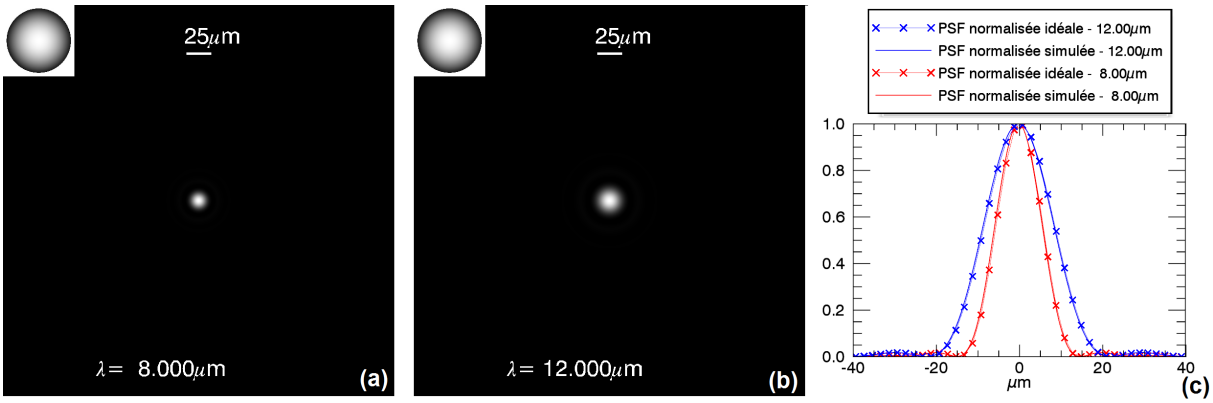

Figure 4.23 – PSF monochromatique de notre caméra domotique pour un angle de champ de 0° et pour 2 longueurs d'onde différentes : (a) $\lambda = 8\mu m$, (b) $\lambda = 12\mu m$. Les encarts montrent la zone de la lentille de Fresnel illuminée. En (c) sont tracées les coupes des PSFs normalisées données en (a) et (b). Les coupes de la PSF normalisée d'un système équivalent limité par la diffraction sont données aux deux mêmes longueurs d'onde pour comparaison.

La Fig. 4.24 montre la variation en fonction de la longueur d'onde λ de la fréquence f à 0%, 10%, 25%, 50%, et 90% de contraste de la FTM théorique sur l'axe normalisée. Elle donne également la variation de la fréquence de coupure d'un système parfait limité par la diffraction pour une ouverture $N = 1,5$. Nous pouvons remarquer que la variation de la fréquence à 0% de la FTM théorique de notre caméra domotique est proche de la variation

de la fréquence de coupure d'un système parfait sans aberrations ($f_c(\lambda) = 1/(N \times \lambda)$).

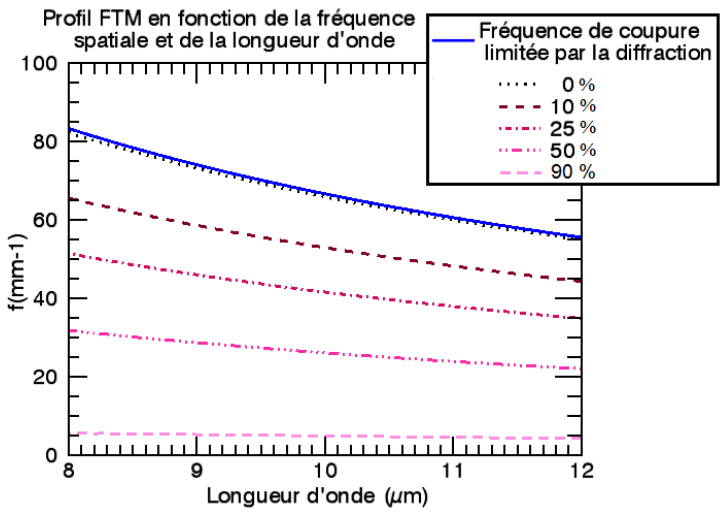

Figure 4.24 – Variation en fonction de la longueur d'onde de la fréquence f à 0%, 10%, 25%, 50%, et 90% de la FTM théorique normalisée pour un angle de champ $\theta = 0°$. La variation de la fréquence de coupure d'un système idéal limité par la diffraction est aussi tracée.

Ainsi, les performances sur l'axe de notre caméra sont très bonnes ; elles sont quasi identiques à celles du système équivalent réfractif limité par la diffraction.

Hors axe

A la Fig. 4.25 je donne maintenant les PSFs théoriques monochromatiques que je calcule pour cinq longueurs d'onde différentes pour un angle de champ $\theta = 50°$. Dans cette configuration, environ 5 discontinuités de la lentille de Fresnel sont éclairées. D'après nos simulations, il apparait que la tache image monochromatique se déplace dans le plan du détecteur dans la direction du champ lorsque la longueur d'onde varie. Progressivement, elle se dédouble en deux taches identiques. A la Fig. 4.25.c on observe qu'à $\lambda = 9{,}813\mu$m, la PSF monochromatique est composée d'une unique tache avec une intensité importante. Ensuite, lorsque la longueur d'onde s'écarte de $\lambda = 9{,}813\mu$m, par example lorsque $\lambda = 9{,}576\mu$m ou $\lambda = 10{,}141\mu$m, la tache image se déplace sur le détecteur et une seconde tache moins intense apparait progressivement (voir Fig. 4.25.b et Fig. 4.25.d). A certaines longueurs d'onde particulières, par exemple $\lambda = 9{,}433\mu$m ou $\lambda = 10{,}251\mu$m, la tache se sépare même en deux taches distinctes de même intensité (voir Fig. 4.25.a et Fig. 4.25.e).

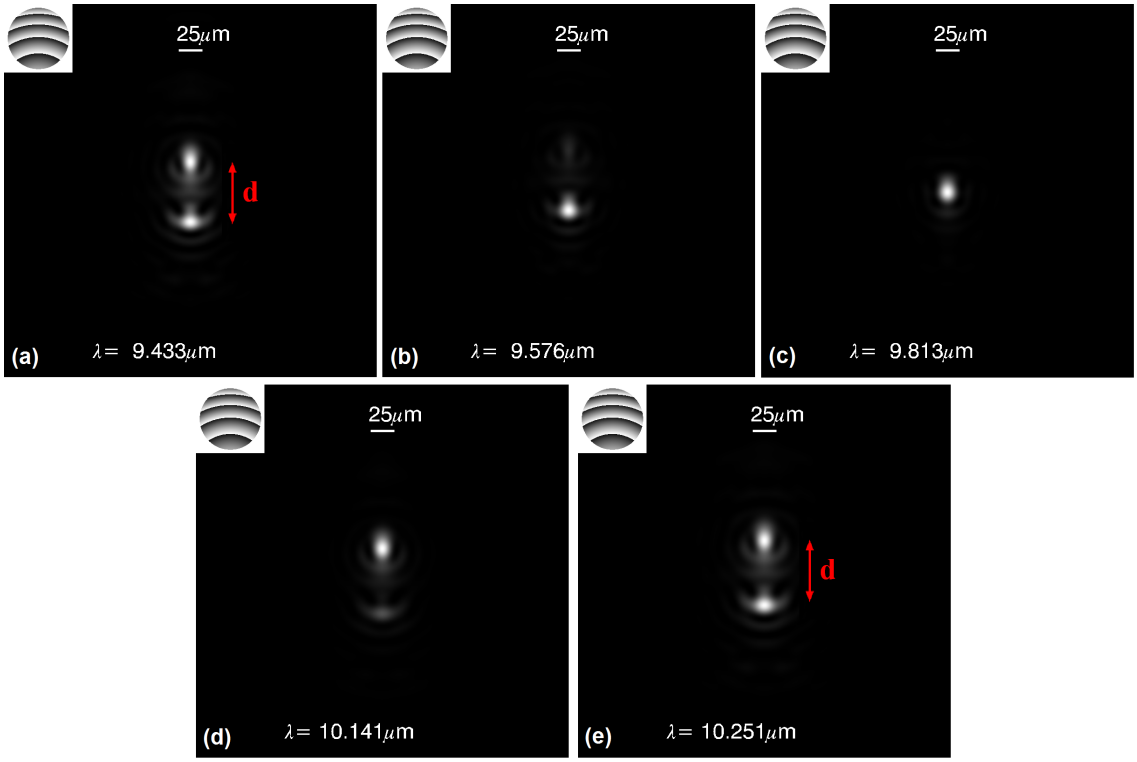

Figure 4.25 – PSF monochromatique simulée de notre caméra domotique pour un angle de champ $\theta = 50°$ et pour 5 longueurs d'onde différentes : (a) $\lambda = 9{,}433\mu$m, (b) $\lambda = 9{,}576\mu$m, (c) $\lambda = 9{,}813\mu$m, (d) $\lambda = 10{,}141\mu$m, (e) $\lambda = 10{,}251\mu$m,. Les encarts montrent la zone de la lentille de Fresnel illuminée.

Il est intéressant de remarquer que les deux taches ainsi formées sont centrées sur la tache image unique et intense qui se forme à $\lambda = 9{,}813\mu$m.

Ce comportement que je viens de décrire correspond à celui que nous avions prévu d'après la règle d'ingénieur que j'ai développée dans le chapitre 3 page 163, en assimilant localement la zone de la lentille éclairée hors axe à un réseau de pas donné.

Ainsi, afin de valider cette règle d'ingénieur que j'ai proposée, il est ici intéressant de comparer les intervalles spectraux entre deux longueurs d'onde pour lesquelles deux ordres sont autant efficaces, prévue soit par notre modèle théorique, soit par notre règle d'ingénieur. Dans un premier temps, d'après la Fig. 4.25 avec notre modèle théorique nous prévoyons que l'intervalle $\Delta\lambda_{th}$ entre deux longueurs d'onde pour lesquelles deux ordres aussi efficaces focalisent de part et d'autre de la position de focalisation nominale, est égal à (10,25 - 9,43) = 0,82μm. Avec notre règle d'ingénieur, d'après la Fig. 3.43.a page 171, nous prévoyons un intervalle spectral $\Delta\lambda_{approx} = 0{,}85\mu$m. Ces deux valeurs sont très proches l'une de l'autre.

D'autre part, j'ai comparé la distance entre deux taches de même intensité à certaines longueurs d'onde précises, autour de 10μm, estimée soit à partir de notre modèle théorique, soit à partir de notre règle d'ingénieur. A partir des Fig. 4.25.a et 4.25.e j'ai d'abord estimé la distance théorique d_{th} sur le détecteur entre les maxima des deux taches formées à $\lambda = 9{,}433\mu$m ou $\lambda = 10{,}251\mu$m. Dans les deux cas, je trouve une distance d_{th} égale à environ 65μm. Avec la règle d'ingénieur que j'ai développée, d'après l'Eq. 3.101 page 176 je prévoyais un écartement entre les taches d_{approx} égal à 70μm autour de $\lambda = 10\mu$m. Ces deux valeurs sont très proches et viennent également valider notre règle d'ingénieur.

En revanche, il est intéressant de rappeler que la théorie paraxiale du chapitre 3 prévoyait une efficacité de diffraction de 100% pour la longueur d'onde $\lambda = 10{,}07\mu$m. Ainsi, la règle d'ingénieur que nous avons développée à la partie 3.4 prévoyait alors à cette longueur d'onde précise, la formation d'une unique tache centrée très intense. Or, si on avait calculé l'image monochromatique formée par notre caméra à $\lambda = 10{,}07\mu$m avec notre modèle théorique, il aurait fait apparaitre une seconde tache relativement peu intense. Par contre, c'est l'image à $\lambda = 9{,}813\mu$m qui elle ne fait apparaitre qu'une seule tache. Nous expliquons cet écart par le fait que les formules du chapitre 3 sont des formules

paraxiales qui ne tiennent pas compte de l'inclinaison des rayons par rapport à la surface diffractive.

Nous pouvons vérifier que c'est à la longueur d'onde $\lambda = 9{,}813\mu$m que les sauts de phase aux discontinuités que mon modèle calcule dans la quasi pupille sont très proches d'un multiple entier de 2π. En particulier, j'ai en effet vérifié que pour $\lambda = 9{,}813\mu$m le saut de phase au niveau de la discontinuité centrale de la quasi pupille est très proche d'un multiple entier de 2π. En tenant compte des vrais sauts de phase liés au profil discontinu de notre lentille de Fresnel, toute l'énergie est diffractée dans un seul ordre de diffraction lorsque $\lambda = 9{,}813\mu$m. Au contraire, la longueur d'onde $\lambda = 10{,}07\mu$m est associée à des sauts de phase différents d'un multiple entier de 2π dans la quasi pupille et notre système diffracte plusieurs ordres.

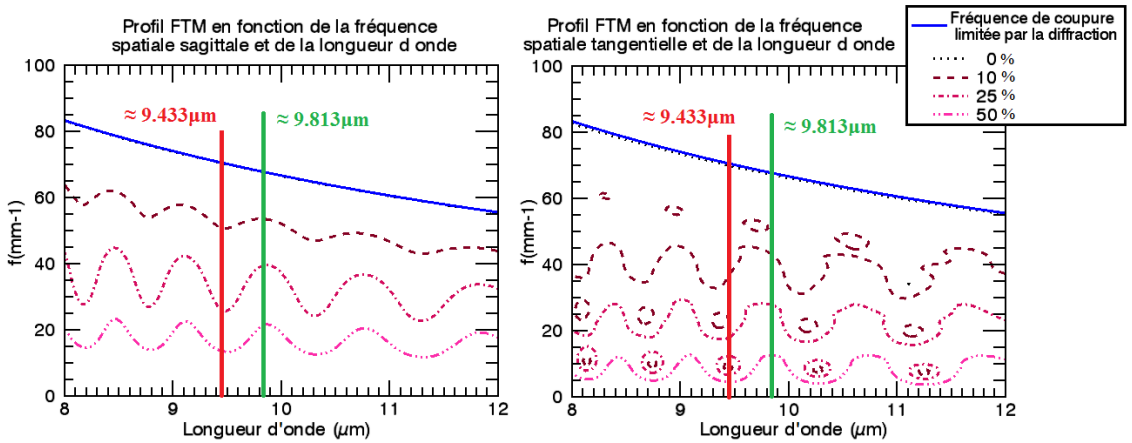

Figure 4.26 – Variation en fonction de la longueur d'onde de la fréquence f à 0%, 10%, 25%, et 50% de la FTM théorique normalisée sagittale (a) et tangentielle (b) pour un angle de champ $\theta = 50°$. La variation de la fréquence de coupure d'un système idéal limité par la diffraction est aussi tracée.

Ensuite, à la Fig. 4.26 je propose de tracer la variation en fonction de la longueur d'onde de la fréquence f associée à 0%, 10%, 25%, et 50% de contraste de la FTM théorique normalisée sagittale ou tangentielle calculée à partir de mon modèle pour $\theta = 50°$. Sur cette figure on peut voir que la variation de la fréquence à 0% de la FTM reste proche de la variation de la fréquence de coupure de la FTM idéale d'un système limité par la diffraction. Cela montre que les plus petits détails visibles dans les images monochromatiques calculées pour un angle de champ de 50% sont proches de ceux d'un

système équivalent parfait. On peut de plus constater que dans la direction sagittale (Fig. 4.26.a), la fréquence f associée à 10%, 25%, et 50% de contraste la FTM théorique varie continument avec la longueur d'onde, parfois dans le sens d'une augmentation, puis dans celui d'une diminution, etc. Cela correspond respectivement à une hausse et une baisse locale du contraste de la FTM monochromatique en fonction de la longueur d'onde. D'après la Fig. 4.26.a cette alternance se répète avec une période qui augmente avec la longueur d'onde. Dans la direction tangentielle (Fig. 4.26.b) la fréquence f associée à 10%, 25%, et 50% de contraste de la FTM théorique oscille également avec la longueur d'onde. De plus, il est particulièrement intéressant de noter que la FTM tangentielle présente des minimas locaux à certaines longueurs d'onde et possède donc plusieurs fréquences spatiales associées à un contraste particulier. Cela se traduit par une diminution plus rapide du contraste image. En fait, les minima locaux de la FTM sagitalle apparaissent aux longueurs d'onde auxquelles deux taches distinctes de même intensité se forment dans le plan image. Au contraire, l'absence de minima locaux apparait aux longueurs d'onde auxquelles la FTM est la moins dégradée parce qu'une seule tache image intense se forme sur le détecteur.

Sur la Fig. 4.26.a et la Fig. 4.26.b un minimum local de la FTM apparait autour de $\lambda = 9{,}433\mu$m et la meilleure pente de la FTM apparait autour de $\lambda = 9{,}813\mu$m. Je trace à la Fig. 4.27 les FTMs monochromatiques correspondantes dans les deux directions sagittale et tangentielle. Pour $\lambda = 9{,}433\mu$m on constate une chute rapide de la FTM tangentielle à basse fréquence. De plus, la FTM sagitalle à $\lambda = 9{,}433\mu$m est légèrement plus faible que celle calculée à $\lambda = 9{,}813\mu$m. On peut rappeler que d'après la Fig. 4.25.a deux taches distinctes sont facilement discernables à $\lambda = 9{,}433\mu$m alors qu'une seule tache se forme pour $\lambda = 9{,}813\mu$m.

Premières conclusions

En résumé, les simulations théoriques que j'ai mises en place révèlent une forme originale d'aberrations chromatiques lorsque la lentille de Fresnel d'ordre élevé en configuration landscape lens est éclairée par un faisceau hors axe. Cette forme de chromatisme est nouvelle et n'a jamais été décrite dans la littérature. En fait, grâce à l'ordre nominal élevé

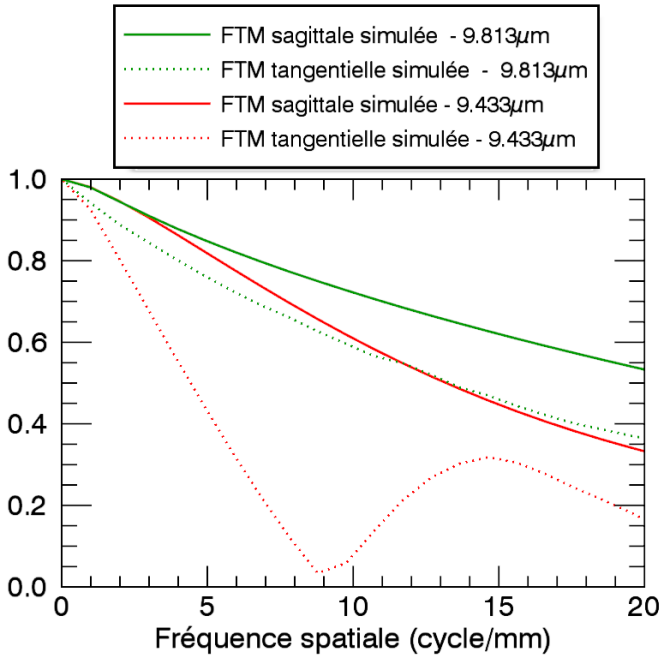

Figure 4.27 – FTM monochromatique de notre caméra domotique pour un angle de champ de 50° et pour 5 longueurs d'onde différentes, $\lambda = 9{,}433\mu$m et $\lambda = 9{,}813\mu$m. L'abscisse maximale correspond à la fréquence de Nyquist d'un détecteur au pas de 25μm.

de la lentille de Fresnel que nous utilisons, l'aberration chromatique diffractive standard est négligeable. Dans ce cas, une autre forme de chromatisme est prépondérante et est illustrée à la Fig. 4.25. Je l'appelerai par la suite chromatisme latéral diffractif.

En effet, à certaines longueurs d'onde l'image monochromatique se compose d'une seule tache centrée. Lorsque la longueur d'onde varie, la tache se déplace sur le détecteur et une seconde tache image apparait dans la direction du champ. L'intensité de chaque tache change progressivement jusqu'à ce que les deux taches distinctes aient la même intensité.

Cette étude monochromatique vient directement confirmer la règle d'ingénieur que j'ai mise en place en partie 3.4 page 163.

4.4.2 PSFs et FTMs polychromatiques

La PSF polychromatique de notre caméra domotique a aussi été calculée pour différents angles de champ en utilisant le développement théorique que j'ai présenté en 4.3. Celle-ci a été estimée en sommant de façon incohérente les PSFs monochromatiques à

différentes longueurs d'onde couvrant le spectre d'étude, chacune étant pondérée d'un facteur $1/\lambda^2$. La FTM polychromatique est ensuite obtenue par transformée de Fourier de la PSF..

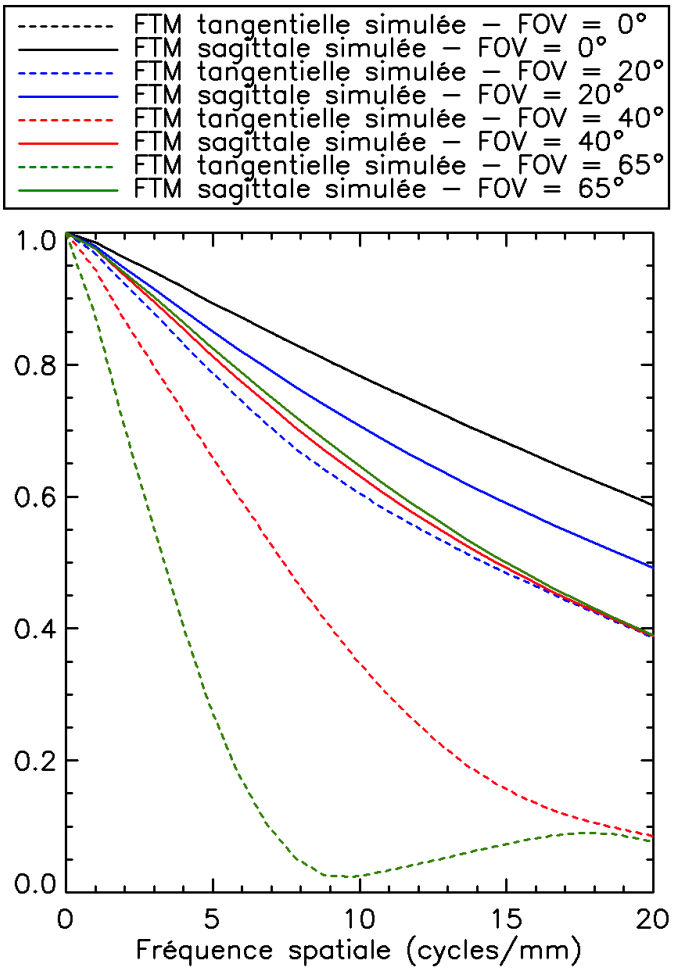

Figure 4.28 – FTM polychromatique [7,14]μm de notre caméra domotique pour un angle de champ allant de 0° à 65°. L'abscisse maximale correspond à la fréquence de Nyquist d'un détecteur au pas de 25μm.

La Fig. 4.28 donne la FTM polychromatique [7,14]μm de notre caméra domotique pour un angle de champ allant de 0° à 65°. J'ai sommé de façon incohérente 21 longueurs d'onde dans l'intervalle [7,14]μm pour arriver à ces performances théoriques. La Fig. 4.28 montre une chute importante de la FTM dans la direction tangentielle lorsque l'angle de champ augmente. Cela est directement lié au comportement monochromatique hors axe de notre système décrit ci-dessus. En effet le déplacement de la tache monochromatique dans le plan du détecteur lorsque la longueur d'onde varie, implique une extension de la PSF

polychromatique dans la direction radiale. Cela tend à dégrader la FTM polychromatique dans la direction tangentielle.

4.5 Conclusion

En conclusion, dans ce chapitre j'ai proposé un modèle théorique me permettant de prédire les performances optiques théoriques d'un imageur large bande grand champ basé sur l'utilisation d'une lentille de Fresnel.

Mon approche se base dans un premier temps sur des considérations géométriques. En effet, grâce à un tracé de rayons sous Zemax je détermine le front d'onde discontinu exact dans le plan de la pupille de sortie, en prenant en compte les sauts de phases réels de la surface Fresnel. Le front d'onde ainsi obtenu est très dépendant du profil de surface réel discontinu de la surface Fresnel ainsi qu'à l'angle d'incidence. Ces deux points sont particulièrement important lorsque l'on souhaite mettre en place un modèle théorique précis, en particulier lorsqu'on choisit de travailler avec une lentille de Fresnel d'ordre élevé grand champ et grande ouverture. Les effets de la diffraction sont supposés négligeables depuis l'objet jusqu'à la pupille de sortie.

Dans un second temps, mon approche utilise la théorie de la diffraction. Le front d'onde précédemment calculé dans le plan de la pupille de sortie est propagé jusqu'au plan du détecteur en appliquant la théorie scalaire de la diffraction.

En particulier, j'ai appliqué mon modèle à une architecture optique de type landscape lens basé sur une lentille de Fresnel d'ordre élevé. Cette architecture est celle de la caméra que j'ai proposée en partie 3.3.3 page 155. J'ai décrit dans ce chapitre les différentes étapes d'implémentation de mon modèle. De cette façon, j'ai pu estimer la PSF et la FTM monochromatique et polychromatique de notre imageur pour différents angles de champ.

Lorsque l'angle de champ est suffisamment important, mon étude a montré l'apparition d'une forme de chromatisme latéral diffractif. Lorsque la lentille de Fresnel est conçue dans un ordre suffisamment important, le chromatisme latéral diffractif devient largement prédominant devant le chromatisme axial diffractif connu de la littérature. La tache mo-

nochromatique dans le plan du détecteur se déplace lorsque la longueur d'onde varie, en perdant progressivement en intensité. Une seconde tache de plus en plus intense apparait alors, jusqu'à ce qu'à certaines longueurs d'onde deux taches images distinctes aussi intenses se forment sur le détecteur. Ces résultats viennent confirmer la règle d'ingénieur que j'ai mise en place en partie 3.4 page 163.

Dans le chapitre suivant, je vais montrer que la caméra domotique a fait l'objet d'une première réalisation que j'ai entièrement caractérisée expérimentalement. Je vais ainsi pouvoir confronter les résultats théoriques que j'ai présentés à des mesures expérimentales. De plus, dans le chapitre 5 je décrirai également le système infrarouge refroidi que j'ai aussi développé et je comparerai les performances théoriques que je simule et les performances expérimentales que je mesure avec cette caméra.

