



HAL
open science

Etude et développement de tableaux non diffractants pour la conception de systèmes imageurs spécialisés

Martin Piponnier

► **To cite this version:**

Martin Piponnier. Etude et développement de tableaux non diffractants pour la conception de systèmes imageurs spécialisés. Autre [cond-mat.other]. Université Paris Sud - Paris XI, 2012. Français. NNT : 2012PA112393 . tel-00780071

HAL Id: tel-00780071

<https://theses.hal.science/tel-00780071>

Submitted on 23 Jan 2013

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.

Etude et développement de tableaux non diffractants pour la conception de systèmes imageurs spécialisés

THÈSE

soutenue publiquement le 17 décembre 2012

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université d'Orsay – PARIS XI

(Spécialité Physique)

par

Martin PIPONNIER

Composition du jury

- Présidente :* Caroline KULCSAR (LCFIO)
- Directeur de thèse :* Jean-Louis DE BOUGRENET DE LA TOCNAYE (Telecom Bretagne)
- Rapporteurs :* Etienne LE COARER (LAOG)
Serge MONNERET (Institut Fresnel)
- Examineur :* Olivier ACHER (Horiba Jobin Yvon)
- Invités :* Guillaume DRUART (ONERA)
Jérôme PRIMOT (ONERA)

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier Franck Lefèvre, directeur du Département d'Optique Théorique et Appliquée de l'ONERA pour m'avoir accueilli au sein de son département. Je remercie aussi Patricia Cymbalista, chef de l'unité CIO, qui m'a acceptée en stage puis en thèse au sein de son équipe. Je souhaite enfin remercier l'ONERA, de manière générale, pour avoir subventionné ma thèse et pour avoir mis à ma disposition tous les moyens nécessaires au bon accomplissement de mon travail.

Je suis très reconnaissant envers mes encadrants, Guillaume Druart, Jérôme Primot et Nicolas Guérineau, pour leur soutien inconditionnel pendant cette thèse. Ils m'ont apporté leur expérience scientifique et technique afin d'orienter mon travail toujours dans la bonne direction. Je leur suis reconnaissant d'avoir fait preuve d'exigence et de patience envers moi pour me permettre de donner le meilleur de moi-même. Leur bonne humeur légendaire m'a permis de travailler dans un cadre agréable et m'a beaucoup aidé à rebondir dans les moments de doute et de démotivation. Je remercie aussi Guillaume de m'avoir accordé sa confiance en m'ayant laissé la responsabilité d'encadrer un stagiaire pendant 3 mois.

Je souhaite remercier mon directeur de thèse, Jean-Louis De Bougrenet de la Tocnaye, pour m'avoir fait profiter de sa position d'extérieur. Il a nourri ma réflexion, tout au long de ma thèse, en m'apportant des informations sur la réalisation pratique des composants, sur le traitement d'image ou sur la vision humaine, qui pouvaient sembler annexes au premier abord, mais qui se sont révélées cruciales pour comprendre tout l'intérêt de ma démarche pour concevoir un système imageur spécialisé.

Je remercie infiniment les rapporteurs, MM. Serge Monneret et Etienne Le Coarer, qui se sont donnés la peine de se pencher attentivement sur mon travail pour le comprendre et le juger. Ils ont eu à cœur d'éclairer mon travail en s'appuyant sur leurs connaissances et de me transmettre leurs impressions. Ceci m'a permis de voir mon travail sous un jour nouveau. Je souhaite aussi remercier Caroline Kulcsar et Olivier Acher, et tous les membres du jury de manière plus générale, pour l'intérêt qu'ils ont manifesté envers mon travail. Je pense que leur curiosité ainsi que leurs attentes ont largement contribué au bon déroulement de ma soutenance.

Je suis très reconnaissant à Joël Deschamps et Jérôme Primot pour m'avoir fait découvrir le monde de l'industrie à leur manière. A la manière d'un épopée, ils m'ont raconté leurs innombrables expériences passées, que ce soit dans le monde de la recherche ou de l'industrie, bâties sur un incroyable réseau de connaissances. De leurs récits, j'ai bien senti que le moment où une idée scientifique se concrétise par la réalisation d'un prototype opérationnel est un moment magique où le chercheur est ému de voir que "ça marche" et où l'industriel est ému car il découvre un jouet plein de promesses. Je pense que mon choix de continuer mon travail de thèse, en post-doctorat, pour faire de la valorisation, a été fortement influencé par eux et je les en remercie.

Au cours de ma thèse, j'ai eu l'opportunité de collaborer avec plusieurs personnes à l'extérieur de l'ONERA. Je souhaite ainsi remercier Emilie Bialic, docteur de l'école Télécom Bretagne, pour m'avoir présenté toutes les étapes de fabrication des composants que j'ai fait réaliser par la suite par la société HOLOTETRIX et que j'ai étudiés au cours de ma thèse. Je souhaite aussi remercier Ryoichi Horizaki, chercheur assistant de la *Graduate School of Information Science and Technology* à Osaka (Japon). Notre collaboration s'est révélée particulièrement fructueuse car la rencontre entre ses compétences en traitement d'image et mes compétences sur les tableaux non diffractant a permis de mettre en évidence l'importance du lien entre le composant optique et le traitement d'image, ouvrant la voie à la démarche de conception d'un système imageur spécialisé.

Je tiens à remercier les équipes CIO (Concepts Innovants en Optique) puis ERIO (Etalonnage et Réalisation d'Instruments Optiques) du DOTA, au sein desquelles j'ai effectué mon stage de fin d'étude ainsi que ma thèse. J'ai été tout de suite intégré par les collaborateurs de ces équipes dont la bonne humeur m'a permis de travailler trois ans dans un contexte idéal. En particulier, je tiens à remercier Marc Jacquard, Eric Lambert, Alain Kattnig et Michel Tauvy pour leurs compétences respectives en programmation, en mécanique, en traitement du signal et en électronique. Sans leur aide, mon travail serait resté à l'état de concept théorique et c'est grâce à eux que j'ai pu réaliser un prototype de système imageur spécialisé opérationnel et fonctionnant en temps réel. J'ai aussi une pensée particulière pour Frédéric Gillard qui a su nous faire partager sa passion pour le football au point de briller par deux fois au tournoi inter labos organisé par l'école Polytechnique.

J'adresse mes remerciements les plus chaleureux à Juliette pour m'avoir soutenu, encouragé et redonné confiance sans relâche pendant la rédaction du manuscrit et la préparation de la soutenance. Après cette période de travail intense, j'espère que nous vivrons à l'avenir des jours plus tranquilles.

Enfin, je tiens à remercier ma soeur et mes parents qui ont toujours été à mes côtés pendant les trois ans qu'a duré ma thèse. Ils ont cru en moi et ils se sont régulièrement inquiétés de l'avancée de mes travaux et de mon avenir professionnel, ce qui m'a redonné du courage pour avancer aux moments où mon travail piétinait. D'avoir mené ce travail à terme est sans doute le plus beau cadeau que je puisse leur faire !

Je dédie cette thèse à M. Daniel Girinon, mon professeur de physique de terminale au Lycée Pape Clément (Pessac), ainsi qu'à M. et Mme Camus-L'Hermitte, mes professeurs de physique de classe préparatoire au Lycée Camille Julian (Bordeaux), pour m'avoir ouvert les portes de la physique et m'avoir transmis leur passion pour ce domaine de recherche.

Table des matières

Chapitre 1 Introduction	1
1.1 Contexte et enjeux	1
1.2 Objectif et démarche de la thèse	8
Chapitre 2 Etat de l’art	13
2.1 Les systèmes imageurs adaptés à la compression et au multiplexage d’informations	14
2.2 Les méthodes existantes pour faire de l’imagerie 3D passive	21
2.2.1 Les systèmes reposant sur le principe de stéréoscopie	22
2.2.2 Les systèmes reposant sur l’utilisation du flou des images	30
2.3 Les systèmes imageurs à très grande profondeur de champ	39
2.3.1 L’imagerie sans lentille	40
2.3.2 Les faisceaux non diffractants	44
Chapitre 3 Intérêt des faisceaux non diffractants pour la conception d’un système imageur spécialisé	49
3.1 Description des faisceaux non diffractants	50
3.1.1 Modèle pour la propagation de la lumière	51
3.1.2 Condition d’invariance des faisceaux non diffractants	53
3.1.3 Exemples de faisceaux non diffractants	54
3.2 Les composants Continûment Auto-Imageants (<i>CAI</i>)	60
3.2.1 Description des composants et des fonctions de mérite associées . .	61
3.2.2 Aberrations géométriques	68
3.2.3 Grandissement	75
3.2.4 Effet zoom	77
3.3 Influence de la taille finie du composant	80