Chapitre 5

Développement de deux caméras infrarouges, l'une non refroidie et l'autre refroidie

Sommaire

5.1 Caméra infrarouge non refroidie bas coût 230

5.1.1 Réalisation d'un prototype 230

5.1.2 Caractérisation expérimentale 232

5.2 Caméra infrarouge refroidie 255

5.2.1 Réalisation d'un prototype 255

5.2.2 Caractérisation expérimentale 258

5.3 Conclusion 269

Dans le chapitre 3 page 155, j'ai proposé deux systèmes d'imagerie infrarouge large bande spectrale innovants et compacts à base d'une lentille de Fresnel. Dans le chapitre 4 page 206, j'ai ensuite développé un modèle numérique me permettant de prévoir assez précisément les performances optiques de ces caméras en termes de PSF et de FTM notamment.

Les deux systèmes que je propose ont tous les deux fait l'objet d'une réalisation. Dans ce chapitre, je décrirai alors les deux prototypes qui ont été développés. De plus,

j'ai entièrement caractérisé expérimentalement mes deux prototypes et j'exposerai alors les résultats que j'ai obtenus. Dans la mesure du possible je vérifierai que mes résultats expérimentaux sont conformes aux performances théoriques simulées à l'aide de mon modèle. Enfin, je montrerai quelques images acquises avec chacune des deux caméras.

5.1 Caméra infrarouge non refroidie bas coût

5.1.1 Réalisation d'un prototype

Fabrication de la lentille

La lentille de Fresnel de notre caméra refroidie a été réalisée par usinage diamant par la société Savimex. Elle est en silicium et les gravures ont une profondeur $H_{Fresnel}$ de 50μm. Notons que la plus petite zone utile a une taille $\Delta R_{min} = 90\mu$m, ce qui correspond à un facteur de forme $H_{Fresnel}/\Delta R_{min}$ de 0,55 environ. La lentille ainsi réalisée est illustrée à la Fig. 5.1.

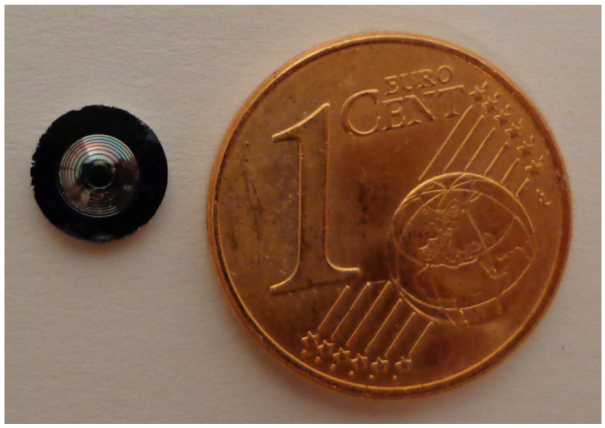

Figure 5.1 – Photo montrant la lentille de Fresnel en silicium de gravure 50μm réalisée par Savimex par usinage diamant.

L'usinage diamant est une technique de fabrication d'optiques bien maitrisée qui permet d'obtenir un profil continu de très bonne qualité. Il s'agit donc de la méthode de fabrication idéale pour la réalisation d'un prototype. Néanmoins, c'est une technique qui a l'inconvénient d'être chère. A terme, nous souhaiterions donc plutôt exploiter des techniques de fabrication collectives comme la photolithographie.

Intégration du prototype

Une monture mécanique intégrant la pupille et la lentille de Fresnel a ensuite été conçue par l'ONERA. Le système pupille/lentille est intégré sur une sorte de vis sans tête. En amont de la vis est percé un trou jouant le rôle de pupille et en arrière est collée la lentille. Le fait d'utiliser une vis nous permet de pouvoir régler facilement la position de l'ensemble pupille/lentille par rapport au détecteur. Sur la Fig. 5.2.a nous pouvons voir la monture que nous utilisons vue du côté objet et sur la Fig. 5.2.b se trouve une vue de la monture côté détecteur.

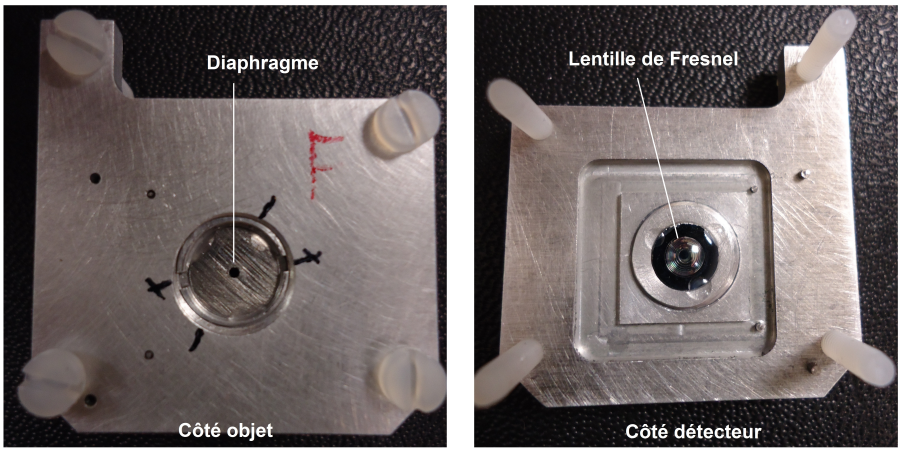

Figure 5.2 – Photos montrant la monture portant le diaphragme et la lentille de Fresnel domotique. (a) Diaphragme (ici confondu avec la pupille d'entrée) côté objet, (b) Lentille de Fresnel côté détecteur.

La monture ainsi conçue s'appuie sur le boitier contenant le détecteur et le tout est fixé sur la carte électronique. La Fig. 5.3 montre notre prototype. Il est ici associé à un microbolomètre de la société ULIS composé de 160x120 pixels au pas de 25μm. Néanmoins, l'image se fait uniquement sur 80x60 pixels et nous aurions donc pu le remplacer par un détecteur plus petit. D'autre part, remarquons que la carte électronique que nous utilisons est relativement encombrante. Toutefois, elle pourrait facilement être miniaturisée. Pour l'instant, notre caméra est un prototype de laboratoire et la carte électronique est laissée comme telle afin de pouvoir aisément être prise en charge par les équipes en interne à l'ONERA.

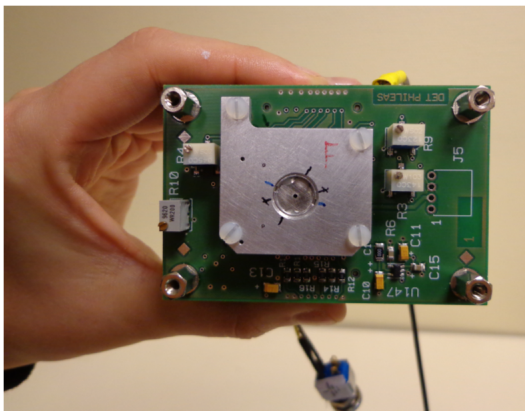

Figure 5.3 – Photo montrant notre prototype infrarouge non refroidi.

5.1.2 Caractérisation expérimentale

L'objectif de cette partie est de mettre en place des bancs de tests permettant de vérifier que les performances expérimentales de notre caméra domotique sont en adéquation avec les performances simulées. Pour cela, je vais présenter une série de mesures que j'ai effectuées : mesure des PSFs et de FTMs polychromatiques et monochromatiques en différents points du champ, mesure de la NETD, mesure de l'atténuation de l'éclairement dans le champ, estimation de l'absorption du silicium, et mesure de la distorsion. Je décrirai enfin les algorithmes de traitement d'images que j'ai mis en place et je montrerai alors des images expérimentales acquises avec notre caméra et ainsi traitées.

Mesures de PSFs/FTMs polychromatiques par *Spot Scan*

Introduction

La PSF est l'image par la caméra d'un point source non résolu. Un point source est non résolu si la taille de l'image de ce point par la caméra est inférieure à la taille d'un pixel. Néanmoins, dans le cas où l'image d'un tel point est étalée sur moins d'un pixel, elle est alors nécessairement sous échantillonnée par les pixels du détecteur. Afin d'obtenir une PSF correctement échantillonnée, la technique du *Spot Scan* consiste à déplacer le pixel sur lequel est formée l'image du point source, avec un pas inférieur à la taille du pixel. De cette façon, on va réussir à sur-échantillonner l'image du point source produite sur le détecteur et on va ainsi pouvoir mesurer correctement la PSF de la caméra.

Description du banc de test

Je propose ici de décrire le banc de mesure par *Spot Scan* que j'ai utilisé. Il est composé d'un corps noir, d'un point source, d'un collimateur, et de la caméra que l'on souhaite caractériser. Le corps noir éclaire un point source placé au foyer d'un collimateur. Une onde plane est ainsi générée à la sortie du collimateur. La caméra est placée sur le trajet de cette onde plane et elle fait l'image du point source directement sur le détecteur. On mesure le signal délivré par un pixel particulier, on choisit généralement celui dont l'intensité est maximale. Il s'agit alors de notre pixel d'intérêt. Ensuite, on déplace la caméra devant le collimateur. Notons que l'on déplace notre caméra par des mouvements de rotation du système de platine et bascule sur lequel elle est déposée. Ces mouvements sont programmés en tenant compte des angles d'Euler de façon à ce que la tache image sur le détecteur se déplace par pas sub-pixellique sur le détecteur, verticalement puis horizontalement. Pour chaque position de la caméra, nous mesurons alors le signal délivré par le pixel d'intérêt. Nous faisons suffisamment de mesures pour que l'on arrive à reconstruire entièrement la tache image bien échantillonnée. Le banc de mesure est illustré à la Fig. 5.4.

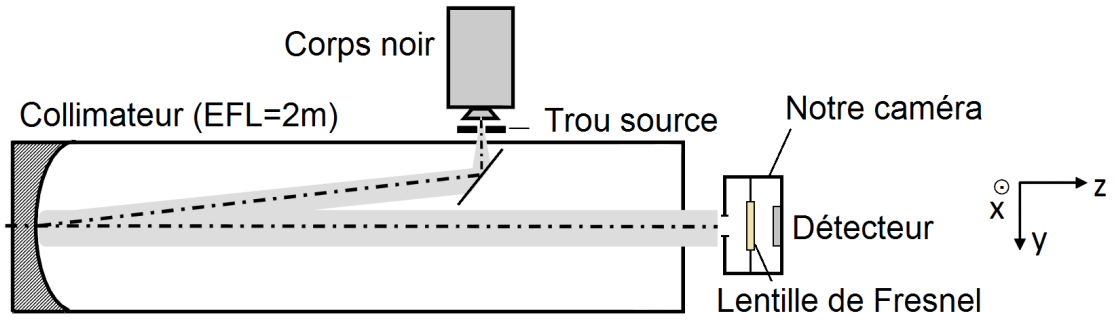

Figure 5.4 – Schéma du banc de test permettant de mesurer la PSF et la FTM monochromatique d'une caméra infrarouge en un point donné du champ (technique du *Spot Scan*).

La méthode du *Spot Scan* permet ainsi d'obtenir une mesure bien échantillonnée de la PSF de notre caméra pour un angle de vue donné. La FTM est ensuite obtenue par FFT de la PSF. Si l'on souhaite estimer la qualité image de la caméra sur l'axe, la mesure se fait alors au centre du détecteur. Néanmoins, en orientant la caméra suivant la direction du champ souhaitée, il est possible de faire une mesure de PSF hors axe en imageant le point source sur un pixel situé en dehors du centre du détecteur.

Notons que dans la pratique, pour que le point source ne soit pas résolu par la caméra que l'on souhaite caractériser, il faut choisir un point source suffisamment petit pour que le diamètre angulaire du trou source $iFOV_{trou}$ soit inférieur à l'angle élémentaire qui s'appuie sur un pixel du détecteur $iFOV_{pixel}$. $iFOV_{trou}$ est donné par la relation $iFOV_{trou} = \text{atan}(\frac{\phi_{trou}}{f_{collimateur}})$ avec ϕ_{trou} le diamètre du trou source et $f_{collimateur}$ la distance focale du collimateur. $iFOV_{pixel}$ est lui donné par $iFOV_{pixel} = \text{atan}(\frac{t_{pixel}}{f_{camera}})$ avec t_{pixel} la taille d'un pixel du détecteur et f_{camera} la distance focale de la caméra que l'on étudie. Ainsi, pour que le point source soit non résolu, il faut que son diamètre ϕ_{trou} vérifie la relation suivante :

$$\phi_{trou} < \left(\frac{f_{collimateur}}{f_{camera}}\right) t_{pix} \tag{5.1}$$

Dans la réalité, le choix du trou résulte généralement d'un compromis. En effet, si le trou est trop grand il est résolu et l'image est convoluée par l'effet du trou. Cela signifie que, dans l'espace de Fourier, le spectre de l'image est multiplié par une fonction de filtrage FT_{trou} introduite par le trou source circulaire qui s'exprime comme une fonction de Bessel du premier ordre. Néanmoins, s'il est trop petit, le rapport signal à bruit peut être trop faible pour permettre d'extraire une information satisfaisante de l'image expérimentale.

Résultats obtenus et validation par rapport à la théorie

Pour caractériser notre caméra domotique, nous utilisons un collimateur de distance focale $f_{collimateur}$ égale à 2m. La distance focale de notre caméra domotique f_{camera} est égale à 1,32mm. Ainsi, le trou source utilisé pour la mesure de *Spot Scan* doit théoriquement être de diamètre inférieur à 3,7cm. Nous choisirons d'utiliser un trou de taille 1,5cm. De plus, nous effectuons 27x27=729 mesures dans un intervalle de largeur 9 pixels. Ainsi, nous échantillonnons la tache image avec un pas égal au tiers de la taille d'un pixel.

Nous avons mesuré la PSF et la FTM de notre caméra domotique pour des champs successivement de ±0°, ±10°, ±20°, ±30°, ±40° et ±50° suivant la longueur du détecteur. Nous souhaitons comparer ces données expérimentales aux données simulées à l'aide du modèle théorique que j'ai décrit dans le chapitre 4 page 206.

Les Fig. 5.5 et 5.6 présentent les FTMs expérimentales et théoriques suivant les direc-

tions sagittale et tangentielle. L'axe des fréquences spatiales est gradué de 0 à 20mm^{-1} qui correspond à la fréquence de Nyquist d'un détecteur au pas pixel de 25μm. Notons de plus que les FTMs théoriques tiennent compte du filtrage induit par la taille des pixels. En effet, j'ai multiplié les FTMs théoriques brutes par la fonction de transfert du pixel FT_{pix}, qui est un sinus cardinal dont le premier zéro se trouve à une fréquence égale à $1/t_{pix}$:

$$FT_{pix}(\nu) = \mathrm{sinc}\,(t_{pix} * \nu) \tag{5.2}$$

Nous constatons que les FTMs polychromatiques expérimentales sagittales et tangentielles sont en bonne adéquation avec les FTMs simulées à l'aide du modèle que j'ai développé. La différence, et le fait que les mesures expérimentales sont parfois légèrement meilleures que ce que la théorie prévoit, peut être dû au fait que la mesure est légèrement décalée par rapport à la position souhaitée. Cela peut aussi être dû au fait que notre caméra ne contient pas de filtre et le spectre théorique n'est pas exactement le même que le spectre expérimental.

Mesures de PSFs FTMs monochromatiques par *FTIR*

J'ai d'autre part mesuré les PSFs et FTMs monochromatiques produites par notre caméra en différents points du champ et je les ai comparées avec les PSFs et FTMs simulées. J'ai également utilisé mes mesures afin de valider la règle d'ingénieur que j'ai proposée dans la partie 3.4 page 163.

Description du banc de test

Afin de mesurer les PSFs et FTMs produites par notre caméra à différentes longueurs d'onde λ, j'ai utilisé un spectromètre à transformée de Fourier (FTIR). Ce banc a été développé par l'équipe dans laquelle je travaille à l'ONERA et je décris ici son principe dans les grandes lignes. Pour plus de détails, on pourra se référer par exemple aux Réf. [206] et [207].

Le principe du banc est illustré à la Fig. 5.7. Il est composé d'un interféromètre à balayage de type Michelson dont l'un des deux miroirs est mobile. En sa sortie, le FTIR

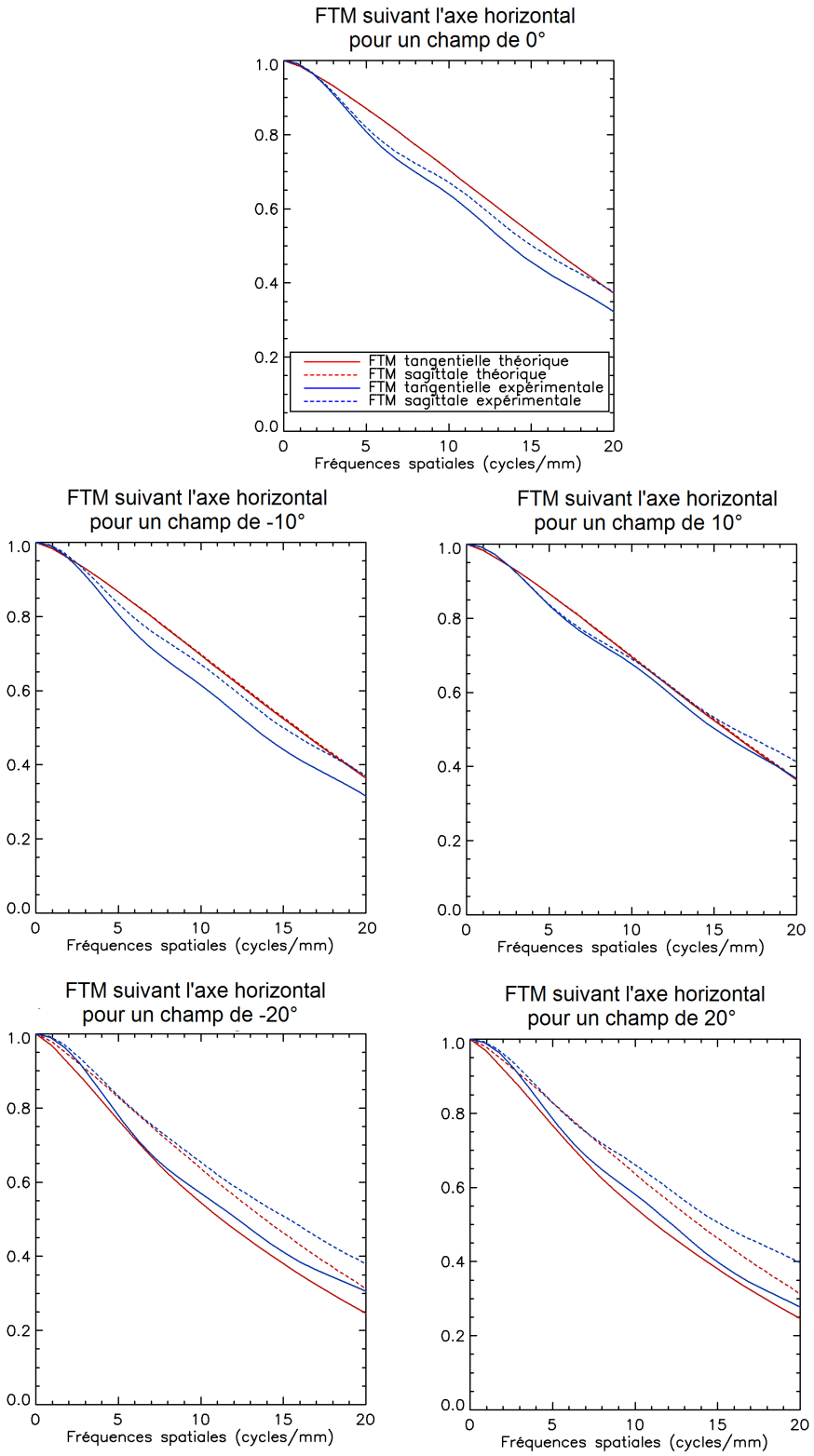

Figure 5.5 – PSFs et FTMs de notre caméra domotique mesurées en différents points du champ (en bleu) et comparées aux performances simulées (en rouge).

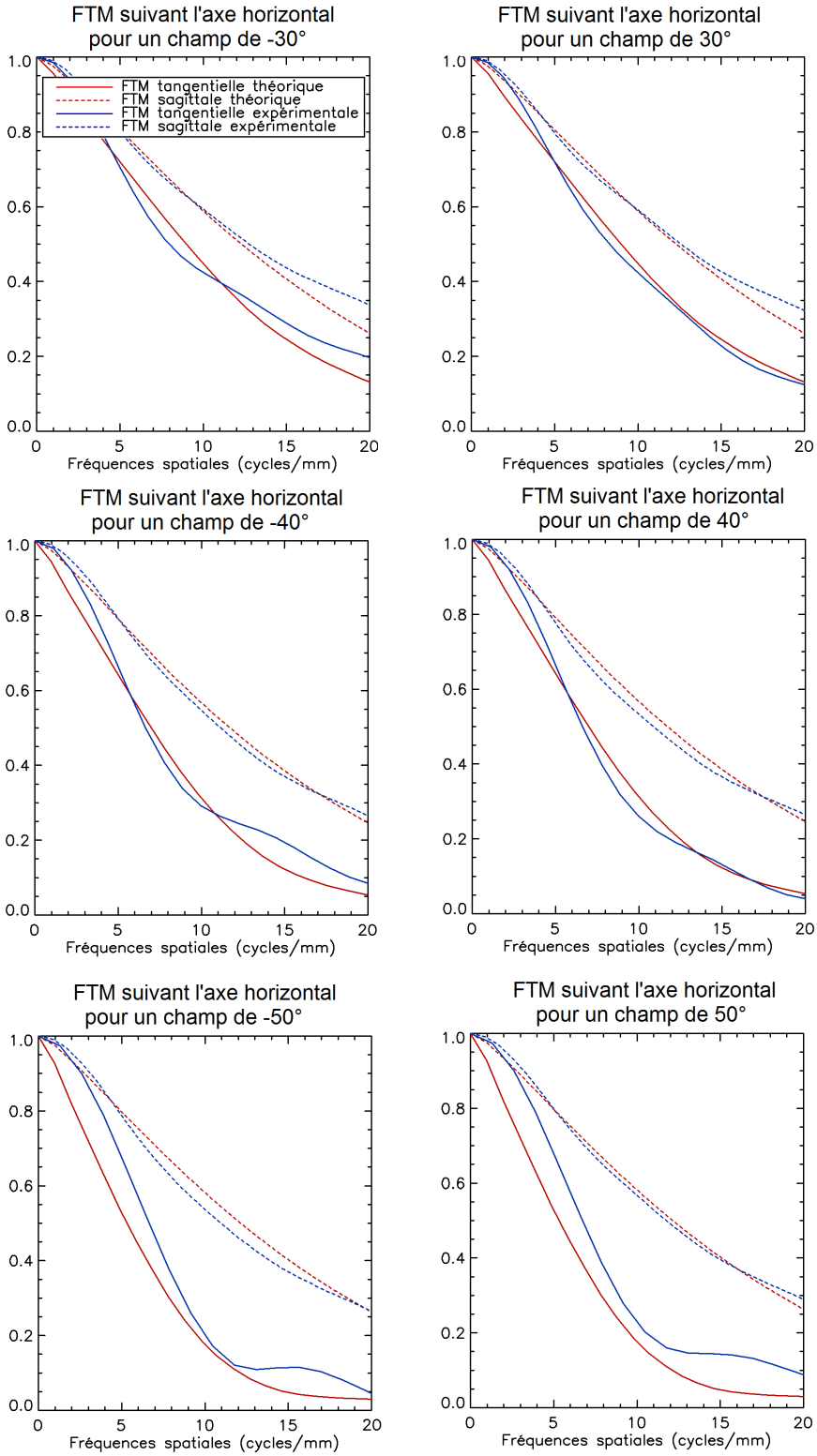

Figure 5.6 – PSFs et FTMs de notre caméra domotique mesurées en différents points du champ (en bleu) et comparées aux performances simulées (en rouge), suite.

délivre un faisceau collimaté sur une voie de sortie externe (voie 1). L'éclairement de ce faisceau est uniforme spatialement. Sur la voie 1 est alors placée notre caméra que l'on souhaite caractériser. On observe sur le détecteur une tache image. Pour plusieurs centaines de positions du miroir, on enregistre le signal délivré par chacun des pixels de notre caméra. Le niveau d'éclairement ainsi enregistré va varier dans le temps selon la position du miroir mobile donc selon la différence de marche entre les deux bras de l'interférogramme.

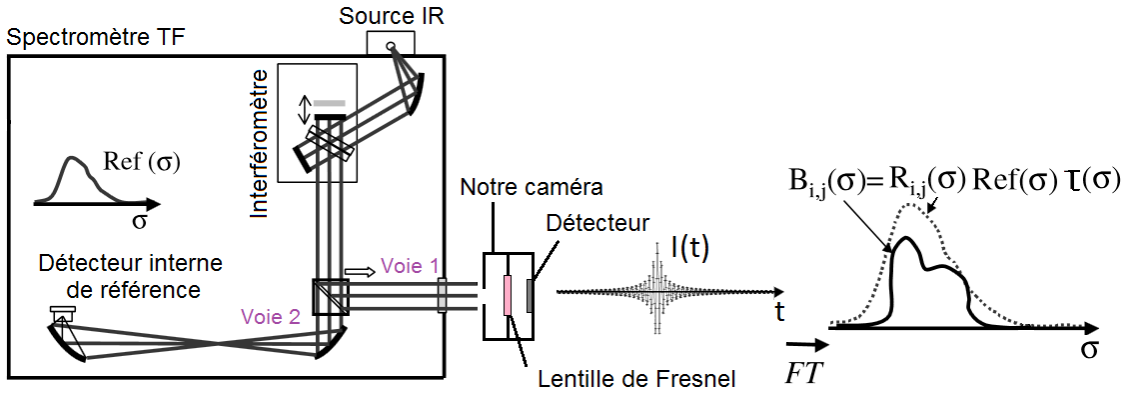

Figure 5.7 – Schéma de principe du banc de mesure de réponse spectrale.