3.3.1	Fonctionnement en masque codé ou en pupille codée	81
3.3.2	Conséquences sur les fonctions de mérite	85
3.3.3	Bilan radiométrique	88
3.4	Conclusion sur le choix du composant	90

Chapitre 4 Du système imageur théorique à sa réalisation pratique, choix et conséquences 93

4.1	Réalisation pratique des composants	94
4.1.1	Choix du codage	94
4.1.2	Conséquence de la binarisation : perte de l'invariance	102
4.1.3	Détermination de la profondeur de champ	115
4.2	Réalisation d'un dispositif de démonstration	119
4.2.1	Construction de la caméra	119
4.2.2	Calibration de la longueur focale	123

Chapitre 5 Développement de briques de restauration d'image adaptées à notre système imageur spécialisé 127

5.1	Description du montage expérimental	128
5.2	Mise en forme des images en vue d'une restauration	131
5.2.1	L'inhomogénéité d'éclairement sur le détecteur	131
5.2.2	L'influence du fenêtrage de l'image	132
5.2.3	Le filtrage introduit par le composant et les pixels du détecteur	135
5.3	Méthode de reconstruction d'objets par rééchantillonnage dans l'espace de Fourier	138
5.3.1	Principe du traitement d'image	138
5.3.2	Domaine de validité lié au théorème d'échantillonnage	140
5.3.3	Résultats expérimentaux	142
5.4	Méthode de reconstruction d'objets utilisant l'imagerie comprimée	144
5.4.1	Description de la classe d'objet connue <i>a priori</i>	144
5.4.2	Reconstruction à l'aide de l'algorithme Twist	145
5.4.3	Résultats expérimentaux	147
5.5	Limites et perspectives	150
5.5.1	Comparaison des domaines de validité des deux méthodes	150
5.5.2	Perspectives	152

Chapitre 6 Exploration des capacités d'imagerie 3D	155
6.1 Principe de la mesure de distance avec un CSIG	156
6.1.1 Codage de l'information 3D dans l'espace de réel	156
6.1.2 Codage de l'information 3D dans l'espace de Fourier	159
6.1.3 Importance de la discrétisation de la <i>FTO</i>	161
6.1.4 Précision de mesure	164
6.2 Application à la localisation 3D d'objets faiblement étendus	166
6.2.1 Montage expérimental	166
6.2.2 Mesure de l'éloignement de l'objet	167
6.2.3 Reconstruction de la forme de l'objet	168
6.2.4 Mesure de la position angulaire	170
6.3 Autres applications envisagées	170
6.3.1 Surveillance d'une case distance	171
6.3.2 Tomographie : cartographie 3D de la scène	172
Chapitre 7 Conclusion	179
7.1 Bilan de la thèse	179
7.2 Valorisation de la thèse	183
7.3 Perspectives de la thèse	184
Bibliographie	187

Chapitre 1

Introduction

Sommaire

1.1	Contexte et enjeux	1
1.2	Objectif et démarche de la thèse	8

1.1 Contexte et enjeux

Dans son sens le plus commun, un système imageur est un outil qui permet de produire une image fidèle d'une scène observée, c'est-à-dire de reproduire au mieux la scène telle qu'un être humain la verrait avec ses yeux. Historiquement, nous avons tout d'abord utilisé nos yeux pour enregistrer des impressions visuelles sur le monde qui nous entoure. Puis, au fil du temps, notre curiosité nous a poussé à essayer de voir des objets hors de portée de nos capacités oculaires, que ce soit des objets trop petits pour être résolus (planètes, étoiles, cellules, atomes, etc.) ou trop peu lumineux (galaxies, etc.). Pour cela, nous avons développé des systèmes imageurs artificiels (lunette astronomique, microscope, etc.) qui, utilisés en association avec nos yeux, nous ont permis de décupler nos capacités d'observation. Leur conception a reposé sur le principe de base suivant : *réaliser un système optique capable de produire une image de la scène observée, qui soit la plus fidèle possible.*