Le signal délivré par un pixel éclairé (i, j) décrit un interférogramme que l'on note sous la forme d'une fonction de l'instant t, $I_{i,j}(t)$. En calculant la transformée de Fourier de chaque interférogramme $I_{i,j}(t)$, on obtient le spectre brut $B_{i,j}(\sigma)$ de chaque pixel du détecteur, en fonction du nombre d'onde σ ($\sigma = 1/\lambda$). Ce spectre brut correspond en fait à la réponse spectrale du pixel $R_{i,j}(\Sigma)$ multipliée par le spectre de la source $Ref(\sigma)$ et par la transmission $\tau(\sigma)$ des optiques composant le spectromètre.

$$B_{i,j}(\sigma) = R_{i,j}(\sigma)Ref(\sigma)\tau(\sigma) \tag{5.3}$$

Nous mesurons le produit $Ref(\sigma)\tau(\sigma)$ en effectuant une mesure de réponse spectrale sur la voie interne (voie 2) du FTIR. Connaissant la réponse du détecteur interne, nous pouvons estimer la réponse spectrale de la source et la transmission des optiques. En corrigeant le spectre brut du spectre interne du spectromètre, nous en déduisons finalement la réponse $R_{i,j}(\sigma)$ des différents pixels de notre caméra en fonction du nombre d'onde donc de la longueur d'onde.

Pour mesurer la réponse de notre caméra sur l'axe, on orientera la caméra de façon à ce que le faisceau de sortie du Bruker focalise sur le pixel central de notre détecteur. Pour effectuer une mesure dans le champ, on orientera la caméra de façon à ce qu'un pixel décentré sur le détecteur soit éclairé.

Notons que pour effectuer notre mesure, nous avons besoin de définir la bande spectrale d'étude et la résolution spectrale $d\sigma$. La bande spectrale d'étude et la résolution déterminent le nombre d'acquisitions nécessaires. La résolution spectrale $d\sigma$ correspond à une résolution $d\lambda$ autour de λ donnée par la relation suivante :

$$d\lambda = \lambda \frac{d\sigma}{\sigma} = \lambda^2 d\sigma \tag{5.4}$$

Résultats obtenus

D'un point de vue pratique, j'ai utilisé un FTIR du commerce (modèle Brüker Vertex 70) et j'ai mesuré la réponse spectrale de notre caméra sur l'intervalle [200-15800]cm^{-1} correspondant aux longueurs d'onde comprises entre 2 et 50μm. J'ai fixé une résolution $d\sigma = 4cm^{-1}$ correspondant à $d\lambda = 0{,}04\mu$m à 10μm.

A la Fig. 5.8 je montre les taches images monochromatiques que j'ai mesurées pour un angle de champ égal à 50°. Nos mesures montrent un comportement similaire à celui prévu par notre modèle théorique. En effet, nos images expérimentales mettent en évidence la même aberration de type chromatisme latéral diffractif, avec deux taches distinctes visibles à certaines longueurs d'onde particulières.

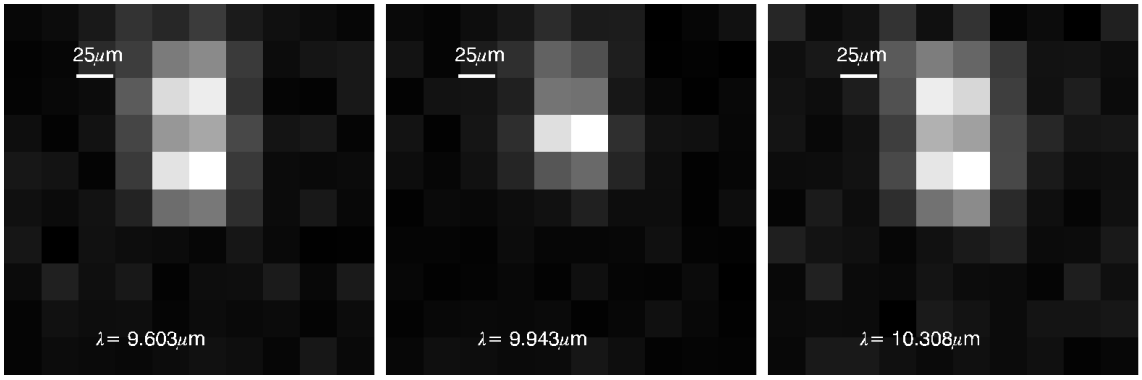

Figure 5.8 – Taches images monochromatiques mesurées à $\theta = 50°$ pour différentes longueurs d'ondes. (a) $\lambda = 9{,}603\mu$m, (b) $\lambda = 9{,}943\mu$m, (c) $\lambda = 10{,}308\mu$m.

Notons que le point source objet de notre banc de test a dû être choisi suffisamment grand pour que l'éclairement correspondant sur le détecteur ne soit pas noyé dans le bruit ($\phi = 8mm$ pour $\theta = 50°$). Ainsi, les taches monochromatiques montrées à la Fig. 5.8 sont convoluées par l'effet du trou source. La taille des taches images brutes ainsi obtenues n'est donc pas significative. Néanmoins, en aucun cas cela ne nous empêche de pouvoir noter les longueurs d'onde auxquelles le dédoublement maximal des taches a lieu, et d'estimer la distance maximale entre les deux taches.

Validation par rapport au modèle théorique rigoureux et à la règle d'ingénieur

Afin de valider le modèle théorique rigoureux que j'ai mis en place dans le chapitre 4 page 206 et valider la règle d'ingénieur que j'ai proposée pour quantifier le chromatisme latéral diffractif hors axe dans le chapitre 3 page 163, nous focalisons ici notre attention sur plusieurs paramètres. D'une part, nous allons discuter de l'intervalle entre deux longueurs d'onde pour lesquelles deux taches aussi intenses apparaissent de part et d'autre du point focal nominal pour un point hors axe donné du champ (ici, $\theta = 50°$). D'autre part, nous nous intéresserons au décalage maximal sur le détecteur entre les taches ainsi formées à une longueur d'onde particulière.

Premièrement, la Fig. 5.8 montre que l'intervalle entre deux longueurs d'onde expérimentales auxquelles le dédoublement de taches est maximal est égal à $\Delta\lambda_{exp} = (10{,}308\mu\text{m}$ - $9{,}603\mu\text{m})$, soit $\Delta\lambda_{exp} = 0{,}70\mu\text{m}$. Cette valeur, estimée pour des longueurs d'onde autour de 10μm, est proche de la valeur théorique $\Delta\lambda_{th} = (10{,}25\mu\text{m}$ - $9{,}43\mu\text{m}) = 0{,}82\mu\text{m}$ estimée à partir de la Fig. 4.25 page 221 donnant les PSFs théoriques monochromatiques simulées à partir de mon modèle toujours autour de 10μm. Aussi, à partir de la règle d'ingénieur que j'ai mise en place hors axe à partir de la loi des réseaux, d'après la Fig. 3.43.a page 171 donnant le déplacement L du centre de la tache la plus intense en fonction de λ, pour une longueur d'onde autour de 10μm j'obtiens $\Delta\lambda_{approx} = 0{,}85\mu\text{m}$. Toutes ces valeurs sont en accord entre elles.

Néanmoins, nous avions noté dans la partie 4.4.1 page 219 que les longueurs d'onde pour lesquelles deux taches aussi intenses se forment de part et d'autre de la position de la tache nominale n'étaient pas les mêmes d'après la théorie paraxiale approchée et

d'après notre modèle plus précis. Notons néanmoins que mes mesures ne sont pas tout à fait en accord avec mon modèle sur ce point. En effet, au lieu de se former à $\lambda = 9{,}813\mu$m comme le prévoit mon modèle théorique, la tache unique très intense se forme plutôt à $\lambda = 9{,}943\mu$m. Nous expliquons ce point par le fait que le profil réel de la lentille de Fresnel de notre prototype n'est pas parfait. Les défauts de surface peuvent amener la lentille à diffracter la lumière dans un ordre nominal et une longueur d'onde nominale légèrement différents de ceux prévus par mon modèle. En plus, une incertitude existe concernant la position dans le champ pour laquelle nous effectuons notre mesure. En particulier, à cause des erreurs d'assemblage, la position du centre du diaphragme peut être légèrement décalée par rapport à l'axe optique et il est possible que nous n'éclairions pas exactement le bon nombre de discontinuités. Par conséquent la longueur d'onde pour laquelle les sauts de phase dans la sous pupille sont des multiples entiers de 2π peut être légèrement décalée.

Dans un second temps, je propose que l'on s'intéresse à la distance d_{exp} séparant deux taches de même intensité formées expérimentalement sur le détecteur à certaines longueurs d'onde particulières, toujours autour de 10μm et pour un angle d'observation $\theta = 50°$. A partir de la Fig. 5.8 nous pouvons écrire que pour $\lambda = 9{,}603\mu$m et $\lambda = 10{,}308\mu$m, la distance d_{exp} est environ égale à deux pixels, c'est-à-dire 50μm. Cette valeur est à comparer à la distance d_{th} théorique prévue par notre modèle et égale à 65μm, et à la distance d_{approx} prévue par notre règle d'ingénieur et égale à 70μm. Les trois valeurs sont du même ordre de grandeur. J'explique la différence par le fait que la distance expérimentale d_{exp} ne peut être estimée qu'avec une précision de $\pm 0{,}5$ pixel, c'est-à-dire $\pm 12{,}5\mu$m. En plus, la résolution spectrale de notre mesure ne permet pas d'acquérir un nombre optimal d'images monochromatiques. En effet, la résolution $d\sigma = 4cm^{-1}$ correspond à une résolution $d\lambda = 0{,}04\mu$m autour de 10μm. Améliorer la résolution de la mesure permettrait d'estimer plus précisément le décalage maximal entre deux taches formées à une longueur d'onde.

Mesure de l'atténuation d'éclairement dans le champ

Principe de la mesure

Nous avons acquis l'image d'un fond uniforme par la caméra pour estimer l'atténuation d'éclairement en fonction du champ d'observation. Pour cela, nous avons placé un corps

noir très près de la caméra de façon à ce qu'il recouvre tout le champ de vue de la caméra. Nous avons alors enregistré deux images à deux températures différentes et les avons soustraites l'une par rapport à l'autre pour supprimer les uniformités d'offset des pixels.

Résultats obtenus

La Fig. 5.9.a donne l'image de la différence des images de deux corps noirs à 40°C et 20°C. Sur cette figure, j'ai gardé 80 x 80 pixels correspondant à un carré de 1mm x 1mm sur le détecteur i.e un angle de champ objet égal à ±49° x ±49°. La Fig. 5.9.b donne la représentation en 3D de l'image de la différence de corps noirs donnée à la Fig. 5.9.a. Enfin, la Fig. 5.9.c donne la moyenne radiale de l'image de la Fig. 5.9.a de 0mm à 1mm sur le détecteur. La courbe est normalisée à 1 au centre du champ où l'éclairement est maximal. A cause du vignettage de l'optique nous ne pouvons tracer la variation d'éclairement dans le champ que jusqu'à une hauteur de 1mm sur le détecteur correspondant à un angle de champ θ égal à 49°. Nous constatons que l'atténuation d'éclairement mesurée expérimentalement reste inférieure à 10% jusqu'à un angle objet de 49°, ce qui constitue une valeur très faible.

Il est intéressant de comparer l'atténuation d'éclairement dans le champ mesurée expérimentalement à la décroissance de l'illumination calculée par le logiciel Zemax (voir Fig. 5.10). Expérimentalement, nous obtenons une décroissance de l'illumination pour un champ de 49° égale à 7%, alors qu'elle est de 9% d'après Zemax. Ces deux valeurs sont donc en adéquation.

Discussion

Dans ce paragraphe, je mène une discussion permettant d'expliquer la faible atténuation d'éclairement de notre caméra dans le champ.

Commençons dans un premier temps par exprimer l'étendue géométrique définie dans l'espace objet d'un système d'imagerie. Le faisceau utile provenant d'un petit objet étendu est limité par deux diaphragmes qui sont la pupille d'entrée, d'aire apparente S_{pupE}, et la zone de l'objet correspondant à l'image réciproque d'un détecteur élémentaire, d'aire apparente notée S_{objet}. Au centre du champ, si le plan objet est à une distance finie d de

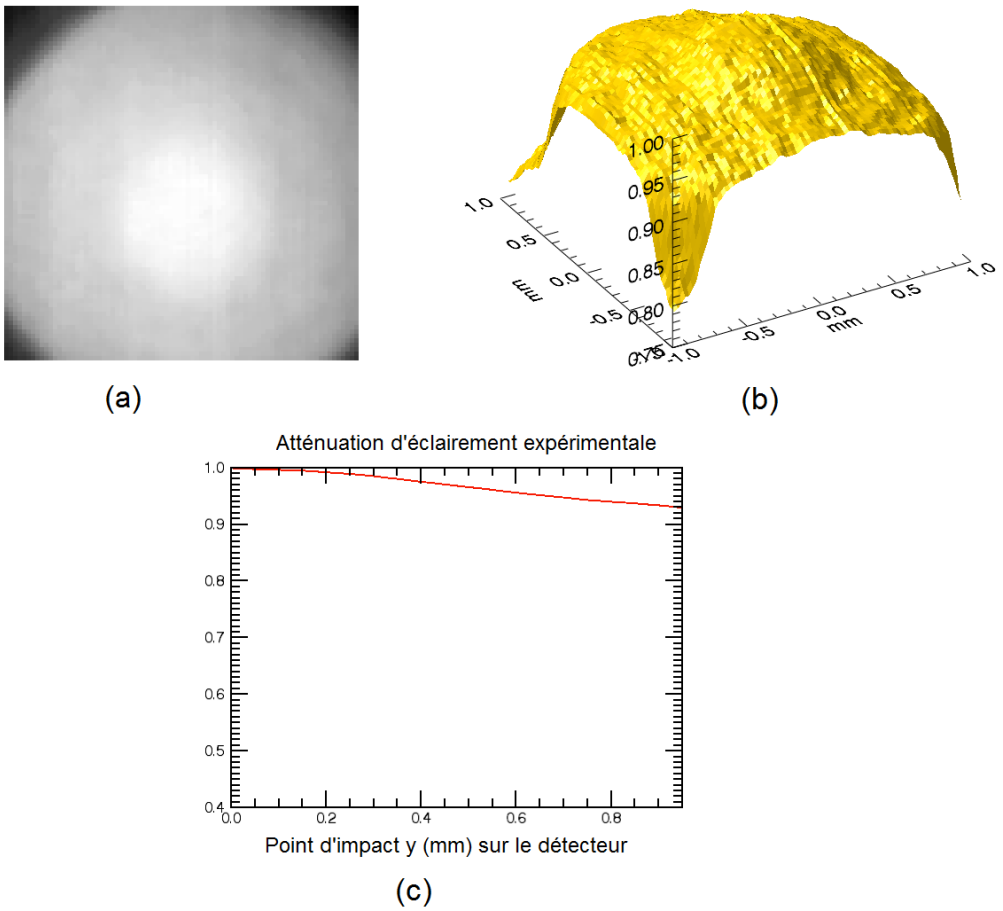

Figure 5.9 – (a) Image correspondant à la différence de deux corps noirs à deux températures différentes (80 x 80 pixels). (b) Représentation 3D de l'image (a). (c) Moyenne radiale de l'image (a), atténuation d'éclairement expérimentale en fonction de la coordonnée radiale sur le détecteur.

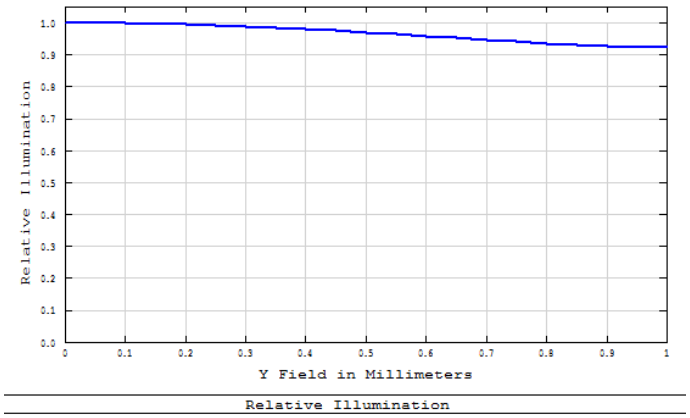

Figure 5.10 – Atténuation d'éclairement en fonction de la coordonnée sur le détecteur, calculée par Zemax.

la pupille d'entrée, alors l'étendue géométrique G s'exprime sous la forme suivante [208] :

$$G = \frac{S_{objet}\ S_{pupE}}{d^2} \tag{5.5}$$

Si l'on considère maintenant un objet situé dans un plan perpendiculaire à l'axe optique z, à un angle θ et une distance d de la pupille d'entrée suivant l'axe optique, alors l'étendue géométrique G devient :

$$G = (S_{objet}\ cos(\theta)) \times (S_{pupE}\ cos(\theta)) \times \frac{1}{\frac{d^2}{cos^2(\theta)}} \tag{5.6}$$

Ainsi,

$$G = S_{objet}\ S_{pupE}\ \frac{cos^4(\theta)}{d^2} \tag{5.7}$$

Dans l'espace image, les deux diaphragmes qui limitent l'étendue géométrique sont la pupille de sortie et chaque détecteur élémentaire. L'étendue géométrique G' côté image, pour un angle d'incidence θ' dans l'espace image par rapport à l'axe optique, se note :

$$G' = S_{image}\ S_{pupS}\ \frac{cos^4(\theta')}{d'^2} \tag{5.8}$$

où S_{pupS} est l'aire de la pupille de sortie, S_{image} est l'image géométrique de S_{objet}, et d' est la distance sur l'axe entre la pupille de sortie et le plan image,

Les milieux avant et après le système optique étant identiques puisqu'il s'agit de l'air dans les deux cas, en l'absence de vignettage l'étendue géométrique côté objet est égale à l'étendue géométrique côté image :

$$G' = G \tag{5.9}$$

On peut ensuite noter l'expression du flux F incident sur un pixel du détecteur, qui est lié à la luminance L supposée uniforme, de la zone utile de l'objet vue par le détecteur élémentaire au travers de l'instrument, à l'étendue géométrique $G = G'$, et à la transmission τ de l'objectif :

$$F = L \times G \times \tau \tag{5.10}$$

L'éclairement E de l'image est dès lors donné par :

$$E = \frac{F}{S_{image}} = \frac{S_{objet}}{S_{image}} \ \tau \ S_{pupE} \ L \ \frac{cos^4(\theta)}{d^2} \tag{5.11}$$

L'éclairement est ainsi proportionnel à $S_{objet}/S_{image} \times cos^4(\theta)$. Dans le cas d'un système où la distorsion est négligeable, alors le terme S_{objet}/S_{image} se simplifie en $(1/g_y)^2$ avec g_y le grandissement transversal et il est donc indépendant de θ. Ainsi, l'éclairement E est proportionnel à $cos^4(\theta)$. Cette loi dite "loi en $\cos^4(\theta)$" ou "loi du dôme", est bien connue de la littérature afin de décrire l'atténuation d'éclairement dans le champ d'un système grand champ relativement bien corrigé des aberrations et en particulier du vignettage et de la distorsion. Dans le cas où l'angle objet est égal à 65°, on calcule un terme d'atténuation $\cos^4(65°) \simeq 0{,}03$!

En l'absence de vignettage, l'introduction de distorsion peut néanmoins jouer un rôle particulièrement important et permettre d'améliorer l'uniformité d'éclairement dans le plan image. Nous allons développer ce point ci-dessus.

Considérons toujours un petit objet perpendiculaire à l'axe optique, faisant un angle θ avec l'axe optique z et situé à une distance d de la pupille d'entrée suivant l'axe z. La distance de cet objet à l'axe optique est $d \times tan(\theta)$. En coordonnées polaires, notons $x = r\cos(\phi)$, $y = r\sin(\phi)$ avec $r = \sqrt{x^2 + y^2}$ et ϕ l'angle entre l'objet et l'axe x. La surface infinitésimale dS_{objet} vaut :

$$dS_{objet} = rdrd\phi = (d\tan(\theta)) \ \times \left(d \ \frac{\partial \tan(\theta)}{\partial \theta} \right) \partial\theta \ \partial\phi \tag{5.12}$$

Or, $(\partial \tan(\theta)/\partial\theta)$ est la dérivée de $\tan(\theta)$, soit $(1/\cos^2(\theta))$. Pour des petites variations finies $\delta\theta$ et $\delta\phi$, on obtient finalement :

$$S_{objet} \simeq (d\tan(\theta)) \ \times \left(d \ \frac{\partial \tan(\theta)}{\partial \theta} \right) \ \delta\theta \ \delta\phi \tag{5.13}$$

soit,

$$S_{objet} = d^2 \ \frac{sin(\theta)}{cos^3(\theta)} \ \delta\theta \ \delta\phi \tag{5.14}$$

Notre caméra domotique possède une distorsion négative très forte qui a tendance à contracter l'image lorsqu'on se déplace dans le champ en s'éloignant de l'axe. La distorsion de notre caméra prévue par Zemax est proche d'une lentille de type $f\theta$. A l'image de l'expression de dS_{objet}, pour une lentille $f\theta$ la surface image infinitésimale dS_{image} s'exprime de la façon suivante :

$$dS_{image} = (f\theta) \times \left(f \ \frac{\partial\theta}{\partial\theta} \right) \partial\theta \ \partial\phi \tag{5.15}$$

Pour des petites variations finies $\delta\theta$ et $\delta\phi$, on peut noter :

$$S_{image} = (f\theta) \times \left(f \ \frac{\partial\theta}{\partial\theta} \right) \delta\theta \ \delta\phi \tag{5.16}$$

c'est-à-dire,

$$S_{image} = f^2 \ \theta \ \delta\theta \ \delta\phi \tag{5.17}$$

Dans ce cas, on obtient que S_{objet}/S_{image} est proportionnel à la quantité suivante :

$$\frac{S_{objet}}{S_{image}} \propto \frac{sin(\theta)}{\theta \ cos^3(\theta)} \tag{5.18}$$

Et finalement, en remplaçant $\frac{S_{objet}}{S_{image}}$ dans l'Eq. 5.11,

$$E \propto \frac{sin(\theta) \ cos(\theta)}{\theta} \tag{5.19}$$

Cela signifie que la chute d'éclairement d'un système grand champ est réduite par l'introduction de distorsion. En effet, d'un point de vue qualitatif, le fait de contracter l'image par rapport à l'objet lorsqu'on se déplace dans le champ de la caméra a tendance à augmenter l'éclairement ce qui permet dans une certaine mesure de combattre le dôme photométrique naturel.

Toujours dans le cas d'un angle de champ de 65°, $sin(\theta)cos(\theta)/\theta$ est égal à 0,34. Cela correspond à une atténuation d'éclairement de l'ordre de 66% entre le centre et le bord de champ. Pour un angle de champ de 49° je calcule que le rapport $sin(\theta)cos(\theta)/\theta$ vaut environ 0,58 ce qui correspond à une atténuation de 42%. Notons que d'après Zemax, la

distorsion de notre caméra est encore plus négative que celle d'une lentille de type $f\theta$. Ainsi, cela peut expliquer l'écart entre l'atténuation expérimentale à 49° et l'atténuation que j'estime théoriquement.

Mesure de sensibilité (NETD)

Définition

La NETD (*Noise Equivalent Temperature Difference* en anglais) est la différence de température équivalente au bruit. Elle est définie comme la différence de température pour laquelle le rapport signal à bruit (RSB) est égal à 1. Il s'agit d'une figure de mérite souvent utilisée pour quantifier la sensibilité, ou résolution en température, d'une caméra infrarouge.

D'un point de vue pratique, la NETD est définie comme le ratio de la différence de température entre une température chaude T_C et une température de référence $T_{réf}$ sur le rapport signal à bruit RSB. Le rapport signal à bruit est lui même défini comme étant le ratio de la différence de signal entre les images de deux fonds uniformes Img_{T_C} et $Img_{T_{réf}}$ respectivement acquises aux températures T_C et $T_{réf}$, sur l'image de bruit σ_{T_C} acquise à la température T_C. La NETD est ainsi donnée par la formule suivante :

$$NETD = \frac{(T_C - T_{réf})}{RSB} = \frac{(T_C - T_{réf})}{\frac{Img_{T_C} - Img_{T_{réf}}}{\sigma_{T_C}}} \tag{5.20}$$

De cette façon nous définissons une cartographie de NETD c'est-à-dire que nous calculons la NETD pixel par pixel sur tous les pixels du détecteur.

Description du banc de test

Pour mesurer la NETD de notre caméra, j'ai placé un corps noir très proche de la caméra de façon à ce qu'il couvre tout son champ de vue. J'ai acquis un cube $Cube_T$ de Nb_{images} images 2D de ce corps noir pour chacune des deux températures $T = T_C$ et $T = T_{réf}$. L'image 2D moyenne à la température T ($T = T_C$ ou $T = T_{réf}$) est calculée en moyennant les Nb_{images} du cube de la façon suivante :

$$Img_T = \frac{1}{Nb_{images}} \sum_{i=1}^{Nb_{images}} Cube_T \tag{5.21}$$

L'image de bruit σ_{T_C} à la température T_C est elle calculée comme étant l'écart-type pixel par pixel estimé sur le cube d'images $Cube_T$.

$$\sigma_{T_C} = \sqrt{\frac{1}{Nb_{images} - 1} \sum_{i=1}^{Nb_{images}} (Cube_T - Img_{T_C})^2} \tag{5.22}$$

Résultats obtenus

J'ai dans un premier temps mesuré la NETD de notre système entier, optique et détecteur.

Nous commençons par fixer les deux températures utiles pour la mesure. Nous prenons $T_C = 25°$C et $T_{réf} = 20°$C. La NETD que nous retournerons sera la valeur associée à une température moyenne de 22,5°C. Notons que j'ai acquis un cube de $Nb_{images} = 100$ images pour chacune des deux températures. Un dernier paramètre important est l'ouverture. Notre mesure est faite à F/1,5 qui est l'ouverture de notre caméra.

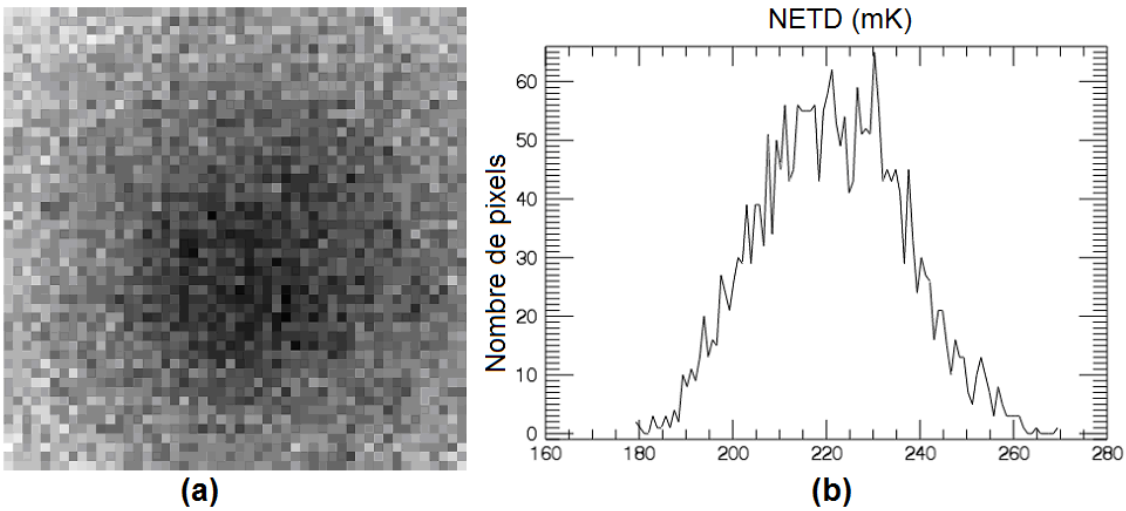

Figure 5.11 – (a) Cartographie expérimentale de la NETD à 22,5°C de notre caméra domotique. (b) Histogramme de la NETD correspondant à l'image (a).

Sur la Fig. 5.11.a je montre la cartographie de NETD que j'ai ainsi évaluée sur les 50x50 pixels au centre du détecteur, correspondant à un champ de ±28° x ±28°. L'atténuation d'éclairement pouvant être considérée comme étant négligeable sur ce champ

de vue (5% environ), j'estime qu'une mesure sur ces 50x50 pixels centraux me donne une bonne estimation de la NETD moyenne sur l'axe.

En moyennant les 50x50 pixels centraux, je mesure une NETD moyenne à 22,5°C et F/1,5 égale à 220mK ± 15mK. A la Fig. 5.11.b j'ai tracé l'histogramme de la cartographie de NETD de la Fig. 5.11.a. La valeur de 220mK est proche du pic de l'histogramme.

Dans un second temps, il est intéressant de noter que la NETD du détecteur seul a été mesurée par ULIS à F/1, elle est égale à 75mK. Une NETD à F/1 égale à 75mK est équivalente à une NETD à F/1,5 égale à 170mK environ. En effet, il faut corriger la valeur à l'aide d'un terme en N^2 où N est le nombre d'ouverture. Cette valeur est relativement proche des 220mK que je déduis de mes mesures expérimentales effectuées sur le système entier, lentille et détecteur. Une transmission optique du système de 77% et non de 100% du fait des réflexions et de l'absorption liées à la traversée la fine lame en silicium, traitée anti-reflet sur les deux faces, peut expliquer la légère dégradation de la NETD constatée. Une chute de la transmission du système d'environ 23% nous parait tout à fait raisonnable pour nos applications. Notons que si on avait utilisé une lentille réfractive en silicium, nécessairement plus épaisse qu'une lentille de Fresnel, la sensibilité de notre caméra aurait été bien plus dégradée à cause de l'absorption du silicium en bande III.

Mesure de la réponse spectrale de la caméra

Notre lentille de Fresnel étant collée dans sa monture, je n'ai pas pu directement effectuer une mesure de sa transmission. Par contre, j'ai mesuré la réponse spectrale sur l'axe de notre caméra entière, lentille et détecteur, sur tout le spectre entre 7 et 14μm. Je propose également de comparer cette mesure à la réponse théorique d'un détecteur thermique sans optique. L'écart entre la transmission que je mesure pour le système entier et la réponse théorique du détecteur seul me permettra d'estimer l'absorption liée à la lame en silicium constituant la lentille.

Dans la pratique, la membrane d'un microbolomètre est généralement suspendue à une hauteur $\lambda/4$ d'une surface réfléchissante de façon à former une cavité résonnante et à maximiser le signal détecté. Nous faisons ici l'hypothèse que la cavité quart d'onde de

notre microbolomètre est optimisée pour une longueur d'onde λ =8 μm c'est-à-dire que la hauteur de la cavité est égale à $\lambda/4 = 2\mu$m. La réponse théorique du détecteur $T_{dét}$ est ainsi donnée par la relation suivante :

$$T_{dét} = \frac{1}{2}\left(1 + \cos(2\pi \times 2ne\sigma + \phi)\right) \tag{5.23}$$

où n est l'indice du matériau formant la cavité ($n = 1$), e est l'épaisseur de la cavité ($e = 2\mu$m), ϕ est un terme de déphasage (ici, on fixe arbitrairement $\phi = \pi$), et σ est le nombre d'onde ($\sigma = 1/\lambda$).

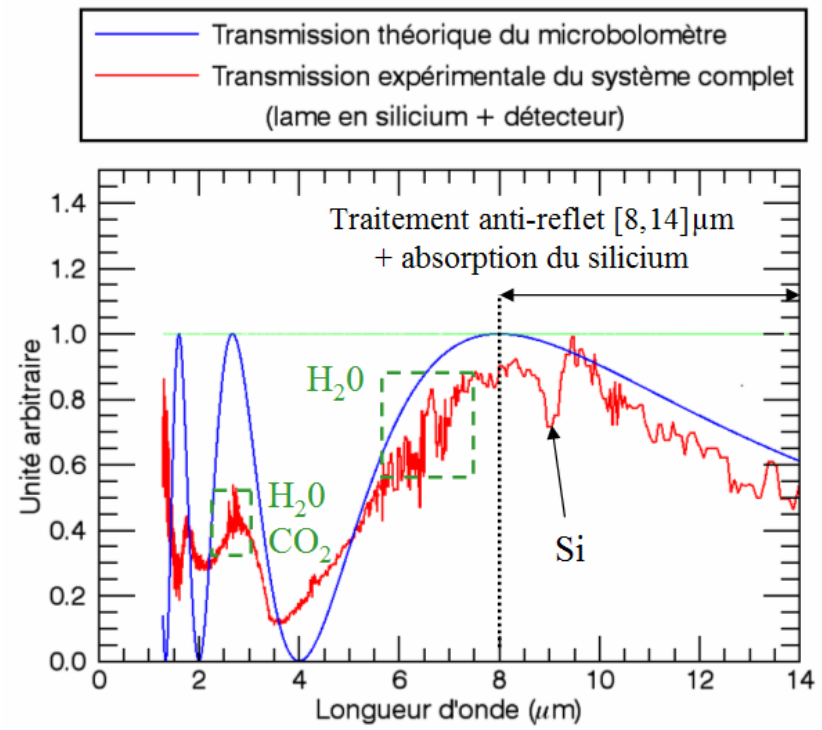

Figure 5.12 – Transmission de notre caméra domotique mesurée sur l'axe, comparée à la transmission théorique du détecteur seul supposé non filtré.

A la Fig. 5.12 je donne la réponse théorique du détecteur nu sans optique que j'ai calculée à partir de l'Eq. 5.23. Je trace également la transmission expérimentale que j'ai mesurée pour le système complet. J'ai effectué cette mesure sous vide à l'aide d'un spectromètre à transformée de Fourier commercial (voir partie 5.1.2) et pour un pixel sur l'axe. Bien que notre mesure ait été faite sous vide, sur cette courbe on distingue les raies d'absorption résiduelles de l'eau et du dioxyde de carbone qui viennent perturber la

mesure, principalement autour de 3μm et entre 5,5μm et 7,5μm. Sur notre mesure, il est intéressant de voir que l'on peut relever le pic d'absorption du silicium autour de 9μm en adéquation avec les courbes théoriques de transmission du silicium que j'ai données à la Fig. 2.64 page 90. Mis à part cela, la transmission de notre caméra reste assez bonne et assez proche de la réponse théorique du détecteur seul sur tout l'intervalle [8-14]μm. L'ajout d'une lame en silicium d'épaisseur 1mm devant le détecteur dégrade donc peu la réponse globale de notre système.

Mesure de distorsion

La distorsion est une aberration qui intervient dans le champ, lorsque les conditions de Gauss ne sont plus valables. La distorsion quantifie l'écart entre la position d'un point de l'image dans le plan du détecteur, par rapport à sa position avec un modèle sans distorsion (modèle sténopé).

Le but de la mesure de distorsion est de connaître à quelle position sur le détecteur est réellement imagé un angle de champ donné. A partir du modèle idéal appelé modèle sténopé, on peut ainsi connaître la distorsion de l'image, et ensuite la traiter numériquement afin de reconstruire une image non distordue.

La première étape de la mesure de distorsion consiste à choisir l'angle de champ objet autour duquel on veut effectuer notre mesure. Dans l'exemple que j'illustrerai dans la suite, on voudra mesurer la distorsion centrée sur l'axe optique. On place alors la caméra sur le banc utilisé lors de la mesure de *Spot Scan*, et on l'oriente de façon à ce que l'image du point source se fasse sur le pixel central.

Tout comme pour la mesure de *Spot Scan*, on va maintenant balayer le champ de la caméra avec notre tâche lumineuse. La caméra a été préalablement posée sur un système de platine et bascule de rotation. On va alors faire pivoter la caméra selon les deux axes de rotation en définissant des angles bien précis qui, si la distorsion était inexistante, formeraient un échantillonnage régulier au niveau du détecteur.

Je montre à la Fig. 5.13 le maillage régulier que l'on aurait obtenu avec le modèle sténopé régulier (en rouge), et les positions réelles obtenues lors de la mesure (en noir). J'ai effectué ces mesures en parcourant idéalement un champ de $\pm 37°$ suivant les deux

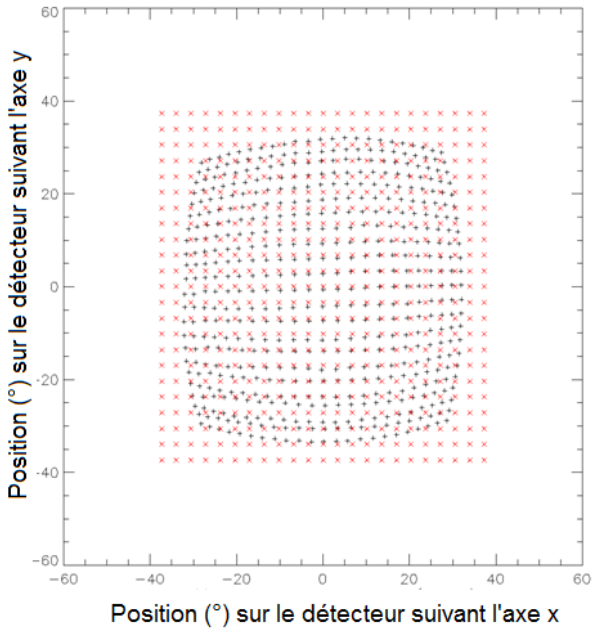

Figure 5.13 – Estimation de la distorsion de notre caméra domotique entre -37° et +37° suivant les deux directions x et y sur le détecteur.

directions horizontales et verticales. On peut voir que la distorsion tend à contracter les objets en bord de champ. On estime qu'elle s'élève à -23% environ à 37°. Zemax prévoit pour ce même champ une distorsion de -17%.

Grâce à la cartographie de la distorsion au niveau du détecteur que je donne à la Fig. 5.13, nous pouvons faire correspondre une majeur partie des pixels dans le plan du détecteur avec leur position conjuguée sans distorsion. En interpolant et en extrapolant le signal de chacun des pixels du détecteur, on est alors capable de reconstituer une image sans distorsion. On montre à la Fig 5.14 une image brute acquise avec notre caméra ainsi que l'image correspondante corrigée de la distorsion.

Implémentation d'algorithmes de traitement d'images

Je propose dans cette partie de décrire les algorithmes de traitement d'images que j'ai mis en place afin d'optimiser le rendu visuel des images de scènes acquises avec ma caméra. Le premier algorithme a été décrit ci-dessus, il consiste à corriger l'image de la distorsion. J'en décris ici plusieurs autres, et je montrerai le rendu visuel final sur quelques images.

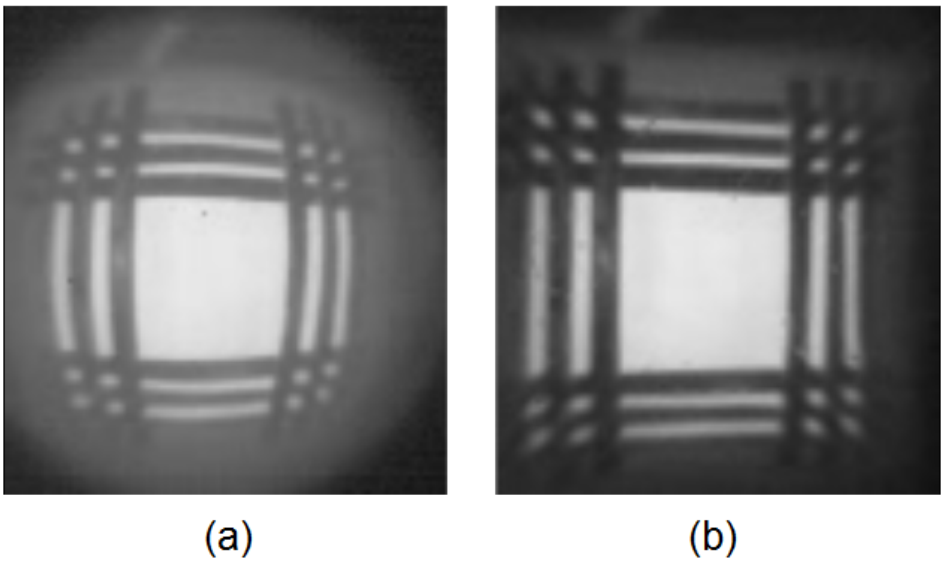

Figure 5.14 – (a) Image brute acquise avec notre caméra domotique. (b) Image corrigée de la distorsion.

Correction des pixels morts et correction NUC

Premièrement, une image brute acquise avec une caméra est constituée d'un certain nombre de pixels dont le signal enregistré n'est pas pertinent. Il peut s'agir de pixels dont la valeur ne varie jamais quel que soit l'éclairement reçu, ou bien de pixels clignotants pour lesquels le signal enregistré varie sans raison valable. Ce type de pixels est appelé *pixel mort*.

Afin d'améliorer le rendu d'une image acquise avec notre caméra, nous souhaitons alors détecter ces pixels morts, et les corriger en leur donnant une valeur cohérente en fonction de leurs pixels voisins qui ne sont pas morts. Afin de détecter les pixels morts d'une image, nous utilisons trois images étalons : une image de corps noir froid, une image de corps noir chaud, et une image de bruit à une température moyenne. Nous définissons alors différents critères permettant de sélectionner les pixels morts. Premièrement, les pixels dont le signal est trop éloigné du signal moyen sont détectés sur les deux images de corps noirs. Deuxièmement, les pixels dont la différence de signal entre corps noir chaud et corps noir froid est trop éloignée de la différence moyenne sont également détectés. Troisièmement, les pixels dont le bruit est trop éloigné du bruit moyen sont repérés. Cela nous permet d'identifier une majeur partie des pixels morts. Une fois cela fait, nous

corrigeons chaque pixel défectueux en lui donnant la valeur moyenne estimée à partir de ses pixels voisins opérationnels.

Un autre algorithme de traitement d'image important consiste à corriger l'image des non-uniformités de réponse spatiale du détecteur (correction "NUC"). Celles-ci sont dues aux non-uniformités des conversions d'un flux en signal dues aux disparités des caractéristiques des différents pixels composant le détecteur. Elles sont aussi liées à l'interface électronique utilisée. Alors, pour effectuer la correction de ces non uniformités, j'acquiers deux images de corps noirs Img_{T_F} et Img_{T_C} à deux températures différentes T_F et T_C correspondant à deux points de fonctionnement en température. Les deux températures ainsi choisies doivent correspondre à des températures représentatives de la scène imagée. Cela me permet ensuite de calculer deux matrices de gain et d'offset, $Gain$ et $Offset$:

$$Gain = \frac{(Img_{T_C} - Img_{T_F})}{moy(Img_{T_C} - Img_{T_F})} \tag{5.24}$$

et,

$$Offset = Img_{T_F} \tag{5.25}$$

où $moy(Img_{T_C} - Img_{T_F})$ désigne la moyenne de l'image $(Img_{T_C} - Img_{T_F})$ sur les différents pixels.

A partir de là, l'image corrigée des non-uniformités $Img_{corrigee}$ se calcule à partir de l'image brute Img_{brute} et des matrices de gain et d'offset :

$$Img_{corrigee} = \frac{(Img_{brute} - Offset)}{Gain} \tag{5.26}$$

Notons que l'article [209] indique que la matrice de gain dépend peu de la température du détecteur, et peut être donc estimée à partir de corps noirs acquis à un instant quelconque. En revanche, la matrice d'offset est elle sensible à la température du détecteur.

Images cosmétiques

La Fig. 5.15 montre finalement deux images enregistrées avec notre caméra domotique corrigées des pixels morts, des non-uniformités des réponses spatiales de la caméra, et de

Figure 5.15 – Images acquises avec notre caméra domotique.

la distorsion. Sur ces images, nous pouvons facilement détecter des personnes et identifier certains détails. Le rendu visuel nous semble tout à fait compatible avec des applications domotiques bas coût.

5.2 Caméra infrarouge refroidie

Dans cette seconde partie, je vais maintenant présenter le prototype refroidi que j'ai développé et également entièrement caractérisé expérimentalement.

5.2.1 Réalisation d'un prototype

Fabrication de la lentille

La lentille de Fresnel de notre caméra froidie a été réalisée par usinage diamant par la société Savimex. Elle est en germanium et les gravures ont une profondeur $H_{Fresnel}$ de 150μm. Son diamètre est égal à 15mm et elle possède 4 zones utiles. La lentille ainsi réalisée est illustrée à la Fig. 5.16.

Des mesures ont été faites par le Laboratoire de Photonique et Nanostructures (LPN) afin d'estimer la qualité du profil de la lentille de Fresnel réalisée. Je montre à la Fig. 5.17.a une vue partielle de notre lentille au microscope 3D. A la Fig. 5.17.b je donne le profil

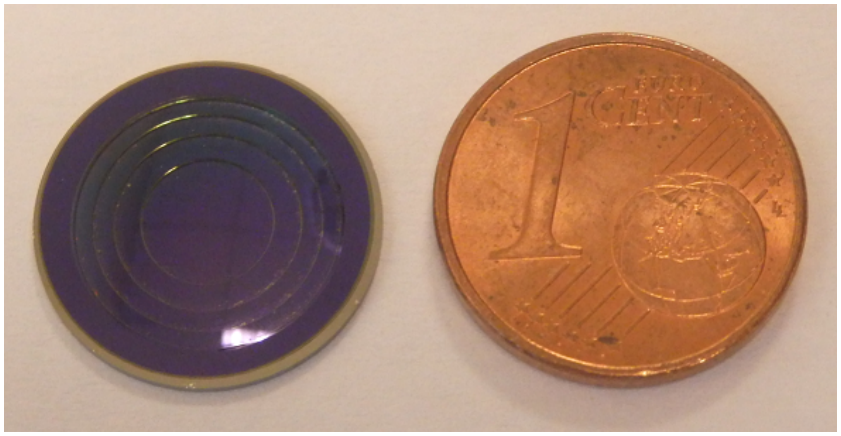

Figure 5.16 – Photo montrant la lentille de Fresnel en germanium de gravure 150μm réalisée par Savimex par usinage diamant.

mesuré le long d'un rayon.

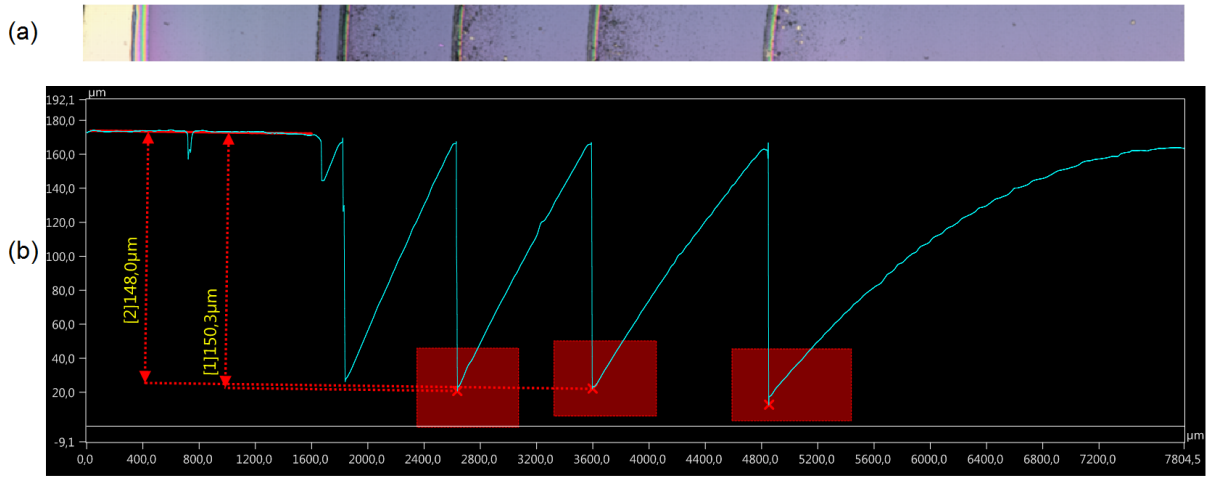

Figure 5.17 – (a) Vue partielle de notre lentille de Fresnel au microscope 3D. (b) Profil mesuré le long d'un rayon. (Données LPN)

Intégration du prototype

Un écran froid intégrant la pupille et la lentille de Fresnel a ensuite été conçue. Comme pour la caméra domotique que je viens de présenter, l'ensemble pupille/lentille est solidaire et intégré sur une sorte de vis sans tête nous permettant de pouvoir régler facilement la position de l'ensemble pupille/lentille par rapport au détecteur. La monture vient ensuite directement s'appuyer sur le détecteur.

Sur la Fig. 5.18.a nous pouvons voir une image de l'intérieur du cryostat de laboratoire que nous utilisons : une monture optique jouant le rôle d'écran froid porte la lentille devant le détecteur. Sur l'image, nous voyons l'écran froid ouvert optiquement par un diaphragme froid, il est repéré par une flèche. La lentille de Fresnel et le détecteur sont cachés derrière le diaphragme.

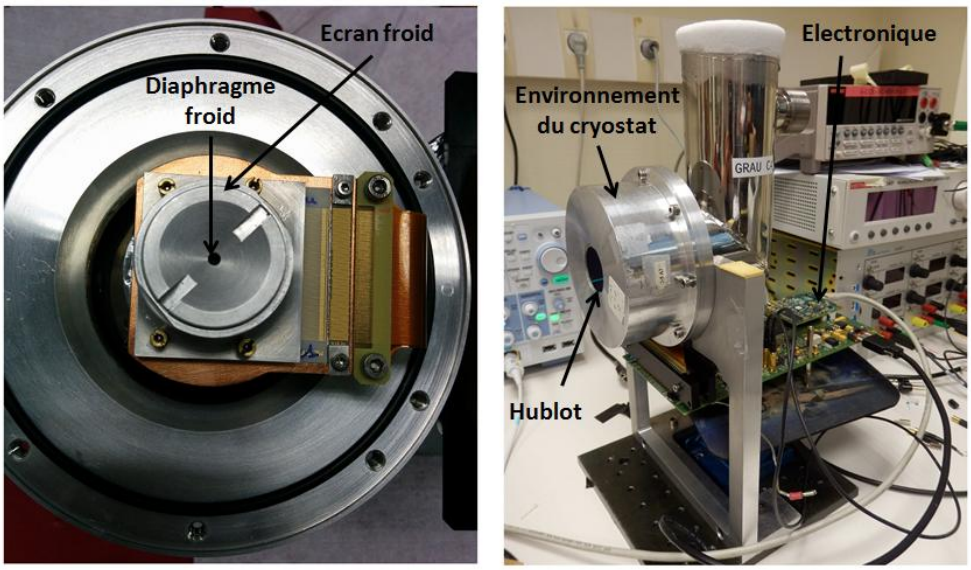

Figure 5.18 – Photos montrant notre prototype infrarouge refroidi. (a) Vue de l'intérieur de notre cryostat de laboratoire. (b) Photo de notre prototype entier.

La Fig. 5.18.b montre le prototype entier avec la lentille de Fresnel intégrée dans le cryostat. Notre prototype est une caméra de laboratoire, elle fonctionne avec un cryostat devant être rechargé manuellement en azote liquide. A terme, l'idée serait plutôt d'utiliser un cryostat machine plus compact comme celui de la caméra SOIE illustrée à la Fig. 2.4.b page 23.

Gain en masse et en refroidissement

Comme je l'ai précisé dans la partie 3.3.4 page 159, le prototype refroidi que je propose est une évolution d'un autre concept développé à l'ONERA entièrement intégré dans le cryostat, appelé caméra SOIE. Mon prototype remplace le ménisque en silicium d'épaisseur 3mm par une lentille de Fresnel en germanium d'épaisseur 500μm. Le matériau et l'épaisseur du composant sont modifiés et vont jouer sur le temps de descente en froid.

Tout d'abord, notons que la masse utile du ménisque en silicium de la caméra SOIE, en ignorant les contraintes opto-mécaniques, est de 0,45g ($\phi_{ménisque,utile} = 9$mm). En comparaison, celle de la lentille de Fresnel en germanium de notre caméra n'est que de 0,25g ($\phi_{Fresnel,utile} = 12$mm). Pour des raisons opto-mécaniques, le composant optique utilisé dans la pratique doit posséder un diamètre plus grand que le diamètre utile. Ainsi le ménisque utilisé dans la caméra SOIE a une masse optique de 0,73g ($\phi_{ménisque,réel} = 12$mm) et la lentille de Fresnel de notre caméra a une masse de 0,42g ($\phi_{Fresnel,réel} = 15$mm). En remplaçant le ménisque en germanium de la caméra SOIE par une lentille de Fresnel en silicium, nous avons donc réduit la masse du composant optique à refroidir d'un facteur 2. Notons que la masse volumique du germanium est deux fois plus grande que celle du silicium. Ainsi, à matériaux identiques la caméra Fresnel serait encore d'autant plus légère que la caméra SOIE.

Connaissant la masse m du composant optique à refroidir, on calcule ensuite la chaleur Q à évacuer pour refroidir ce composant d'une température T_1 à une température T_2. Elle est donnée par $Q = m \int_{T_1}^{T_2} C_p(T)dT$ où $C_p(T)$ est la chaleur thermique spécifique du matériau, germanium ou silicium, en fonction de la température. Dans la pratique, on estime que la chaleur à évacuer pour refroidir le composant optique de 293K (température ambiante) à 90K (température d'un cryostat industriel classique), sera de 76J pour la caméra SOIE contre 23J seulement pour notre caméra. Ces valeurs sont estimées à partir des masses optiques des composants réellements utilisés. Nous gagnons un facteur 3 sur la charge thermique.

Bien sûr plus la charge thermique est faible, plus le temps de mise en froid sera faible. Néanmoins, pour estimer quantitativement le gain en terme de temps de mise en froid, il nous faudrait connaitre les paramètres de la machine à froid.

5.2.2 Caractérisation expérimentale

Mesures de PSFs/FTMs polychromatiques par *Spot Scan*

Résultats obtenus et validation par rapport à la théorie

Dans cette partie, je montre les mesures polychromatiques que j'ai mesurées avec notre

caméra refroidie pour différents angles de champ en utilisant la méthode de *Spot Scan* que j'ai décrite dans la partie 5.1.2 page 232.

Nous utilisons toujours un collimateur de distance focale $f_{collimateur}$ égale à 2m. La distance focale de notre caméra domotique f_{camera} est égale à 9,6mm et la taille d'un pixel du détecteur est de 15μm. Pour que le trou source utilisé pour la mesure de *Spot Scan* ne soit pas résolu par notre caméra, il doit alors théoriquement être de diamètre inférieur à 3mm environ. Dans la pratique, nous avons choisi un trou source de diamètre 0,46mm. De plus, nous effectuons 27x27=729 mesures dans un intervalle de largeur 9 pixels. Ainsi, nous échantillonnons la tache image avec un pas égal au tiers de la taille d'un pixel.

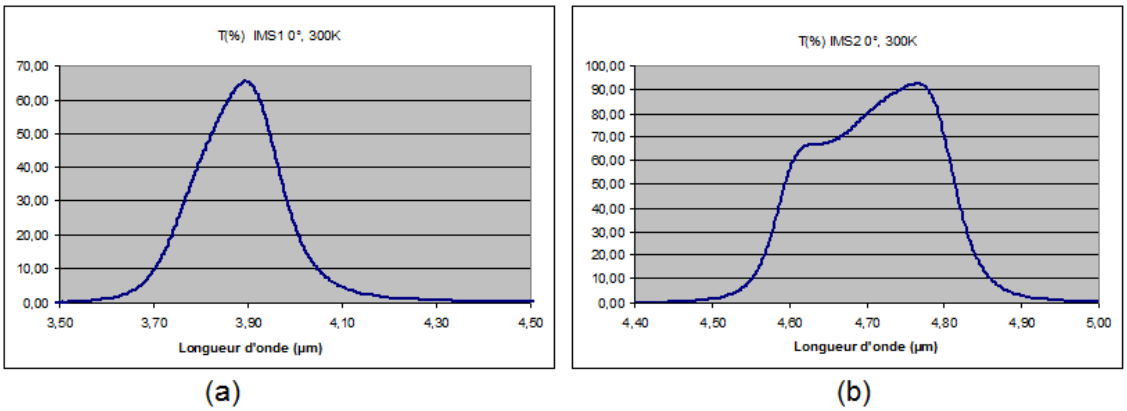

Figure 5.19 – Courbes de transmission du filtre IMS1 (a) et du filtre IMS2 (b).

Nous avons mesuré la PSF et la FTM polychromatiques de notre caméra domotique pour différents points du champ en bornant l'intervalle spectral de la mesure à l'aide d'un filtre. En particulier, j'ai effectué des mesures à l'aide d'un filtre appelé "IMS1" qui laisse passer principalement les longueurs d'onde entre 3,8 et 4μm et j'ai aussi effectué une série de mesures à l'aide d'un filtre appelé "IMS2" qui laisse passer principalement les longueurs d'onde entre 4,6 et 4,8μm. Les courbes de transmission de ces deux filtres sont données à la Fig. 5.19.

Avec chacun de ces deux filtres, j'ai effectué des mesures pour des champs successivement de 0°, 10°, 15°, 20° et 27° suivant la longueur du détecteur. Je compare alors chacune des FTMs polychromatiques expérimentales aux données simulées à l'aide du modèle théorique que j'ai décrit dans le chapitre 4 page 206.

La Fig. 5.20 montre 5 FTMs polychromatiques dans l'intervalle spectral [3,8-4,0]μm, expérimentales et théoriques. La Fig. 5.21 montre quant à elle 5 FTMs polychromatiques dans l'intervalle spectral [4,6-4,8]μm, expérimentales et théoriques. Sur les deux figures, l'axe des fréquences spatiales est gradué de 0 à 33mm^{-1} qui correspond à la fréquence de Nyquist d'un détecteur au pas pixel de 15μm. Notons de plus que les FTMs théoriques tiennent compte du filtrage induit par la taille des pixels. Nous constatons un bon accord entre expérience et données simulées à l'aide de mon modèle.

Résultats obtenus et comparaison avec la caméra SOIE

Les performances polychromatiques expérimentales de notre prototype peuvent également être comparées à celles qui ont été mesurées avec la caméra SOIE. Sur la Fig. 5.22 la comparaison est donnée pour trois angles de champs correspondant à une mesure sur l'axe ($\theta = 0°$), à une mesure sur le bord de la largeur du détecteur ($\theta = 23°$), et à une mesure sur le bord de la longueur du détecteur ($\theta = 27°$). Les FTMs polychromatiques sont ici estimées entre 3,7μm et 4,8μm.

Nous constatons que les performances sur l'axe des deux caméras sont similaires. Toutefois, les performances en bord de détecteur de notre prototype sont moins bonnes que celles de la caméra SOIE. La différence entre les deux est essentiellement visible dans la direction tangentielle et est liée aux discontinuités du profil Fresnel.

Une règle de conception classique en photographie demande que le contraste sur tout le champ soit supérieur à 0,3 à la demi fréquence de Nyquist. Notre caméra remplit cette condition jusqu'à un angle de 20° environ. Ainsi, même si la qualité image est dégradée en bord de détecteur, elle reste tout à fait acceptable sur la plupart de l'image, comme nous le verrons sur les images que je présente un peu plus loin.

Mesures de PSFs/FTMs monochromatiques par *FTIR*

J'ai d'autre part mesuré les PSFs et FTMs monochromatiques produites par notre caméra en différents points du champ et je les ai comparées avec les PSFs et FTMs monochromatiques simulées. Notons que j'ai mesuré la réponse spectrale de notre caméra sur l'intervalle [200-15800]cm^{-1} correspondant aux longueurs d'onde comprises entre 2 et

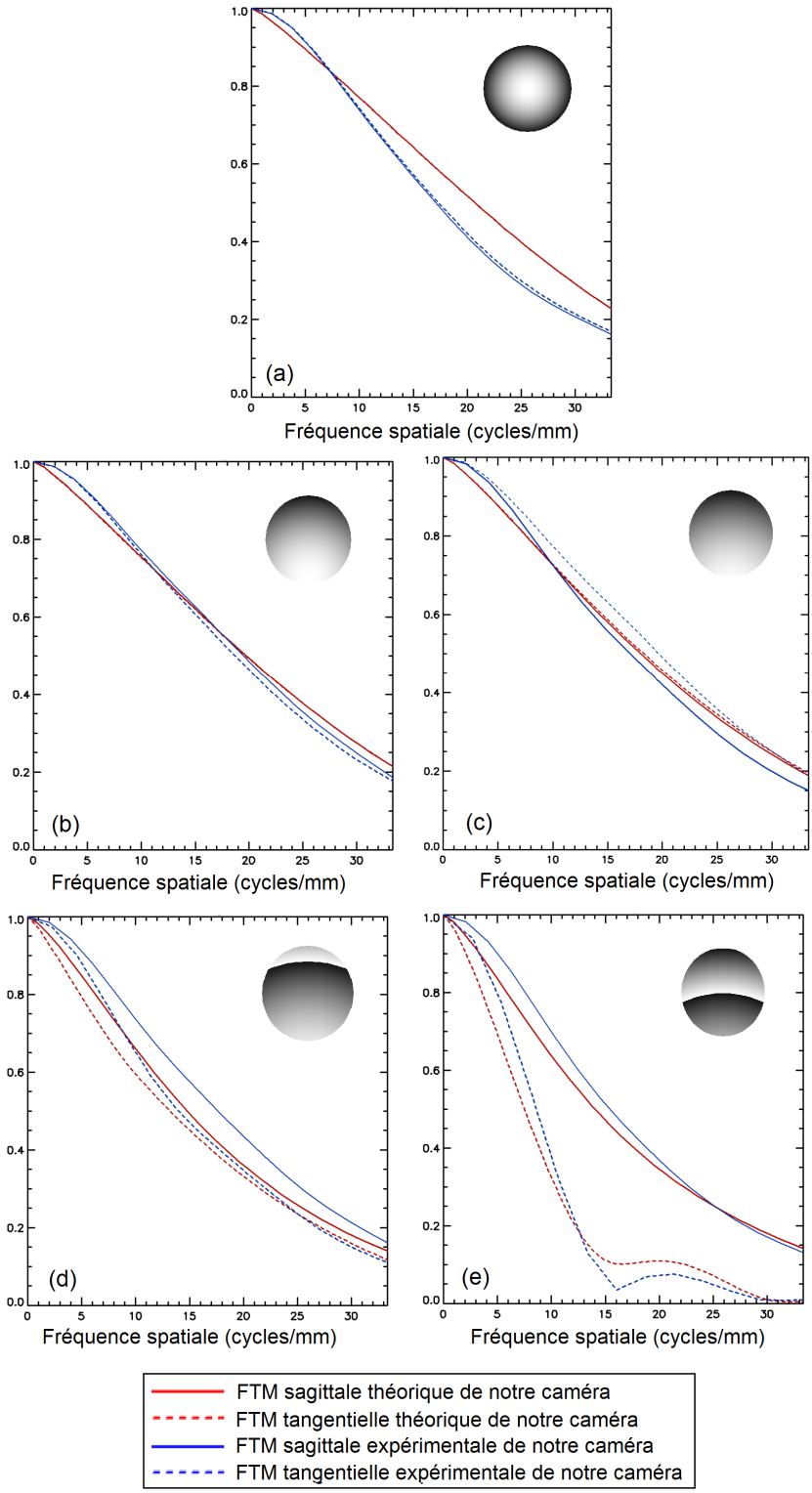

Figure 5.20 – FTMs expérimentale et théorique de notre caméra domotique entre 3,8 et 4,0μm (filtre IMS1) pour différents angles de champ θ. (a) $\theta = 0°$, (b) $\theta = 10°$, (c) $\theta = 15°$, (d) $\theta = 20°$, (e) $\theta = 27°$. La fréquence spatiale maximale en abscisse correspond à la fréquence de Nyquist du détecteur. Les cinq encarts montrent la zone éclairée de la lentille de Fresnel pour chaque champ.

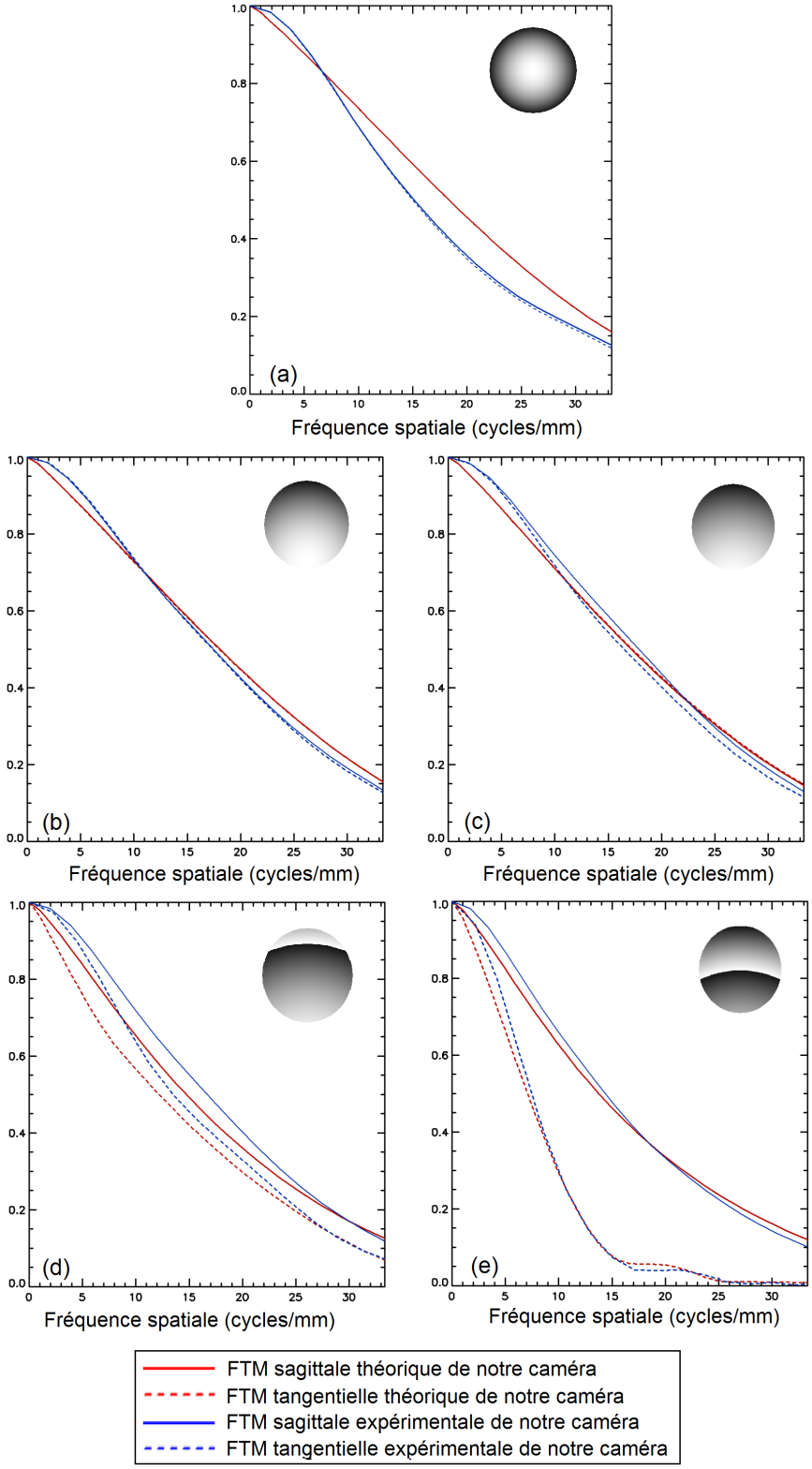

Figure 5.21 – FTMs expérimentale et théorique de notre caméra domotique entre 4,6 et 4,8μm (filtre IMS2) pour différents angles de champ θ. (a) $\theta = 0°$, (b) $\theta = 10°$, (c) $\theta = 15°$, (d) $\theta = 20°$, (e) $\theta = 27°$. La fréquence spatiale maximale en abscisse correspond à la fréquence de Nyquist du détecteur. Les cinq encarts montrent la zone éclairée de la lentille de Fresnel pour chaque champ.

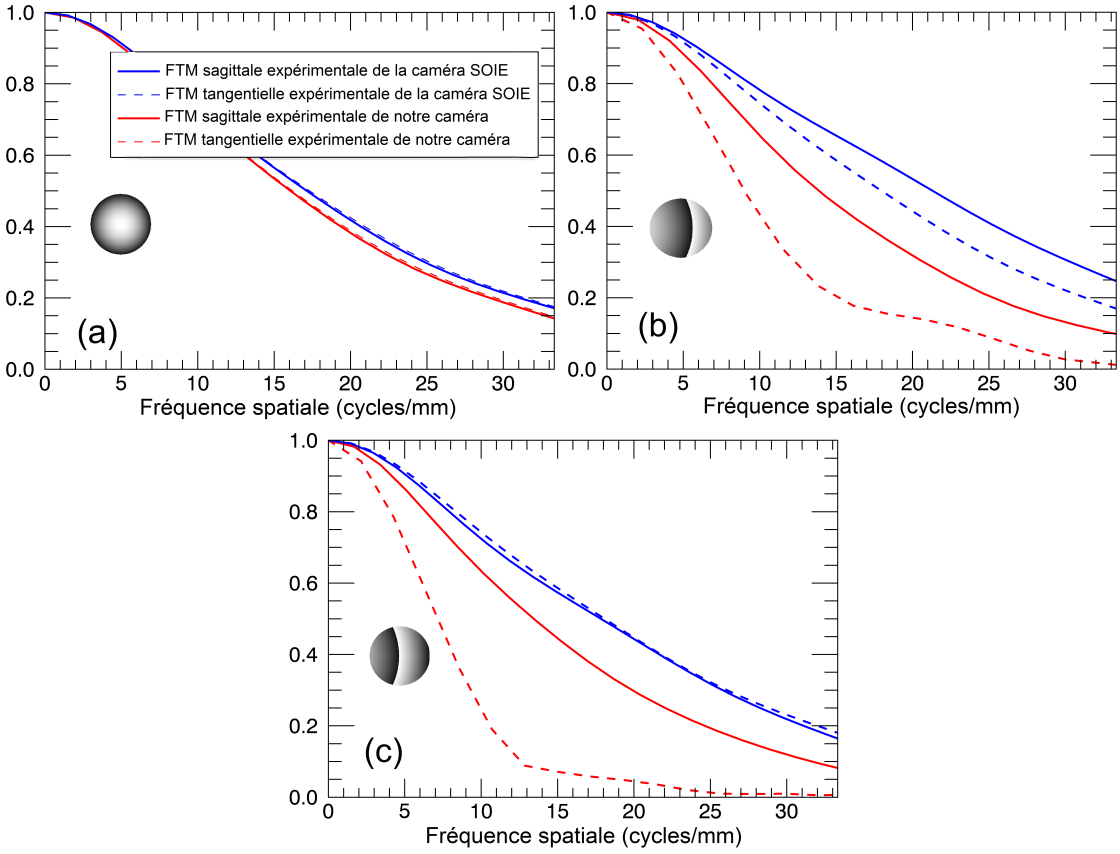

Figure 5.22 – FTMs expérimentales de notre caméra refroidie comparées aux FTMs expérimentales de la caméra SOIE. Les FTMs sont calculées entre 3,7 et 4,8μm. Les résultats sont données pour différents angles de champ θ. (a) $\theta = 0°$, (b) $\theta = 23°$, (c) $\theta = 27°$.

50μm. J'ai fixé une résolution $d\sigma = 1cm^{-1}$ correspondant à $d\lambda = 0{,}0016\mu$m à 4μm.

A la Fig. 5.23 je montre les taches images monochromatiques que j'ai mesurées pour un angle de champ égal à 28°. Nos mesures montrent un comportement similaire à celui mis en évidence avec notre caméra domotique. En effet nos images expérimentales montrent la même aberration de type chromatisme latéral diffractif, avec deux taches distinctes visibles à certaines longueurs d'onde.

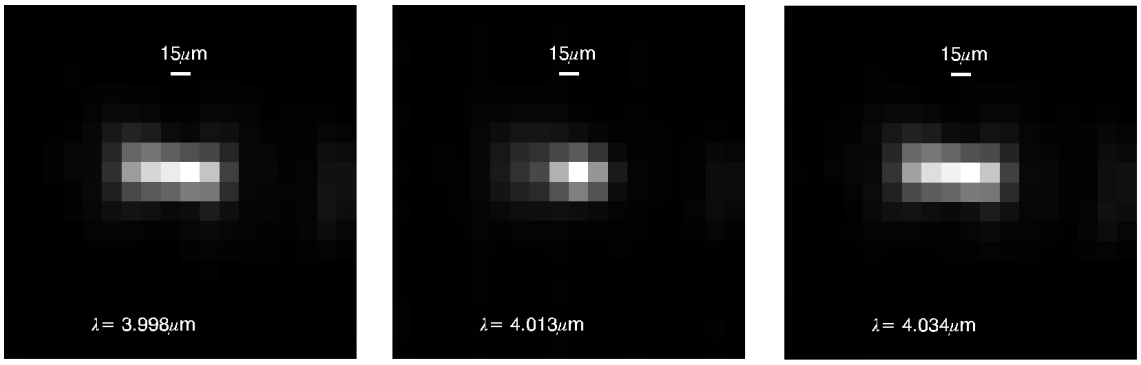

Figure 5.23 – Taches images monochromatiques mesurées à $\theta = 28°$ pour différentes longueurs d'ondes. (a) $\lambda = 3{,}998\mu$m, (b) $\lambda = 4{,}013\mu$m, (c) $\lambda = 4{,}034\mu$m.

A la Fig. 5.24 je montre les images monochromatiques que je simule à l'aide de mon modèle. Remarquons que l'écart théorique $\Delta\lambda_{th}$ entre deux longueurs d'onde pour lesquelles on observe deux taches de même intensité est $\Delta\lambda_{th}$ = (4,027μm - 3,991μm) = 0,036μm. L'écart expérimental $\Delta\lambda_{exp}$ est lui $\Delta\lambda_{exp}$ = (4,034μm - 3,998μm), soit aussi 0,036μm. D'après la règle d'ingénieur que j'ai mise en place à la partie 3.4 page 163, et plus précisément d'après la Fig. 3.44 page 173 donnant le déplacement du maximum de la tache la plus intense en fonction de la longueur d'onde, on retrouve également $\Delta\lambda_{approx}$= 0,036μm autour de 4μm.

Il est en plus intéressant de comparer la distance entre les deux taches aussi intenses obtenues à des longueurs d'onde particulière, soit à partir des mesures expérimentales, soit à partir des images simulées, soit à partir de la règle d'ingénieur. Expérimentalement, j'obtiens $d_{exp} = 2$ pixels soit 30μm entre deux taches formées à $\lambda = 3{,}998\mu$m ou à $\lambda = 4{,}034\mu$m. D'après mes simulations théoriques, j'obtiens un écartement $d_{th} = 24\mu$m à $\lambda = 3{,}991\mu$m ou à $\lambda = 4{,}027\mu$m. A l'aide de la règle d'ingénieur, en prenant un nombre d'ouverture $N = 4$ et en considérant qu'à 28° $nb_{disc} = 2$ discontinuités sont éclairées, pour

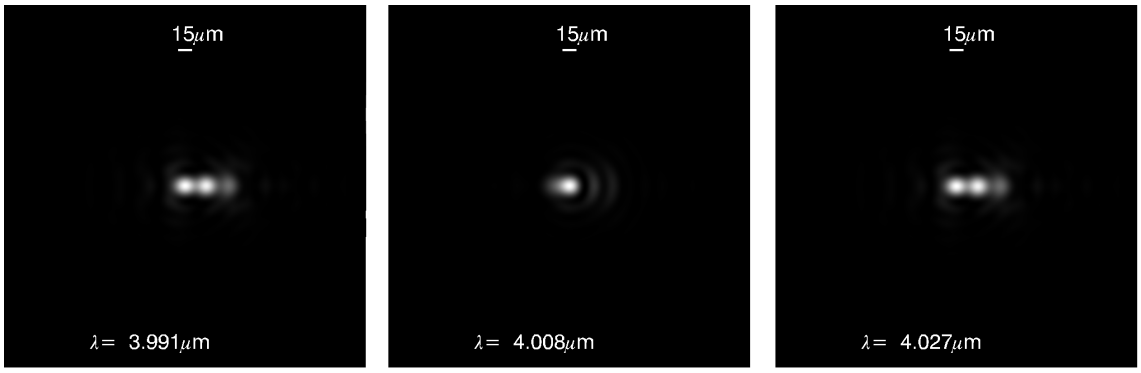

Figure 5.24 – Taches images monochromatiques simulées à $\theta = 28°$ pour différentes longueurs d'ondes. (a) $\lambda = 3{,}991\mu$m, (b) $\lambda = 4{,}008\mu$m, (c) $\lambda = 4{,}027\mu$m.

$\lambda \simeq 4\mu$m on obtient $d_{approx} = N \times nb_{disc} \times \lambda \simeq 32\mu$m. Les trois valeurs de d ainsi estimées sont du même ordre de grandeur. Néanmoins, notons qu'encore une fois, la distance d_{exp} que j'estime est donnée à $\pm 0{,}5$ pixel près seulement, soit $\pm$ 7,5μm.

Mesure de l'atténuation d'éclairement dans le champ

A partir de la différence d'images de deux corps noirs uniformes à $T_C = 30°$C et $T_F = 20°$C, j'estime ici la décroissance de la luminosité sur le détecteur en fonction du champ d'observation, pour un angle de champ allant jusqu'à 23° environ.

La Fig. 5.25 montre l'atténuation d'éclairement dans le champ ainsi mesurée. Je compare mes mesures aux données théoriques du logiciel Zemax. En plus, je donne également l'atténuation d'éclairement de la caméra SOIE, soit mesurée expérimentalement soit extraite du logiciel Zemax. Les courbes sont normalisées à 1 au centre du champ où l'éclairement est maximal.

Néanmoins, les courbes expérimentales de notre caméra sont moins bonnes que celles de la caméra SOIE. Cela est peut être en partie dû au fait que le traitement anti-reflet appliqué sur le hublot de la caméra SOIE est de meilleure qualité que celui appliqué sur le hublot de notre caméra.

Notons également que les courbes expérimentales sont toutes deux sont moins bonnes que ce que Zemax prévoit. Ce point est certainement dû au fait que Zemax ne tient pas compte des pertes de Fresnel aux interfaces air/verre. Néanmoins, nous ne connaissons pas l'indice du traitement antireflet utilisé pour les deux caméras et donc nous ne pouvons pas

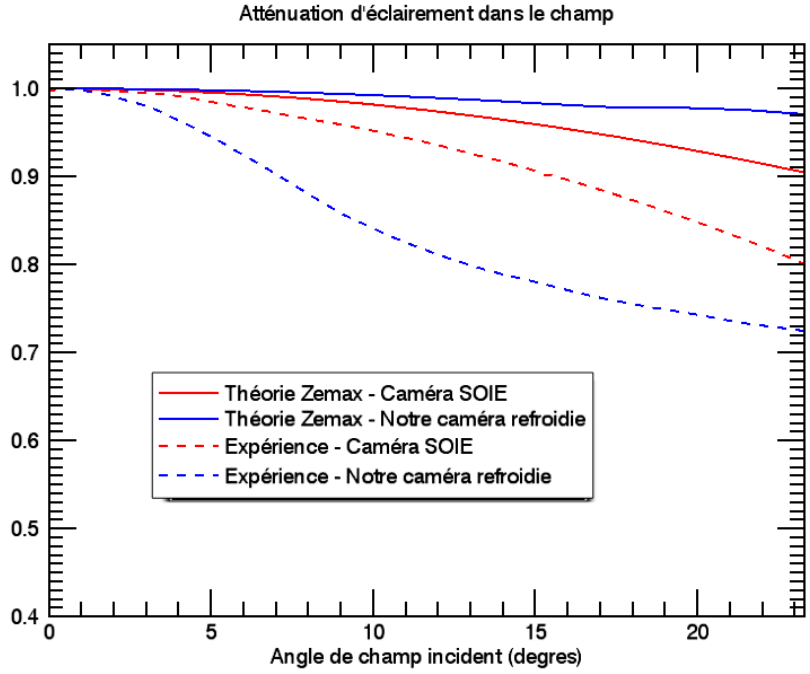

Figure 5.25 – Illustration de l'atténuation d'éclairement dans le champ, mesurée expérimentalement et prévue théoriquement par Zemax, pour notre caméra refroidie et pour la caméra SOIE.

quantifier les pertes de Fresnel. En plus, le fait que l'écran froid de notre caméra ne soit pas noirci peut créer une surintensité au centre du champ. Celle-ci peut avoir tendance à faire descendre la courbe d'atténuation de l'éclairement qui est normalisée à 1 là où l'éclairement est maximal.

Même si l'atténuation d'éclairement dans le champ de notre caméra est supérieure à celle prévue par Zemax et à celle mesurée avec la caméra SOIE, elle reste acceptable pour des applications d'imagerie infrarouge.

Mesure de sensibilité

J'ai mesuré la NETD de notre caméra refroidie entière, optique et détecteur. J'ai pour cela acquis deux cubes de 100 images de corps noirs à deux températures différentes, T_C = 30°C et $T_{réf}$ = 20°C. La NETD que nous retournerons sera la valeur associée à une température moyenne de 25°C. J'ai de plus réglé le temps d'intégration de façon à ce que la NETD soit mesurée à mi-capacité autour notre température d'intérêt. Enfin, notre mesure est faite à F/4 qui est l'ouverture de notre caméra.

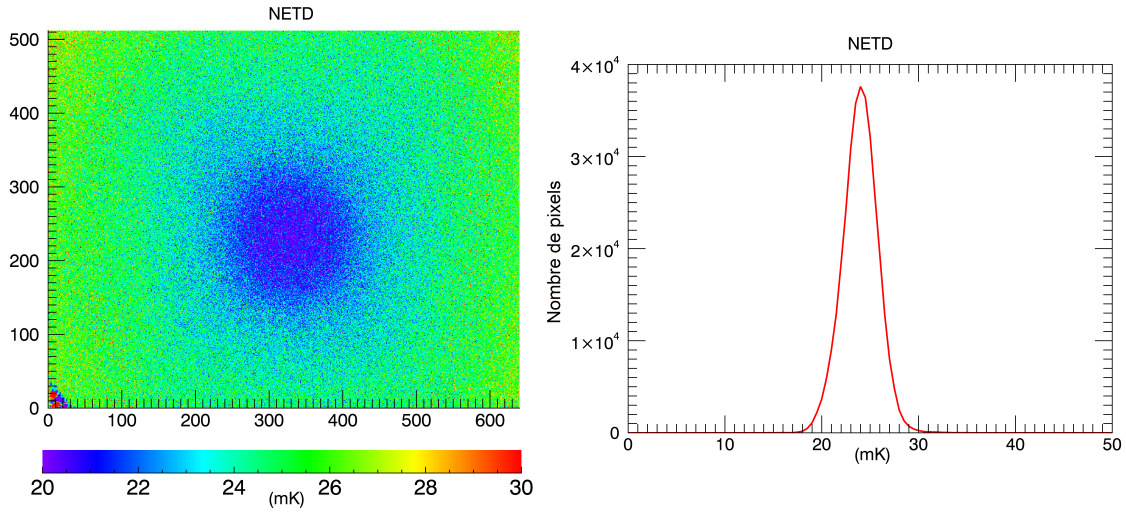

Figure 5.26 – (a) Cartographie expérimentale de la NETD à 25°C de notre caméra domotique. (b) Histogramme de la NETD correspondant à l'image (a).

Sur la Fig. 5.26.a je montre la cartographie de NETD que j'ai ainsi évaluée sur tout le détecteur. Je mesure une NETD moyenne à 25°C et F/4 égale à 24,22mK ± 1,90mK. A la Fig. 5.11.b j'ai tracé l'histogramme de la cartographie de NETD de la Fig. 5.11.a. La valeur de 24,22mK est proche du pic de l'histogramme. Nous obtenons ainsi une bonne NETD. Il est en plus intéressant de noter qu'une NETD très proche a été mesurée avec la caméra SOIE. La Réf. [19] mentionne en effet une NETD de 20mK à 22°C et F/4.

Implémentation d'algorithmes de traitement d'images

Correction NUC, pixels morts

Comme pour la caméra domotique, j'ai développé des algorithmes de traitement d'images me permettant de corriger l'image des non-unformités des réponses des pixels du détecteur, ainsi que des pixels morts. A la Fig. 5.27 je montre par exemple la cartographie des pixels défectueux que je détecte à l'aide de mon algorithme. Je corrige ensuite le signal de ces pixels afin de leur attribuer une valeur qui est liée à celle de leurs pixels voisins.

Images cosmétiques

J'ai acquis et traité différentes images avec notre caméra refroidie, dans différentes situations opérationnelles. La Fig. 5.28 donne deux images de scènes extérieures après cor-

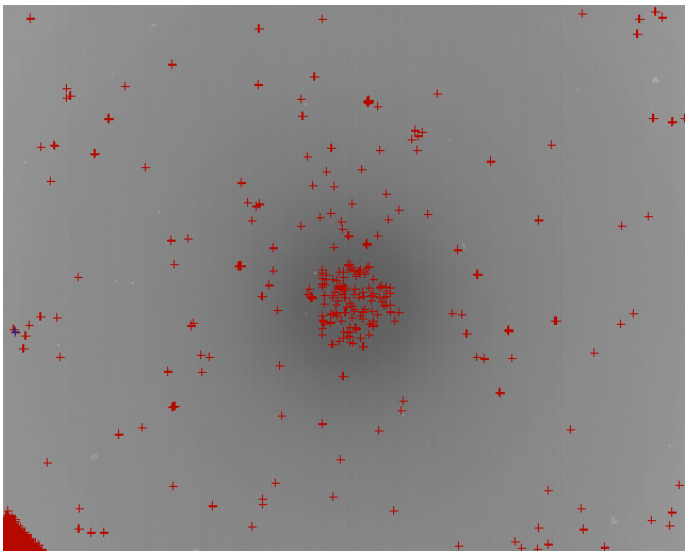

Figure 5.27 – Cartographie des pixels morts de notre caméra refroidie.

rection des non-uniformités, identification et remplacement des pixels morts. Sur l'image de gauche, des personnes peuvent être détectées et reconnues. Sur l'image de droite, un paysage incluant des batiments et de la végétation a été enregistré.

Figure 5.28 – Images de scènes extérieures acquises avec notre caméra refroidie.

Il est intéressant de comparer une image acquise avec notre caméra refroidie à une image acquise avec la caméra SOIE. Une scène intérieure enregistrée avec notre caméra est montrée à la Fig. 5.29.a. Elle a été prise dans un bureau. Une image acquise avec la caméra SOIE dans des conditions similaires est donnée sur la Fig. 5.29.b. Nous pouvons constater que les deux photos ont des rendus visuels de qualités relativement proches.

Bien que l'on doive s'attendre à ce que les bords des images acquises avec notre pro-

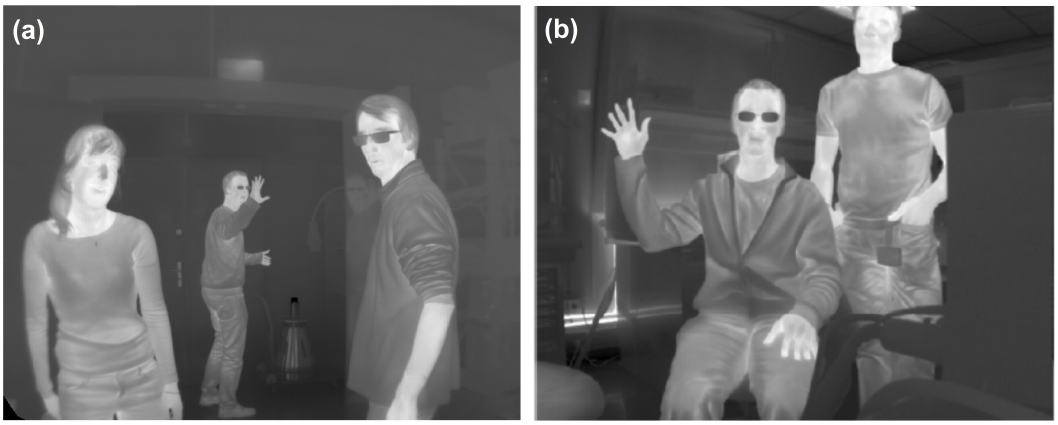

Figure 5.29 – Images de scènes intérieures acquises avec notre caméra refroidie (a) et avec la caméra SOIE (b).

totype soient flous étant donnés les FTMs mesurées ci-dessus (voir Fig. 5.20 et Fig. 5.21), de nombreux détails peuvent tout de même être perçus. Notre caméra est un véritable oeil infrarouge à vision fovéale : la qualité des zones périphériques de l'image est dégradée, mais elle reste bonne au centre.

Ainsi nous pensons que notre prototype est tout à fait compatible avec un grand nombre d'applications, par exemple pour l'aide au pilotage. La caméra peut se déplacer de façon à positionner le point d'intérêt d'une scène au centre du détecteur, là où le rendu visuel sera le meilleur.

5.3 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté les deux prototypes infrarouges qui ont été réalisés dans le cadre de mes travaux de thèse. Il s'agit des deux systèmes landscape lens à lentille de Fresnel d'ordre élevé que j'ai proposés dans le chapitre 3, l'un en infrarouge non refroidi et l'autre en infrarouge refroidi. J'ai ensuite mis en oeuvre une démarche expérimentale qui permet d'évaluer les performances de ces deux caméras.

J'ai d'abord présenté les mesures que j'ai effectuées à l'aide de ma caméra domotique non refroidie. J'ai mesuré la FTM polychromatique des deux systèmes en différents points du champ par *spot scan*. J'ai observé une dégradation de la FTM lorsque l'angle de champ augmente. J'ai comparé ces mesures aux performances que je simule à l'aide du modèle que

j'ai mis en oeuvre au chapitre 4 et j'ai constaté des résultats très similaires. J'ai également évalué la FTM monochromatique de ma caméra hors axe à l'aide d'un spectromètre à transformée de Fourier. J'ai ainsi mis en évidence le phénomène de chromatisme latéral diffractif que j'ai décrit par l'intermédiaire de la règle d'ingénieur du chapitre 3 et par l'intermédiaire de mon modèle théorique du chapitre 4. En effet, à certaines longueurs d'onde précises j'ai observé expérimentalement la formation sur le détecteur de deux taches monochromatiques d'intensités comparables. J'ai estimé la largeur de l'intervalle entre deux longueurs d'onde pour lesquelles cela se produit, et j'ai évalué la distance sur le détecteur entre les deux taches ainsi formées. J'ai évalué ces deux paramètres à l'aide de mon modèle théorique et de la règle d'ingénieur, et j'ai démontré des résultats similaires. De plus, j'ai évalué les performances globales de ma caméra domotique en termes de décroissance de luminosité dans le champ et de NETD notamment. J'ai estimé l'absorption liée à la lame en silicium composant la lentille de Fresnel en silicium. J'ai montré que sur une épaisseur d'1mm, l'absorption du silicium est acceptable. Enfin, j'ai présenté une méthode de traitement d'images et j'ai montré plusieurs images acquises avec mon prototype. Celui-ci est tout à fait compatible avec des applications bas coût.

J'ai d'autre part présenté les mesures que j'ai faites avec la caméra refroidie. Les mesures de FTMs polychromatiques m'ont aussi permis de valider mon modèle théorique. J'ai de plus comparé mes mesures à celle de la caméra SOIE, qui possède les même caractéristiques optiques mais intègre dans le cryostat un ménisque en silicium plutôt qu'une lentille de Fresnel en germanium. Notre lentille possède des performances moins bonnes, essentiellement en bord de champ, mais qui restent acceptables. Les mesures de FTMs monochromatiques hors axe ont également fait apparaitre une forme de chromatisme latéral diffractif. Sur ces mesures j'ai validé mon modèle théorique ainsi que la règle d'ingénieur que je propose. J'ai de plus montré des images acquises avec mon prototype que j'ai traitées à l'aide des algorithmes que j'ai mis en place. Le rendu visuel sur ces images est tout à fait comparable à celui des images acquises avec la caméra SOIE. J'ai proposé un système aussi performant que SOIE mais avec une masse thermique réduite d'un facteur 3.

Chapitre 6

Conclusion

Sommaire

6.1 Bilan de la thèse 271

6.2 Valorisation de la thèse 275

6.3 Perspectives de la thèse 276

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord dresser le bilan de cette thèse en rappelant la démarche suivie et les principaux résultats obtenus. Nous mentionnerons ensuite la production scientifique. Enfin, nous proposerons plusieurs axes de recherche pour des travaux futurs.

6.1 Bilan de la thèse

Quand j'ai commencé ma thèse à l'ONERA en 2012, l'équipe terminait un projet en collaboration avec ULIS qui a permis d'aborder une nouvelle problématique : l'imagerie infrarouge bas coût. L'enjeu était de proposer des solutions de capteurs infrarouges "grand public" qu'on trouverait dans nos maisons voire dans nos smartphones. A l'époque, ce domaine était encore balbutiant mais rapidement les évènements se sont enchaînés. Au début de l'année 2014, FLIR annonçait la première caméra infrarouge grand public appelée *FLIR one*, que l'on peut directement accrocher à un iPhone. D'autres sociétés les ont très rapidement suivis puisqu'en 2014 toujours, Seek Thermal et Therm-App ont aussi lancé

leur caméra infrarouge compatible avec un téléphone. C'est dans ce contexte international très dynamique que se sont inscrits mes travaux de thèse.

Durant ma thèse j'ai étudié l'apport de composants optiques particuliers, les lentilles de Fresnel, pour la vision infrarouge. L'objectif est d'une part de développer un système infrarouge non refroidi très bas coût dédié à des applications civiles (domotique, automobile, etc). La caméra doit alors posséder un très grand champ d'observation (120° à 180°). Elle doit en plus être compatible avec un détecteur microbolométrique bas coût petit format fonctionnant sur la bande III. Cela impose aussi une grande ouverture. Pour adresser des marchés grand public, il est primordial que la caméra possède un coût très faible. Ainsi, le système optique devra être simple et utiliser un minimum de composants. Ceux-ci devront en plus être compatibles avec des méthodes de fabrication collectives. Le second objectif est de proposer un système infrarouge refroidi dédié à des applications militaires par exemple de surveillance, de veille ou d'aide au pilotage. Il nécessite un champ de 60° environ et doit être compatible avec un détecteur quantique classique fonctionnant sur la bande II. L'optique doit être conçue pour être intégrée dans l'écran froid du cryostat. Le défi est de concevoir une caméra compacte tout en minimisant la masse supplémentaire à refroidir.

Pour cela, j'ai dans un premier temps passé en revue les solutions optiques minces existant dans la littérature. En infrarouge non refroidi, une solution mince présente en effet l'intérêt de nécessiter peu de matière pour sa réalisation. D'autre part, elle peut être réalisée dans des matériaux bas coût non conventionnels. Il s'agit de matériaux compatibles avec des méthodes de fabrication collective mais qui ne sont pas utilisés habituellement étant donné qu'ils sont absorbants sur des épaisseurs de composant trop importantes. En infrarouge refroidi, un composant mince a l'avantage de pouvoir être intégré dans le cryostat et directement remplacer la lame mince jouant le rôle de filtre froid. Ainsi, cela permettrait de concevoir une caméra compacte cryogénique possédant le même temps de descente en froid qu'un cryostat commercial classique sans fonction d'imagerie.

Dans ce contexte j'ai montré que la lentille de Fresnel, concept optique très ancien, peut être particulièrement intéressant. La lentille de Fresnel n'a pourtant pas l'habitude d'être utilisée seule pour des applications d'imagerie large bande spectrale. A cause de son

chromatisme important, on la combine généralement avec une lentille réfractive classique afin de compenser le chromatisme axial positif de cette dernière. J'ai néanmoins réfléchi à un moyen d'achromatiser la lentille de Fresnel afin de pouvoir l'utiliser seule pour des applications d'imagerie. Je me suis en particulier tournée vers une lentille de Fresnel dite *d'ordre élevé* obtenue en gravent profondément les discontinuités constituant le composant. En fait, j'ai étudié une optique à mi-chemin entre la lentille de Fresnel "moderne" conçue pour la correction du chromatisme d'une lentille réfractive et la lentille de Fresnel "historique" utilisée comme optique collimatrice légère d'un phare.

Ensuite, j'ai réfléchi à une architecture optique simple et grand champ pouvant intégrer une telle lentille. J'ai en particulier fait le choix d'une architecture de type landscape lens composée uniquement d'une pupille, de la lentille diffractive focalisante, puis du diaphragme. En effet, il s'agit a priori d'un bon choix en termes de correction des aberrations optiques géométriques.

J'ai alors optimisé deux systèmes infrarouges tous deux basés sur une architecture landscape lens utilisant une lentille de Fresnel d'ordre élevé. Le premier système est une caméra infrarouge non refroidie très grand champ (130°), ayant une grande ouverture (N=1,5), et fonctionnant avec un microbolomètre travaillant sur la bande III de l'infrarouge entre 7 et 14μm. Il utilise une lentille de Fresnel en silicium de profondeur de gravure 50μm et d'épaisseur 1mm. Le second système est une caméra infrarouge refroidie entièrement intégrée dans le cryostat contenant le détecteur. Il fonctionne avec un détecteur quantique travaillant sur la bande II entre 3 et 5μm et il possède un grand champ (78°). Enfin, il utilise une lentille de Fresnel en germanium de profondeur de gravure 150μm. L'épaisseur de la lentille est de 500μm. Il s'agit de l'ordre de grandeur de l'épaisseur du filtre froid utilisé dans les cryostats commerciaux.

Les lentilles diffractives étant très mal modélisées par les logiciels de conception optique traditionnels, j'ai alors développé mes propres algorithmes de modélisation. Ma démarche se base dans un premier temps sur des considérations géométriques. En effet, grâce à un tracé de rayons sous le logiciel Zemax je détermine le front d'onde exact dans le plan de la pupille de sortie, pour un angle de champ et pour une longueur d'onde donnés. Les effets de la diffraction sont supposés négligeables jusque là. Puis, dans un second temps mon

approche utilise la théorie scalaire de la diffraction. Le front d'onde calculé dans le plan de la pupille de sortie est propagé jusqu'au plan du détecteur en calculant la transformée de Fourier de la fonction pupille généralisée.

Le modèle que j'ai développé a mis en évidence l'apparition d'une aberration optique particulière lorsque nos deux systèmes sont éclairés hors axe. Cette aberration peut être assimilée à une aberration de type chromatisme latéral diffractif. Ce chromatisme latéral diffractif est largement prépondérant devant le chromatisme axial diffractif habituellement exposé dans la littérature. J'ai proposé une règle d'ingénieur basée sur la loi des réseaux qui nous permet de quantifier cette aberration.

Enfin, les deux imageurs proposés ont fait l'objet de deux réalisations. J'ai alors mesuré les performances optiques de mes deux prototypes en termes de PSFs et FTMs, polychromatiques et monochromatiques, en différents points du champ. Cela m'a permis de valider d'une part mon modèle théorique, et d'autre part la règle d'ingénieur que j'ai mise en place. J'ai de plus caractérisé mes deux imageurs en termes de NETD et d'atténuation d'éclairement. J'ai enfin proposé des algorithmes de traitement d'images simples permettant d'optimiser le rendu visuel des images que j'ai acquises.

Ces travaux ont permis premièrement de valider l'adéquation du système infrarouge non refroidi que je propose avec des applications domotiques bas coût pour lesquelles la diminution du coût de l'instrument tolère une dégradation des performances optiques.

Deuxièmement, j'ai validé l'intérêt de mon système infrarouge refroidi en comparant ses performances à celles d'une caméra appelée SOIE développée à l'ONERA avant que je commence ma thèse. La caméra SOIE possède les mêmes caractéristiques optiques que mon imageur refroidi, mais la différence est qu'elle intègre une lentille réfractive épaisse en silicium au lieu d'une lentille de Fresnel mince en germanium. Je suis parvenue à proposer un système d'imagerie refroidi dont la masse thermique à refroidir est diminuée d'un facteur 3 par rapport à la caméra SOIE, le tout en maintenant un bon rendu visuel sur les images finales. La lentille de Fresnel est suffisamment fine pour qu'elle puisse directement remplacer le filtre froid d'un cryostat. Ainsi, nous proposons de transformer le cryostat en un véritable oeil infrarouge sans augmenter son temps de descente en froid.

6.2 Valorisation de la thèse

Les travaux développés pendant cette thèse ont d'abord été valorisés par une lettre publiée dans une revue à comité de lecture :

– T. Grulois, G. Druart, N. Guérineau, A. Crastes, H. Sauer, et P. Chavel, "Extra-thin infrared camera for low-cost surveillance applications," Opt. Lett. **39**, 11, pp. 3169-3172 (2014)

Cet article décrit la caméra infrarouge non refroidie bas coût que nous proposons pour des applications grand public. Dans un contexte international très dynamique, celui-ci a fait l'objet d'un communiqué de presse rédigé par l'Optical Society of America en mai 2014 ("Skinny lens makes cheap surveillance camera for home use," OSA, 21 mai 2014). A la suite de cet article nous avons été contactés par des acteurs académiques et industriels souhaitant mettre en place des partenariats de recherche dans le but de développer des petits modules d'imagerie infrarouge bas coût.

Notre caméra infrarouge refroidie entièrement intégrée dans le cryostat a ensuite également été valorisée par une publication dans une revue à comité de lecture :

– T. Grulois, G. Druart, H. Sauer, M. Chambon, N. Guérineau, S. Magli, G. Lasfargues, et P. Chavel, "Reduction of material mass of optical component in cryogenic camera by using high-order Fresnel lens on a thin germanium substrate," Appl. Opt. **54**, 20, pp. 6313-6320 (2015)

Enfin, dans une troisième publication le modèle théorique que nous avons mis en place afin de prévoir les performances théoriques de nos deux imageurs, a été décrit en détails :

– T. Grulois, G. Druart, H. Sauer, M. Chambon, N. Guérineau, et P. Chavel, "Theoretical modeling of an IR camera based on a high-order Fresnel lens," J. Opt. Soc. Am. A. (soumis).

Il permet d'anticiper les performances d'un système en configuration landscape lens utilisant une lentille de Fresnel d'ordre élevé.

J'ai eu l'opportunité de présenter mes travaux de thèse dans quatre congrès internationaux :

– T. Grulois, G. Druart, et N. Guérineau, "Conception of a cheap infrared camera

using planar optics," Proc. OPTRO (Paris, Janvier 2014).

- T. Grulois, G. Druart, N. Guérineau, A. Crastes, H. Sauer, et P. Chavel, "Conception of a cheap infrared camera using a Fresnel lens," Proc. SPIE **9192**, 91920D-1 (San Diego, Août 2014).
- T. Grulois, G. Druart, N. Guérineau, A. Crastes, H. Sauer, et P. Chavel, "Design, fabrication and test of a low-cost infrared camera," Proc. of microoptical imaging and projection (Jena, Mars 2015).
- T. Grulois, G. Druart, H. Sauer, M. Chambon, N. Guérineau, et P. Chavel, "Imagery properties of a high-order Frensel lens : application to cooled and uncooled infrared imaging systems," Proc. SPIE (Jena, Septembre 2015).

ainsi que dans un congrès national :

- T. Grulois, G. Druart, N. Guérineau, A. Crastes, H. Sauer, et P. Chavel, "Conception d'une caméra infrarouge ultra compacte à base d'optiques minces," Journées Imagerie optique non conventionnelle, (Paris, Mars 2014).

J'ai de plus présenté notre caméra domotique bas coût lors d'un salon :

- T. Grulois, G. Druart, N. Guérineau, A. Crastes, H. Sauer, et P. Chavel, "Conception d'une caméra infrarouge bas coût à base d'optiques minces," Salon ENOVA (Paris, Septembre 2014).

Enfin, j'ai été co-auteur d'un brevet concernant un système d'imagerie infrarouge refroidi grand champ à deux lentilles, la première étant une lentille réfractive chaude placée à l'extérieur du cryostat et la seconde une lentille mince potentiellement de Fresnel intégrée dans le cryostat :

- G. Druart, T. Grulois, N. Guérineau, J. Deschamps, "Système d'imagerie grand champ infrarouge," demande de brevet, Ref 14.63070 déposée le 22/12/2014.

6.3 Perspectives de la thèse

Infrarouge refroidi

En infrarouge refroidi, nous avons vu que la qualité image de la caméra que nous proposons est essentiellement limitée par l'aberration de chromatisme latéral diffractif qui

apparait en bord de champ. En gravant la lentille de Fresnel suffisamment profondément, nous sommes parvenus à limiter le chromatisme axial diffractif classiquement rencontré lorsqu'une lentille diffractive est utilisée sur une large bande spectrale. Néanmoins, en intégrant notre lentille dans une architecture optique de type landscape lens, une aberration de type chromastime latéral diffractif est apparue hors axe. Pour limiter la dégradation de la qualité image liée à ces effets chromatiques particuliers, une solution consiste à augmenter le pas local du réseau éclairé dans le champ. Pour augmenter ce pas local, plutôt que d'augmenter la profondeur des gravures de la lentille et se trouver ainsi confrontés aux limites technologiques des méthodes de fabrication, il est intéressant de trouver un point de fonctionnement pour lequel la taille de la lentille est réduite à une taille typiquement inférieure à celle du détecteur. Cela revient à utiliser la lentille dans une configuration pour laquelle le rayons principal pour un champ donné arrive incliné sur le détecteur. Néanmoins, nous avons vu au chapitre 4 qu'une architecture optique landscape lens à base d'une mono lentille de Fresnel converge vers une configuration télécentrique pour minimiser les aberrations géométriques. Pour converger vers une solution non télécentrique et donc réduire la taille de l'optique, nous pourrions alors ajouter une lentille supplémentaire en amont du système, à l'extérieur du cryostat. Nous obtiendrions alors une architecture de type Petzval composée d'une lentille réfractive chaude, d'une pupille froide, et d'une lentille froide. En plus, le fait de casser le comportement télécentrique de notre système et ainsi de rapprocher la pupille de sortie de la lentille est un moyen naturel de réduire les aberrations de chromatisme latéral pour les systèmes réfractifs classiques.Un autre avantage de ce système Petzval à deux lentilles est qu'en réduisant le diamètre de la lentille de Fresnel intégrée dans le cryostat, on limite encore davantage la masse thermique à refroidir donc le temps de descente en froid. Ce système peut être vu comme une évolution de la caméra BIRD que j'ai décrite dans le chapitre 2 page 105. La lentille réfractive froide réfractive de BIRD devient une lentille de Fresnel (voir Fig. 6.1).

Infrarouge non refroidi

La caméra infrarouge bas coût que j'ai développée dans le cadre de mes travaux de thèse utilise une lentille de Fresnel en silicium qui a été réalisée par usinage diamant. Cela

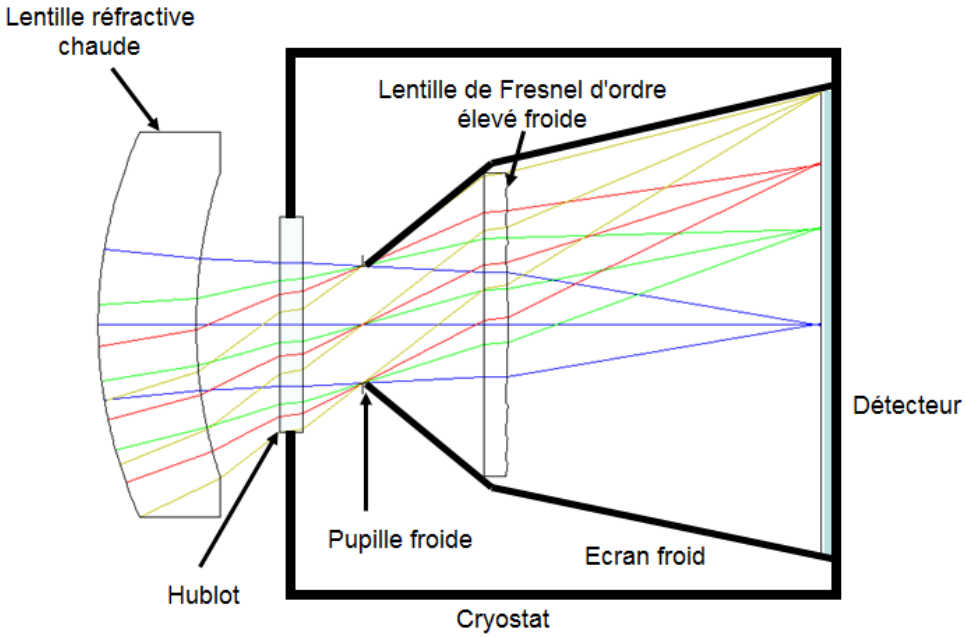

Figure 6.1 – Caméra refroidie à lentille réfractive chaude placée à l'extérieur du cryostat et lentille de Fresnel d'ordre élevé froide intégrée dans le cryostat.

m'a permis de garantir une qualité de surface optimale pour un premier prototype afin de permettre des mesures de bonne fiabilité. Néanmoins, dans la suite l'idée serait plutôt de se tourner vers des techniques de fabrication moins onéreuses comme la photolithographie ou le moulage.

Dans un premier temps, notre caméra domotique pourra être testée avec une lentille de Fresnel en silicium réalisée par photolithographie. D'après les informations que nous avons des fabrications d'optiques, une gravure de 50μm est atteignable et la qualité de surface ne devrait pas être trop dégradée.

Une réflexion pourra ensuite être menée concernant l'utilisation de matériaux infrarouges bas coût pouvant être moulés. En effet, on pourrait étudier un système dont la lentille de Fresnel en silicium est remplacée par une lentille de Fresnel en chalcogénures. A profondeur de gravure équivalente, la lentille de Fresnel en Gasir diffracte toutefois dans un ordre légèrement plus faible que pour une lentille de Fresnel en silicium étant donné que son indice est plus faible. De plus, on doit s'attendre à ce que le moule s'use assez rapidement et à ce que l'étape de démoulage soit délicate. Ainsi, le gain apporté par le côté Fresnel en termes de coût n'est pas assuré.

Une autre alternative potentielle consiste à utiliser une lentille moulée en polyéthylène. Le polyéthylène a l'avantage d'être très compétitif en termes de coût. Néanmoins, à cause de son indice très faible, il faudra impérativement se tourner vers des gravures très profondes pour que la lentille possède un ordre de diffraction suffisamment grand et pour que le pas local du profil de la zone de la lentille éclairée hors axe ne soit pas trop petit. La filière polyéthylène est émergente pour des applications d'imagerie mais elle semble très prometteuse si un point de fonctionnement est trouvé.

Mes travaux de thèse ont également ouvert d'autres axes de recherche en cours en infrarouge non refroidi. Tout d'abord, j'ai commencé à étudier l'influence d'un changement de champ ou de taille du pixel du détecteur sur la qualité image du système landscape lens utilisant une lentille de Fresnel. J'ai montré que pour des champs de 60° à 130° ou pour une taille de pixel de 15μm à 34μm la qualité image globale du système varie peu. Cela permettra à terme de proposer toute une gamme d'objectifs infrarouges bas coût compatibles avec différents détecteurs et différentes applications.

Enfin, j'ai proposé des pistes pour développer des optiques codées à deux niveaux de phase. Grâce à un profil très simple, celles-ci pourraient être réalisées à très faible coût. Ces nouvelles pistes qui ont fait l'objet du dépôt d'une enveloppe Soleau fin 2014 ouvrent la voie à des architectures très bas coût et extrêmement compactes. Avec l'impact qu'a eu notre premier article dans la revue Optics Letters, ces nouvelles pistes promettent elles-aussi de futurs retentissements dans un contexte de concurrence internationale toujours croissant.

Bibliographie

[1] www.Sony.net

[2] N. Guérineau, R. Haïdar, S. Bernhardt, I. Ribet-Mohamed, M. Caes, "Caractérisations électro-optiques des détecteurs plans focaux IR," Techniques de l'ingénieur, R6460 (2007).

[3] D. Pajani, et L. Audaire, "Thermographie - technologies et applications," Techniques de l'ingénieur, R2741 (2013).

[4] E. Giard, "Caractérisation et orientation de la filière des détecteurs infrarouges à superréseau InAs/GaSb," thèse de l'université Paris VII, spécialité Physique, 2015.

[5] J. Imbert, "Etude et modélisation des performances électro optiques des détecteurs à superréseau InAs/GaSb," thèse de l'université Paris VII, spécialité Physique, 2015.

[6] Y. Reibel, N. Péré-Laperne, L. Rubaldo, T. Augey, G. Decaens, V. Badet, L. Baud, J. Roumegoux, A. Kessler, P. Maillart, N. Ricard, O. Pacaud, et G. Destéfanis, "Update on 10μm pixel pitch MCT-based focal plane array with enhanced functionalities," Proc. SPIE **9451**, 94512E-1 (2015).

[7] R. G. Driggers, R. Vollmerhausen, J. P. Reynolds, J. Fanning, G. C. Holst, "Infrared detector size : how low should you go ?," Opt. Eng. **51**(6), 063202 (2012).

[8] Y. Reibel, F. Chabuel, C. Vaz, D. Billon-Lanfrey, J. Baylet, O. Gravrand, P. Ballet, G. Destefanis, "Infrared dual-band detectors for next generation," Proc. SPIE **8012**, 801238 (2011).

[9] Y. Reibel, A. Rouvie, A. Nedelcu, T. Augey, N. Péré-Laperne, L. Rubaldo, and B. Billon-Lanfrey, "Large format, small pixel pitch and hot detectors at SOFRADIR," Proc. SPIE **8896**, 88960B-1 (2013).

[10] G. Druart, “Nouvelles briques de conception de systèmes intégrés pour la vision infrarouge,” thèse de l’université Paris XI, spécialité Physique, 2009.

[11] F. De la Barrière, “Vers l’intégration de fonctions optiques sur le plan focal infrarouge,” thèse de l’université Paris XI, spécialité Physique, 2012.

[12] Dieter Lohrmann, Roy Littleton, Colin Reese, Dan Murphy, et Jay Vizgaitis, “Uncooled long-wave infrared small pixel focal plane array and system challenges,” Opt. Eng. **52**, 6, 061305 (2013)

[13] A. M. Bouchardy, P. Jougla, L. Perruchot, et O. Verdy, “Tête optique pour détecteur de départ de missile ou autre équipement de veille,” brevet FR 2885702 B1 (2006).

[14] R. R. Smith, “Aspherical elements for infrared imaging system”, brevet US 5903005 A (1999).

[15] G. Druart, N Matallah, N. Guérineau, S Magli, M. Chambon, P. Jenouvrier, E. Mallet, et Y. Reibel, “OSMOSIS : a new joint laboratory between SOFRADIR and ONERA for the development of advanced DDCA with integrated optics,” Proc. SPIE **9070**, 90700Q-1 (2014).

[16] M. Singer, “Design of a cryogenic IR detector with integrated optics,” Proc. SPIE **7660**, 76601Z (2010).

[17] I. Hirsh, L. Shkedy, D. Chen, N. Fishler, Y. Hagbi, A. Koifman, Y. Openhaim, I. Vaserman, M. Singer, et I. Shtrichman, “Hybrid dual-color MWIR detector for airborne missile warning systems,” Proc. SPIE **8353**, 83530H-1 (2012).

[18] R. C. Gibbons, S. H. Black, et R. N. Mullins, “System and method for viewing an area using an optical system positioned inside the dewar,” U.S. Patent 8,294,103 (23 octobre 2012).

[19] G. Druart, F. de la Barrière, N. Guérineau, S. Magli, M. Chambon, P. Jenouvrier, E. Mallet, et Y. Reibel, “Towards infrared DDCA with an imaging function,” Proc. SPIE **9070**, 90700Q-1 (2014).

[20] G. Druart, N. Guérineau, J.Taboury, S.Rommeluère, R. Haïdar, J. Primot, M. Fendler, et J. C. Cigna, “Compact infrared pinhole fisheye for wide field applications,” Appl. Opt. **48**, pp. 1104-1113 (2009).

[21] C. Johnston, “Technical challenges for small UAV payloads,” Electronics military and defense, 23 juillet 2012.

[22] Y. de Charentenay, et E. Mounier, Infrared detectors technology and market trends, Rapport 2013.

[23] Y. de Charentenay, et E. Mounier, Infrared detectors technology and market trends, Rapport 2015.

[24] C. Vieider, S. Wissmar, P. Ericsson, U. Halldin, F. Niklaus, G. Stemme, J.-E. Källhammer, H. Pettersson, D. Eriksson, H. Jakobsen, T. Kvisteroy, J. Franks, J. VanNylen, H. Vercammen, A. VanHulsel, “Low-cost far infrared bolometer camera for automotive use,” Proc. SPIE **6542**, 65421L (2007).

[25] D. Ovrutsky, J. Huddleston, P. Elliott, D. Keller, R. Jones, et T. Mercier, “TIR imaging lens, image capturing system having the same, and associated methods,” Brevet US 14,589,305 (23 avril 2015).

[26] G. Dumonta, W. Rabauda, X. Baillina, JL. Pornina, L. Carlea, V. Goudona, C. Viallea, M. Pellata, et A. Arnauda, “Pixel level packaging for uncooled IRFPA,” Proc. SPIE **8012**, 80121I (2011).

[27] J. N. Mait, R. Athale, J. van der Gracht, “Evolutionary paths in imaging and recent trends,” Opt. Express **11**, 18 (2003).

[28] A. W. Lohmann, “Scaling laws for lens system,” Appl. Opt. **28**, pp. 4996-4998 (1989).

[29] F. de la Barrière, G. Druart, N. Guérineau, M. Chambon, A. Plyer, G. Lasfargues, E. de Borniol, et S. Magli, “Development of an infrared ultra-compact multichannel camera integrated in a SOFRADIR’s Detector Dewar Cooler Assembly,” Proc. SPIE **9451**, 94510E-1 (2015).

[30] J. T. Caulfield, et N. K. Dhar, “Performance benefits of sub-diffraction sized pixels in imaging sensors,” Proc. SPIE **9100**, 91000J (2014).

[31] J. T. Caulfield, J. A. Wilson, et N. K. Dhar, “Benefits of oversampled small pixel focal plane arrays,” Proc. SPIE **9070**, 907035 (2014).

[32] J. M. Armstrong, M. R. Skokan, M. A. Kinch, J. D. Luttmer, “HDVIP five-micron pitch HgCdTe focal plane arrays,” Proc. SPIE **9070**, 907033 (2014).

[33] J. Tanida, T. Kumagai, K. Yamada, S. Miyatake, K. Ishida, T Morimoto, N. Kondou, D. Miyazaki, et Y. Ichioka, "Thin observation module by bound optics (TOMBO) : concept and experimental verification," Appl. Opt. **40**, pp 1806-1813 (2001).

[34] A. D. Portnoy, N. P. Pitsianis, X. Sun, et D. J. Brady, "Multichannel sampling schemes for optical imaging systems," Appl. Opt. **47** (2008).

[35] P. M. Shankar, W. C. Hasenplaugh, R. L. Morrison, R. A. Stack, et M. A. Neifeld, "Multiaperture imaging," Appl. Opt. **45**, pp. 2871-2883 (2006).

[36] F. de la Barrière, G. Druart, N. Guérineau, G. Lasfargues, M. Fendler, N. Lhermet, et J. Taboury, "Design strategies to simplify and miniaturize imaging systems," Appl. Opt. **50**, 6 (2011).

[37] S. Mendelowitz, I. Klapp, et D. Mendlovic, "Design of an image restoration algorithm for the TOMBO imaging system," J. Opt. Soc. Am. A **30**, 6, pp. 1193-1204 (2013).

[38] M. Shankar, R. Willett N. Pitsianis, T. Schulz, R. Gibbons, R. T. Kolste, J. Carriere, C. Chen, D. Prather, et D. Brady, "Thin infrared imaging systems through multichannel sampling," Appl. Opt. **47**, 10 (2008).

[39] M. Shankar, R. Willet, N. P. Pitsianis, R. T. Kolste, C. Chen, R. Gibbons, et D. J. Brady, "Ultra-thin multiple-channel LWIR imaging systems," Proc. SPIE **6294**, 629411 (2006).

[40] A. Portnoy, N. Pitsianis, X. Sun, D. Brady, R. Gibbons, A. Silver, R. Te Kolste, C. Chen, T. Dillon, et D. Prather, "Design and characterization of thin multiple aperture infrared cameras," Appl. Opt. **48**, 11 (2009).

[41] F. de la Barrière, G. Druart, N. Guérineau, G. Lasfargues, M. Fendler, N. Lhermet, et J. Taboury, "Compact infrared cryogenic wafer-level camera : design and experimental validation," Appl. Opt. **51**, 8 (2012).

[42] J. Downing, R. Findlay, G. Muyo, et A. R. Harvey, "Multichannel finite-conjugate imaging," J. Opt. Soc. Am. A **29**, 6 (2012).

[43] F. Champagnat, G. Le Besnerais, et C. Kulcsar, "Statistical performance modeling for superresolution : a discrete data-continuous reconstruction framework," J. Opt. Soc. Am. A **26**, 7 (2009).

[44] K. Venkataraman, D. Lelescu, J. Duparré, A. McMahon, G. Molina, P. Chatterjee, et R. Mullis, “PiCam : an ultra-high performance monolithic camera array,” ACM Transactions on Graphics **32**, 6 (2013).

[45] G. Carles, G. Muyo, N. Bustin, A. Wood, et A. R. Harvey, “Compact multi-aperture imaging with high angular resolution,” J. Opt. Soc. Am. A **32**, 3 (2015).

[46] R. Horisaki, S. Irie, Y. Ogura et J. Tanida, “Three-dimensional information acquisition using a compound imaging system,” Opt. Rev. **14**, pp. 347-350 (2007).

[47] J. Duparré, P. Dannberg, P. Schreiber, A. Bräuer, et A. Tünnermann, “Artificial apposition compound eye fabricated by micro-optics technology,” Appl. Opt. **43**, pp. 4303-4310 (2004).

[48] J. Duparré, P. Schreiber, A. Matthes, E. Pshenay-Severin, A. Bräuer, A. Tünnermann, R. Völkel, M. Eisner et T. Scharf, “Microoptical telescope compound eye,” Opt. Express **13**, pp. 889-903 (2005).

[49] E. K. Buschbeck, B. Ehmer, et R. R. Hoy, “The unusual visual system of the Strepsiptera : external eye and neuropils,” J. Comp. Physiol. A **189**, pp. 617-630 (2003).

[50] J. Meyer, A. Brückner, R. Leitel, P. Dannberg, A. Bräuer et A. Tünnermann, “Optical cluster eye fabricated on wafer-level,” Opt. Express **19**, pp. 17506-17519 (2011).

[51] A. Brückner, J. Duparré, R. Leitel, P. Dannberg, A. Bräuer, et A. Tünnermann, “Thin wafer-level camera inspired by insect compound eyes,” Opt. Express, **18**, pp. 24379-24394 (2010).

[52] A. Brückner, R. Leitel, A. Oberdörster, P. Dannberg, F. Wippermann, A. Bräuer, “Multi-aperture optics for wafer-level cameras,” J. Micro Nanolith. MEMS MOEMS **10**, 4, 043010 (2011).

[53] E. Logean, T. Scharf, N. Bongard, H. P. Herzig, M. Rossi, “Multiple-field approach for aberration correction in miniature imaging systems based on wafer-level production,” Proc. SPIE **8667**, 86671E (2013).

[54] M. F. Land, “Structure of the retinae of the principle eyes of the jumping spiders (salticidae : dendryphantinae) in relation to visual optics,” J. Exp. Biol. **51**, pp. 443-470 (1969).

[55] G. Druart, N. Guérineau, R. Haïdar, S. Thetas, J. Taboury, S. Rommeluère, J. Primot, et M. Fendler, “Demonstration of an infrared microcamera inspired by Xenos peckii vision,” Appl. Opt. **51**, 8 (2012).

[56] L. C. Laycock, et V. A. Handerek, “Multi-aperture imaging device for airborne platforms,” Proc. SPIE **6737**, 673709-1 (2007).

[57] A. Brückner, A. Oberdörster, J. Dunkel, A. Reimann, M. Müller, et F. Wippermann, “Ultra-thin wafer level camera with 720p resolution using microoptics,” Proc. SPIE **9193**, 91930W (2014).

[58] J. Dunkel, A. Brückner, F. Wippermann, A. Reimann, et A. Bräuer, “Wafer-scale fabrication of refractive freeform arrays for electronic cluster eye cameras with megapixel resolution,” Proc. MIPS (2015).

[59] J. Dunkel, F. Wippermann, A. Brückner, A. Bräuer, et A. Tünnermann, “Laser lithographic approach to micro-optical freeform elements with extremely large sag heights,” Opt. Express **20**, 4 (2012).

[60] H. C. Ko, M. P. Stoykovich, J. Song, V. Malyarchuk, W. M. Choi, C.J. Yu, J. B. Geddes, J. Xiao, S. Wang, Y. Huang et J. A. Rogers, “A hemispherical electronic eye camera based on compressible silicon optoelectronics,” Nature **454**, pp. 748-753, 2008.

[61] Y. M. Song, Y. Xie, V. Malyarchuk, J. Xiao, I. Jung, K.-J. Choi, Z. Liu, H. Park, C. Lu, R.-H. Kim, R. Li, K. B. Crozier, Y. Huang, et J. A. Rogers, “Digital cameras with designs inspired by the anthropod eye,” Nature **497** (2013).

[62] D. Floreano, R. Pericet-Camara, S. Viollet, F. Ruffier, A. Brückner, R. Leitel, W. Buss, M. Menouni, F. Expert, R. Juston, M. K. Dobrzynski, G. L’Eplattenier, F. Recktenwald, H. A. Mallot, et N. Franceschini, “Miniature curved artificial compound eyes,” PNAS, **110** : 9267-9272 (2013).

[63] D. Dumas, “Rétines courbes : une approche "bio-inspirée" de simplification et miniaturisation des systèmes infrarouges,” thèse de l’université Joseph Fourier, Grenoble, 2011.

[64] K. Tekaya, “Matrices de détecteurs infrarouge en CdHgTe courbes : mise en forme

hémisphérique et propriétés optoélectroniques induites," thèse de l'école nationale des Mines de Paris, spécialité sciences des matériaux, 2014.

[65] S.-B. Rim, P. B. Catrysse, R. Dinyari, K. Huang, et P. Peumans, "The optical advantages of curved focal plane arrays," Opt. Express **16**, pp. 4965-4971 (2008).

[66] I. Stamenov, A. Arianpour, S. J. Olivas, I. P. Agurok, A. R. Johnson, R. A. Stack, R. L. Morrison, et J. E. Ford, "Panoramic monocentric imaging using fiber-coupled focal planes," Opt. Express **22**, 26 (2014).

[67] I. Stamenov, I. P. Agurok, et J. E. Ford, "Optimization of two-glass monocentric lenses for compact panoramic imagers : general aberration analysis and specific designs," Appl. Opt. **51**, 31 (2012).

[68] S. J. Olivas, A. Arianpour, I. Stamenov, R. Morrison, R. A. Stack, A. R. Johnson, I. P. Agurok, et J. E. Ford, "Image processing for cameras with fiber bundle image relay," Appl. Opt. **54**, 5 (2015).

[69] D. L. Marks, P. R. Llull, Z. Phillips, J. G. Anderson, S. D. Feller, E. M. Vera, H. S. Son, S.-H. Youn, J. Kim, M. E. Gehm, D. J. Brady, J. M. Nichols, K. P. Judd, M. D. Duncan, J. R. Waterman, R. A. Stack, A. Johnson, R. Tennill, et C. C. Olson, "Characterization of the AWARE 10 two-gigapixel wide-field-of-view visible imager," Appl. Opt. **53**, 13 (2014).

[70] Z. Maresse, "Ultra compact mono bloc catadioptric imaging lens," Brevet US 0115564 A1 (2007).

[71] E. J. Tremblay, R. A. Stack, R. L. Morrison, J. H. Karp, et J. E. Ford, "Ultrathin four-reflection imager," Appl. Opt. **48**, pp. 343-354 (2009).

[72] E. J. Tremblay, R. A. Stack, R. L. Morrison, et J. E. Ford, "Ultrathin cameras using annular folded optics," Appl. Opt. **46**, pp. 463-471 (2007).

[73] Eric. J. Tremblay, I. Stamenov, R. D. Beer, A. Arianpour, et J. E. Ford, "Switchable telescopic contact lens," Opt. Express **21**, 13 (2013).

[74] E. F. Fleet, M. L. Wilson, D. L. Von Berg, T. Giallorenzi, et B. Mathieu, "Folded path LWIR system for SWAP constrained platforms," Proc. SPIE **9070**, 907029-1 (2014).

[75] L. Comstock, J. Cornell, et H. M. Spencer, “Use of freeform optics to reduce packaging size and increase performance in a three-mirror anastigmat telescope,” dans Imaging and Applied Optics, OSA Technical Digest, papier FM3B.2 (2015).

[76] K. Fuerschbach, J. P. Rolland, et K. P. Thompson, “A new family of optical systems employing ϕ-polynomial surfaces,” Opt. Express **19**, 22 (2011).

[77] K. Fuerschbach, G. E. Davis, K. P. Thompson, et J. Rolland, “Assembly of a freeform off-axis optical system employing three ϕ-polynomial Zernike mirrors,” Opt. Lett. **39**, 10 (2014).

[78] D. G. Stork, “Joint optics/signal processing design for computational diffractive sensing and imaging,” dans Classical Optics 2014, OSA Technical Digest, papier CTu3C.2.

[79] E. R. Dowski, et W. T. Cathey, “Extended depth of field through wave-front coding,” Appl. Opt. **34**, 11 (1995).

[80] W. T. Cathey, et E. R. Dowski, “New paradigm for imaging systems,” Appl. Opt. **41**, pp. 60880-6092 (2002).

[81] E. Dowski, et K. Kubala, “Reducing size, weight, and cost in a LWIR imaging system with wavefront coding,” Proc. SPIE **5407** (2004).

[82] S. Mezouari, et A. R. Harvey, “Phase pupil functions for reduction of defocus and spherical aberrations,” Opt. Lett. **28**, pp. 771-773 (2003).

[83] F. Diaz, M.-S. L. Lee, X. Rejeaunier, G. Lehoucq, F. Goudail, B. Loiseaux, S. Bansropun, J. Rollin, E. Debes, et P. Mils, “Real-time increase in depth of field of an uncooled thermal camera using several phase-mask technologies,” Opt. Lett. **36**, 3 (2011).

[84] G. Muyo, A. Singh, M. Andersson, D. Huckridge, A. Wood, et A. R. Harvey, “Optimized thermal imaging with a singlet and pupil plane encoding : experimental validation,” Proc. SPIE **6395**, 63950M (2006)

[85] G. Muyo, A. Singh, M. Andersson, D. Huckridge, A. Wood, et A. R. Harvey, “Infrared imaging with a wavefront-coded singlet lens,” Opt. Express **17**, 23 (2009).

[86] C. L. Tisse, “Low-cost miniature wide-angle imaging for self-motion estimation,” Opt. Express **13**, 16, pp. 6061-6072 (2005).

[87] G. Druart, N. Guérineau, J. Taboury, S. Rommeluère, R. Haïdar, J. Primot, M. Fendler et J. C. Cigna, “Compact infrared pinhole fisheye for wide field applications,” Appl. Opt. **48**, 6, pp. 1104-1113 (2009).

[88] J. Durnin, “Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory,” J. Opt. Soc. Am. A **4**, pp. 651-654 (1987).

[89] J. H. McLoed, “The axicon : a new type of optical element,” J. Opt. Soc. Am. **14**, pp. 592-597 (1954).

[90] G. Druart, J. Taboury, N. Guérineau, R. Haïdar, H. Sauer, A. Kattnig, et J. Primot, “Demonstration of image-zooming capability of diffractive axicons,” Opt. Lett. **33**, 366-368 (2008).

[91] M. Piponnier, G. Druart, M. Brizard, N. Guérineau, J.-L. De Bougrenet, et J. Primot, “Design rules for IR micro cameras based on a single diffractive element,” Proc. SPIE **8429**, 842917-1 (2012).

[92] G. Druart, N. Guérineau, M. Tauvy, S. Rommeluère, J. Primot, J. Deschamps, M. Fendler, J.-C. Cigna, et J. Taboury, “MICROCARD : a micro-camera based on a circular diffraction grating for MWIR and LWIR imagery,” Proc. SPIE **7100**, 7100N (2008).

[93] E. Bialic, et J.-L. de Bougrenet de la Tocnaye, “Multiple annular linear diffractive axicons,” J. Opt. Soc. Am. A **28**, 4 (2011).

[94] M. Piponnier, G. Druart, R. Horisaki, N. Guérineau, J. Primot, L. Mugnier, et F. Goudail, “Three-dimensional imaging using continuously self-imaging gratings,” Opt. Lett. **38**, 20, pp. 4058-4061 (2013).

[95] M. Piponnier, “Étude et développement de tableaux non diffractants pour la conception de systèmes imageurs spécialisés,” thèse de l’université Paris XI, spécialité Physique, 2009.

[96] A. , et M. A. Neifeld, “Pseudorandom phase masks for superresolution imaging from subpixel shifting,” Appl. Opt. **46**, pp. 2256-2268 (2007).

[97] F. de la Barrière, G. Druart, N. Guérineau, Y. Ferrec, J. Taboury, et J. Primot, “Random phase mask in a filamentation regime : application to the localization of point sources,” Opt. Lett. **36**, 5 (2011).

[98] P. R. Gill, C. Lee, D.-G. Lee, A. Wang, et A. Molnar, “A microscale camera using direct Fourier-domain scene capture,” Opt. Lett. **36**, 15, pp. 2949-2951 (2011).

[99] H. F. Talbot, “Facts relating to optical science,” No. IV, Philos. Mag. **9**, pp. 401-407 (1836).

[100] P. R. Gill, et D. G. Stork, “Lensless ulra-miniature imagers using odd-symmetry spiral phase gratings,” Comput. Opt. Sens. Imag. (2013).

[101] P. R. Gill, “Odd-symmetry phase gratings produce optical nulls uniquely insensitive to wavelength and depth,” Opt. Lett. **38**, 12 (2013).

[102] P. R. Gill, “Enabling a computer to do the job of a lens,” SPIE Newsroom (2013).

[103] V. Raulot, “Méthodes de conception et de fabrication de dispositifs imageurs en optique diffractive à structures sub longueur d’onde,” thèse de l’université de Strasbourg, Spécialité Photonique, 2011.

[104] L. Kipp, M. Skibowski, R. L. Johnson, R. Berndt, R. Adelung, S. Harm, et R. Seemann, “Sharper images by focusing soft X-rays with photon sieves,” Nature **414**, pp 184-188 (2001).

[105] G. Andersen, et D. Tullson, “Broadband antihole photon sieve telescope,” Appl. Opt. **46**, pp. 3706-3708 (2007).

[106] G. J. Swanson, “Binary optics technology : theoretical limits on the diffraction efficiency of multilevel diffractive optical elements,” MIT Lincoln Laboratory, Tech. Rep. **914** (1991).

[107] D. Gibson, S. Bayya, J. Sanghera, V. Nguyen, D. Scribner, V. Maksimovic, J. Gill, A. Yi, J. Deegan, et B. Unger, “Layered Chalcogenide Glass Structures for IR Lenses,” Proc. SPIE **9070**, 90702I-1 (2014).

[108] T. Mayer, “Index gradient optics from multicomponent chalcogenide glasses,” Conférence OSA Arlington (2014). **Vérifier la référence**

[109] P. Lalanne, et D. Lemercier-Lalanne, “On the effective medium theory of subwavelength periodic structures,” Journal of Modern Optics **43**, 10, pp. 2063-2085 (1996).

[110] J. B. Pendry, “Negative refraction makes a perfect lens,” Phys. Rev. Lett. **85**U, 18 (2000).

[111] J. B. Pendry, “Controlling electromagnetic fields,” Science **312**, 5781, pp. 1780-1782 (2006).

[112] P. Lalanne, S. Astilean, P. Chavel, E. Cambril, H. Launois, “Blazed binary subwavelength gratings with efficiencies larger than those of conventional échelette gratings,” Opt. Lett. **23**, 1081-1083 (1998).

[113] J. R. Wendt, G. A. Vawter, R. E. Smith, et M. E. Warren, “Subwavelength, binary lenses at infrared wavelengths,” J. Vac. Sci. Technol. B **15**, 6 (1997).

[114] P. Lalanne, S. Astilean, P. Chavel, E. Cambril et H. Launois, “Design and fabrication of blazed binary diffractive elements with sampling periods smaller than the structural cutoff,” J. Opt. Soc. Am. A **16**, pp. 1143-1156 (1999).

[115] P. Lalanne, S. Astilean, P. Chavel, E. Cambril et H. Launois, “Blazed binary subwavelength gratings with efficiencies larger than those of conventional échelette gratings,” Opt. Lett. **23**, pp. 1081-1083 (1998).

[116] A. Arbabi, Y. Horie, A. J. Ball, M. Bagheri, et A. Faraon, “Subwavelength-thick lenses with high numerical apertures and large efficiency based on high contract transmittarrays,” Nat. Comm. **6**, 7069, 7 mai 2015.

[117] Q. Lévesque, P. Bouchon, J.-L. Pelouard, et R. Haïdar, “Compact planar lenses based on a pinhole and an array of single mode metallic slits,” J. Europ. Opt. Soc. Rap. Public. **8**, 13071 (2013).

[118] Y. Yu, et H. Zappe “Effect of lens size on the focusing performance of plasmonic lenses and suggestions for the design,” Opt. Expr. **19**, 10, pp. 9434-9444 (2011)

[119] J. W. Horwitz, “Infrared refractive index of polyethylene and a polyethylene-based material,” Opt. Eng. **50**, 9, 093603 (2011).

[120] J. J. Griebel, S. Namnabat, E. T. Kim, R. Himmelhuber, D. H. Moronta, W. J. Chun, A. G. Simmonds, K.-J. Kim, J. van der Laan, N. A. Nguyen, E. L. Dereniak, M. E. Mackay, K. Char, R. S. Glass, R. A. Norwood, J. Pyun, “New infrared transmitting material via inverse vulcanization of elemental sulfur to prepare high refractive index polymers,” Advanced Materials **16**, 19, pp. 3014-3018 (2014).

[121] J. A. Shultz, M. A. Davies, et T. J. Suleski, “Effects of MSF errors on performance of freeform optics : comparison of diamond turning and diamond milling,” dans Imaging and Applied Optics, OSA Technical Digest, paper FT4B.3

[122] T. T. Saito, “Diamond turning of optics : the past, the present, and the exciting future,” Opt. Eng. **17**, pp. 570-573 (1978).

[123] C. G. Blough, M. Rossi, S. K. Mack, et R. L. Michaels, “Single-point diamond turning and replication of visible and near-infrared diffractive optical elements,” Appl. Opt. **36**, pp. 4648-4654 (1997).

[124] V. C. Venkatesh, “Precision manufacturing of spherical and aspheric surfaces on plastic, glass, silicon and germanium,” Current Science **84**, 9 (2003).

[125] E. Paul, C. J. Evans, A. Mangamelli, M. L. McGlauflin, et R. S. Polvani, “Chemical aspects of tool wear in single point diamond turning,” Precision Engineering **18**, pp 4-19 (1996).

[126] P. Pawase, P. K. Brahmankar, R. S. Pawade, et R. Balasubramanium, “Analysis of machining mechanism in diamond turning of germanium lenses,” Int. Conference on Advances in Manufacturing and Material Engineering, pp 2363-2368 (2014).

[127] N. Asida, B. Ben-Menachem, “Latest advances in the design and manufacture of large diameter diffractive and aspheric silicon elements for IR lens assemblies,” Proc. SPIE **4820**, 780-789 (2003).

[128] P. N. Blake, “Ductile-regime machining of germanium and silicon,” J. Am. Ceram. Soc. **73**, pp. 949-957 (1990).

[129] R. L. Rhorer, C. J. Evans, “Fabrication of optics by diamond turning,” dans *Handbook of optics*, (McGraw-Hill, New York, 1995), chapitre 41, pp. 41-1 - 41-13.

[130] R. Gläbe, et O. Riemer, “Diamond machining of micro-optical components and structures,” Proc. SPIE **7716**, 771602 (2010).

[131] J. Yan, K. Maekawa, J. Tamaki, et T. Kuriyagawa, “Micro grooving on single-crystal germanium for infrared Fresnel lenses,” J. Micromech. Microeng. **15**, pp. 1925-1931 (2005).

[132] Y. Fan, Y. Zhu, et W. Pan, “Ultra-precision cutting of Fresnel lenses on single crystal germanium and the machining processing analysis,” Proc. SPIE **7655**, 76550R-1 (2010).

[133] B. Morgan, et C. M. Waits, “Development of a deep silicon phase Fresnel lens using gray-scale lithography and deep reactive ion etching,” Journ. of Microelectromech. Systems **13**, 1 (2004).

[134] T. Takahata, K. Matsumoto, et I. Shimoyama, “A silicon-glass hybrid lens for simultaneous color-and-thermal imaging,” Transducers and Eurosensors XXVII, pp 1408-1411 (2013).

[135] E. Logean, L. Hvozdara, J. D.-Francesco, H. P. Herzig, R. Voelkel, M. Eisner, P.-Y. Baroni, M. Rochat, “High numerical aperture silicon collimating lens for mid-infrared quantum cascade lasers manufactured using wafer-level techniques,” Proc. SPIE **8550**, 85500Q (2012).

[136] J. Dunkel, A. Brückner, F. Wippermann, A. Reimann, et A. Bräuer, “Wafer-scale fabrication of refractive freeform arrays for electronic cluster eye cameras with megapixel resolution,” Proc. MIPS (2015).

[137] J. M. Stormonth-Darling, R. H. Pedersen, C. How, et N. Gadegaard, “Injection moulding of ultra high aspect ratio nanostructures using coated polymer tooling,” J. Micromech. Microeng. **24**, 075019 (2014).

[138] S. Petzold, et W. Müller, “Highly precise polymer microoptics for optical sensor applications,” Photonik, Juin 2012.

[139] M. Speich, et R. Börret, “Mould fabrication for polymer optics,” J. Eur. Opt. Soc. **6**, 11050 (2011).

[140] P. He, P. Xie, L. J. Lee, et A. Yi, “Recent development in precision thermal forming of glass and plastic optics,” Classical Optics 2014, OSA Technical Digest, papier OTu1B.5 (2014).

[141] C. Cordier, et J. Lonnoy, “IR low-cost molded optics,” Proc. SPIE **5252** (2004).

[142] “Process Could Make IR Lenses up to 70 Percent Cheaper,” Photonics, Août 2012.

[143] G. Cogburn, A. Symmons, et L. Mertus, “Molding aspheric lenses for low-cost production versus diamond turning lenses,” Proc. SPIE **7660**, 766020 (2010).

[144] A. Symmons, et R. Pini, “A practical approach to LWIR Wafer Level Optics for thermal imaging systems,” Proc. SPIE **8704**, 870425-1 (1013).

[145] T. Ueno, M. Hasegawa, M. Yoshimura, H. Okada, T. Nishioka, K. Teraoka, A. Fujii, et S. Nakayama, “Development of ZnS lenses for FIR cameras,” SEI Technical Review **69** (2009).

[146] F. de la Barrière, G. Drurt, N. Guérineau, J. Taboury, A. Gueugnot, et V. Huc, “Fabrication of concave and convex potassium bromide lens arrays by compressiong molding,” Appl. Opt. **51**, 21 (2012).

[147] J. Saarinen, “Printed Optics Usher in New Era of Manufacturing,” Photonics, Décembre 2014.

[148] R. van de Vrie, “Additive manufacturing of optics : the new digital way from design to on-demand manufacturing,” Proc. SPIE **Compléter** (2015).

[149] Y.-L. Sung, J. Jeang, C.-H. Lee, et W.-C. Shih, “Fabricating optical lenses by ink-jet printing and heat-assisted in situ curing of polydimethylsiloxane for smartphone microscopy,” J. of Biomedical Optics **20**, 4, 047005 (2015).

[150] G. J. Swanson, “Binary optics technology : the theory and design of multilevel diffractive optical elements,” MIT Lincoln Laboratory, Tech. Rep. **854** (1989).

[151] T. Stone, et N. George, “Hybrid diffractive-refractive lenses and achromats,” Appl. Opt. **27**, pp. 2960-2971 (1998).

[152] N. Davidson, A. A. Friesem, et E. Hasman, “Analytic design of hybrid diffractive-refractive achromats,” Appl. Opt. **32**, pp. 4770-4774 (1993).

[153] B. C. Kress, et Patrick Meyrueis, “Hybrid digital optics,” dans *Applied Digital Optics*, (John Wiley and Sons, Ltd, 2009), chapitre 7, pp. 157-179.

[154] Z. Liping, L. Y. Loy, Z. Yan, et Y. Zhisheng, “Achromatic design strategies with diffractive optical elements,” Proc. SPIE **3897** (1999).

[155] W. Chen et S. Anderson, “Imaging by diffraction : grating design and hardware results” dans Diffractive and miniaturized optics, S. H. Lee, Ed., CR49, SPIE Press, Bellingham, WA, pp. 77-97 (1993).

[156] A. P. Wood, “Using hybrid refractive-diffractive elements in infrared Petzval objectives,” Proc. SPIE **1354** (1990).

[157] C. R. Bigwood, “Advantages of hybrid optics in high numerical aperture IR lenses for uncooled detector arrays,” Proc. SPIE **3737** (1999).

[158] A. P. Wood, P. J. Rogers, P. B. Conway, et P. A. Manning, “Hybrid optics in dual waveband infrared systems,” Proc. SPIE **3482** (1998).

[159] K. J. Weible, A. Schilling, H. P. Herzig, et D. Lobb, “Achromatization of the diffraction efficiency of diffractive optical elements,” Proc. SPIE **3749**, 378-379 (1999).

[160] S. M. Ebstein, “Nearly index-matched optics for aspherical, diffractive, and achromatic-phase diffractive elements” Opt. Lett. **21**, 18, pp. 1454-1456 (1996).

[161] S. M. Ebstein, “Achromatic diffractive optical elements,” Proc. SPIE **2404**, 211 (1995).

[162] S. M. Ebstein, “Achromatic diffractive optics,” U.S. Patent 5,734,502 (31 mars 1998).

[163] M. G. Montes, J. C. Martinez-Anton, D. Vazquez Molini, A. A. Fernandez-Balbuena, et E. Bernabeu, “Achromatic Fresnel lens with improved efficiency for PV systems,” International Journal of Photoenergy **787392** (2014).

[164] C. Xue, et Q. Cui, “Design of multilayer diffractive optical elements with polychromatic integral diffraction efficiency,” Opt. Lett. **35**, 7 (2010).

[165] T. Nakai, et H. Ogawa, “Research on mulyi-layer diffractive optical elements and their application to camera lenses,” OSA Topical Meeting on Diffractive Optics and Micro-Optics, pp. 5-7 (2002).

[166] J. Choi, A. A. Cruz-Cabrera, A. Tanbakuchi, “Practical implementation of broadband diffractive optical elements,” Proc. SPIE **8612** (2013).

[167] Y. Arieli, S. Ozeri, N. Eisenberg, S. Noach, “Design of a diffractive optical element for wide spectral bandwidth,” Opt. Lett. **23**, 11 (1998).

[168] T. Gühne, et J. Barth, “Strategy for design of achromatic diffractive optical elements with minimized etch depths,” Appl. Opt. **52**, 34 (2014).

[169] J. Barth, et T. Gühne, “Chromatic error correction of diffractive optical elements at minimum etch depths,” Proc. SPIE **9192**, 9192OJ-1 (2014).

[170] Y. Arieli, S. Noach, S. Ozeri, et N. Eisenberg, “Design of diffractive optical elements for multiple wavelengths,” Appl. Opt. **37**, 26 (1998).

[171] A. Wood, M.-S. L. Lee, et S. Cassette, “Infrared hybrid optics with high broadband efficiency,” Proc. SPIE **5874**, 58740G-1 (2005).

[172] Z. Liping, W. Minxian, J. Guofan, et Y. Yingbai, “Harmonic diffractive optical element and its applications,” Proc. SPIE **3551** (1998).

[173] K. Miyamoto, “The phase Fresnel lens,” J. Opt. Soc. Am. **51**, pp. 17-20 (1961).

[174] J. A. Futhey, “Diffractive lenses,” U. S. Patent 4,936,666 (26 Juin 1990).

[175] J. C. Marron, D. K. Angell, et A. M. Thai, “Higher-order kinoform,” dans Computer and optically formed holographic optics, I. Cindrich et S. H. Lee, eds., Proc. Soc. Photo-Opt. Instrum. Eng. **1211**, pp. 62-66 (1990).

[176] D. W. Sweeney, et G. E. Sommargen, “Harmonic diffractive lenses,” Appl. Opt. **34**, 14, pp. 2469 (1995)

[177] D. Falkis, et G. M. Morris, “Spectral properties of multiorder diffractive lenses,” Appl. Opt. **34**, 14 (1995).

[178] T. Yukihisa, et N. Yoshitaka, “Infrared optical system,” U. S. Patent 2001 (25 mai 2001).

[179] R. N. Claytor, “Imaging lens for infrared cameras,” U. S. Patent 11,514,770 (1 Septembre 2006).

[180] C. Bigwood, et A. Wood, “It’s only two lenses in a tube - how complicated can it be ?”, Proc. SPIE **7298**, 72980Z (2009).

[181] Y. Takizawa, A. Zuccaro Marchi, R. Young, et Y. Takahashi, “JEM-EUSO optics design and its performance,” Proc. of the 31st ICRC (2009).

[182] C. Bigliati, P. Perlo, et P. Repetto, “Objective for infrared vision systems,” E. U. Patent 1,178,343 (25 février 2004).

[183] D. A. Buralli, et G. M. Morris, “Design of a wide field diffractive landscape lens,” Appl. Opt. **28**, 18 (1989).

[184] W. C. Sweatt, “Describing holographic optical elements as lenses,” J. Opt. Soc. Am. **67**, 6 (1977).

[185] R. M. Sales, et G. M. Morris, “Diffractive-refractive behavior of kinoform lenses,” Appl. Opt. **36**, 1 (1997).

[186] M. Rossi, R. E. Kunz, et H. P. Herzig, “Refractive and diffractive properties of planar micro-optical elements,” Appl. Opt. **34**, 26, pp. 5996-6007 (1995).

[187] S. Sinzinger, et M. Testorf, “Transition between diffractive and refractive micro-optical components,” Appl. Opt. **34**, 26, pp. 5970-5976 (1995).

[188] G. Erdei, “Développements et applications de nouvelles techniques de modélisation pour la conception optique contemporaine,” thèse de l’université Paris XI, 2002.

[189] W. C. Sweatt, “Mathematical equivalence between a holographic optical element and a ultra-high index lens,” J. Opt. Soc. Am. A **69**, pp. 486-487 (1979).

[190] L. N. Hazra, Y. Han, C. A. Delisle, “Kinoform lenses : Sweatt model and phase function,” Optics Communication **117**, pp. 31-36 (1995).

[191] G. H. Spencer, et M. V. R. K. Murty, “General ray-tracing procedure,” J. Opt. Som. Am. **52**, 6 (1962).

[192] D. A. Buralli, and G. M. Morris, “Effects of diffraction efficiency on the modulation transfer function of diffractive lenses,” Appl. Opt. **31**, 22, 4389 (1992).

[193] C. Londono, P. P. Clark, “Modeling diffraction efficiency effects when designing hybrid diffractive lenses,” Appl. Opt. **31**, 13, 2248-2252 (1992).

[194] A. Wood, and P. Rogers, “Diffractive Optics in modern optical engineering,” Proc. SPIE **5865**, 58650B-1 (2005).

[195] C. Bigwood, “New infrared optical systems using diffractive optics,” Proc. SPIE **4767**, 1-12 (2002).

[196] A. Wood, “Infrared hybrid optics : analysis and implementation,” Proc. SPIE **4441**, 19-29 (2001).

[197] H. Sauer, P. Chavel, and G. Erdei, “Diffractive optical elements in hybrid lenses : modeling and design by zone decomposition,” Appl. Opt. **38**, 31, 6482-6486 (1999).

[198] T. Ando, T. Korenaga, M.-A. Suzuki, and J. Tanida, “Diffraction light analysis method for a diffraction grating lens,” Appl. Opt. **53**, 11 (2014).

[199] H. Zhang, H. Liu, Z. Lu, and H. Zhang, “Modified phase function model for kinoform lenses,” Appl. Opt. **47**, 22 (2008).

[200] T. Wang, H. Liu, H. Zhang, H. Zhang, Q. Sun, and Z. Lu, “Effect of incidence angles and manufacturing errors on the imaging performance of hybrid systems,” J. Opt. **13**, 035711 (2011).

[201] W. H. Southwell, “Ray tracing kinoform lens surfaces,” Appl. Opt. **31**, 13 (1992).

[202] M. D. Thorpe, R. P. Jonas, and S. Szapiel, “Modeling of polychromatic MTF losses due to secondary effects in diffractive lenses,” Proc. SPIE **6667**, 66670E (2007).

[203] T. Grulois, G. Druart, N. Guérineau, A. Crastes, H. Sauer, and P. Chavel, "Extra-thin infrared camera for low-cost surveillance applications," Opt. Lett. **39**, 11 (2014).

[204] H. H. Hopkins, “Image formation by a general optical system. 1 : General theory,” Appl. Opt. **24**, 16, pp. 2491-2505 (1989).

[205] R. Soummer, L. Pueyo, A. Sivaramakrishnan, and R. J. Vanderbei, "Fast computation of Lyot-style coronograph propagation," Opt. Expr. **15**, 24, pp. 15935-15951 (2007).

[206] I. Ribet-Mohamed, J. Le Rouzo, S. Rommeluère, M. Tauvy, et N. Guérineau, “Advanced characterization of the radiometric performances of quantum well infrared photodetectors,” Infrared Physics and Technology **47**, pp. 119-131 (2005).

[207] S. Rommeluère, R. Haïdar, N. Guérineau, J. Deschamps, E. De Borniol, A. Million, J. P. Chamonal, et G. Destefanis, “Single-scan extraction of two-dimensional parameters of infrared focal plane arrays utilizing a Fourier-transform spectrometer,” Appl. Opt. **46**, 9 (2007).

[208] J. - L. Meyzonnette, et T. Lépine, “Bases de radiométrie optique,” éd. Cépaduès (2003).

[209] Y. Cao, et C. - L. Tisse, “Shutterless solution for simultaneous focal plane array temperature estimation and nonuniformity correction in uncooled long-wave infrared camera,” Appl. Opt. **52**, 25 (2013).

Résumé

De nombreux travaux de recherche sont actuellement menés afin de rendre les caméras infrarouges plus compactes et moins chères. En infrarouge refroidi, le défi est de proposer un système cryogénique compact pouvant être intégré sur un système à faible capacité d'emport tel qu'un drone. Dans ce cadre, l'utilisation d'une lentille mince en remplacement du filtre froid du cryostat permettrait de limiter la masse supplémentaire à refroidir et de maintenir constant le temps de descente en froid. En infrarouge non refroidi, l'objectif est de concevoir un petit capteur infrarouge bas coût « grand public » que l'on pourra inviter dans nos maisons, nos voitures, voire nos smartphones. L'utilisation d'une lentille mince ouvrirait la voie à des imageurs infrarouges peu onéreux.

Dans ce contexte, j'ai choisi d'étudier le comportement d'une lentille de Fresnel dite d'ordre élevé intégrée dans une configuration optique de type landscape lens. J'ai montré que cette architecture optique mince peut fonctionner sur une large bande spectrale et sur un grand champ de vue. Cependant, les lentilles de Fresnel d'ordre élevé étant mal modélisées dans la littérature, j'ai développé mes propres algorithmes de modélisation afin de prévoir les performances d'un tel système.

Grâce à cette étude, j'ai ensuite proposé deux systèmes d'imagerie, l'un refroidi et l'autre non refroidi. Chacun des deux systèmes a fait l'objet d'un prototype et a été entièrement caractérisé expérimentalement. Les résultats expérimentaux obtenus m'ont permis de valider les performances anticipées théoriquement et de mettre en évidence un phénomène de chromatisme diffractif latéral.

Ces systèmes ouvrent la voie à deux nouvelles générations de caméras infrarouges. J'ai montré que l'imageur infrarouge refroidi possède une qualité image satisfaisante pour des applications d'aide au pilotage. Le prototype non refroidi est lui entièrement compatible avec des applications domotiques. Il a suscité l'intérêt de différents acteurs industriels.

Mots-clés: Imagerie infrarouge, miniaturisation, optique diffractive, lentille de Fresnel

Abstract

Miniaturizing infrared optical systems is a research area of great interest nowadays in order to make them lighter and cheaper. In the cooled infrared domain, the objective is to design a compact cryogenic camera that could be integrated in a small-capacity carrier like a drone. To that purpose, replacing the cold filter of the dewar by a thin lens would limit the cooled down mass and would stabilize the cool down time. In the uncooled infrared domain, the objective is to design a small general use camera at a low cost. Its use could be generalized in houses, cars or even smartphones. The use of a thin lens would also pave the way for low-cost infrared imagers.

In this context, I chose to study the imagery properties of a high order Fresnel lens integrated in a landscape lens architecture. I have demonstrated that this architecture can be used within a wide spectral range and over a wide field of view. However, current optical design software perform poorly on high order Fresnel lenses. Therefore, I have developed my own algorithms to model the performances of such a system.

With that study, I have been able to design two prototypes with their own objectives : the first one is cooled and the second one is uncooled. Both systems have been demonstrated and entirely characterized. The experiment results have validated the theoretical performances of the systems and they highlighted an original kind of lateral chromatic aberration.

These two systems pave the way to two new generations of infrared cameras. Indeed, on one hand I have proved that the cooled infrared quality may be good enough to qualify for an aircraft piloting aid. On the other hand, the uncooled prototype is fully compatible with low cost surveillance applications and the system raised the interest of various companies.

Keywords: Infrared imagery, miniaturization, diffractive optics, Fresnel lens