Le premier système imageur qui a été utilisé, appelé chambre noire ou *camera obscura* en latin, était très rudimentaire. Il s'agissait d'un volume fermé percé par un unique trou de diamètre réduit, appelé sténopé. Une personne placée à l'intérieur de ce volume pouvait voir sur un écran une image renversée de la scène extérieure, plus petite ou plus grande selon les configurations. Cette technologie a connu un essor important à la Renaissance où les peintres l'ont utilisée pour mieux représenter les perspectives dans leurs tableaux [1]. Au XVIème siècle, avec l'apparition des lentilles, Galilée a inventé la lunette astronomique en assemblant deux lentilles convergentes, ce qui lui a permis de faire des découvertes comme les satellites de Jupiter ou la surface accidentée de la Lune. L'envie de conserver ces nouvelles images a poussé les peintres à recopier les images obtenues avec leur *camera obscura* et les astronomes à dessiner les objets qu'ils voyaient à travers leurs lunettes [2]. Cependant, malgré leur volonté de représenter objectivement ces objets, la réalisation de ces dessins était limitée par la subjectivité des astronomes.

Une évolution importante est apparue au XIXème siècle. Les progrès de la chimie et l'invention des plaques photosensibles ont permis d'enregistrer des images directement en sortie du système imageur, donnant naissance à diverses méthodes de photographie (daguerréotypes, calotypes, etc.). L'œil, qui était utilisé jusque là comme intermédiaire entre l'observation et la représentation graphique de l'image, n'était désormais plus nécessaire. Dans le domaine scientifique, les enregistrements des observations pouvaient donc se faire de manière plus facile, plus systématique, et surtout plus objective. A ce stade, la qualité des images était alors limitée par les aberrations optiques (géométriques et chromatiques) et par le faible rendement lumineux des systèmes imageurs utilisés, qui nécessitaient alors des temps de pose assez longs. Mais, le XIXème siècle a aussi vu l'achèvement et l'unification des théories de l'optique. La compréhension complète des phénomènes lumineux et du comportement des composants optiques (lentilles, prismes, réseaux, etc.) a permis de commencer à modéliser les systèmes imageurs et en particulier à caractériser leurs aberrations géométriques. Un important travail d'ingénierie s'est alors développé, consistant concevoir des systèmes imageurs corrigés des aberrations optiques [3]. En recherchant le

bon nombre et le bon agencement des composants optiques, il a ainsi été possible de concevoir des systèmes imageurs corrigés des aberrations géométriques et à fort rendement lumineux, permettant ainsi d'obtenir des images fidèles des scènes observées. Cette approche s'est développée tout au long du XXème siècle et a connu son apogée avec l'objectif à focale variable, plus communément appelé *zoom*, qui est un système imageur complexe (une quinzaine de lentilles), mais qui donne une image d'une très grande fidélité de la scène observée [4].

Dans la deuxième moitié du XXème siècle, l'apparition du détecteur quantique matriciel a révolutionné l'enregistrement des images. Avec la pellicule photosensible, cette étape était irréversible, sensible aux conditions de stockage, de transport, et nécessitait en outre l'intervention d'un opérateur pour la manipulation de la pellicule. A l'inverse, les détecteurs matriciels ont permis un enregistrement réversible et automatisé des images, qui se sont avérées, grâce à l'essor de l'informatique, faciles à stocker, à diffuser, et à modifier de manière *a posteriori*. Des traitements d'image *a posteriori*, appelés post-traitements, se sont alors développés et ont été utilisés pour différentes finalités. Ils servent par exemple à améliorer la beauté d'une image ; c'est ce que fait la NASA avec les images du télescope Hubble. Ils peuvent aussi servir à récupérer une image de bonne qualité à partir d'une image prise dans de mauvaises conditions ; pour cela, des outils sont désormais disponibles pour le grand public sous forme de logiciels ou de sites internet [5, 6]. Enfin, et c'est ce qui nous intéresse le plus, ces traitements d'images ont été utilisés dans l'ingénierie, initialement, pour compenser les aberrations résiduelles des systèmes optiques, afin d'améliorer la qualité des images. Dès lors, les méthodes d'ingénierie ont changé, et la conception de systèmes imageurs ne s'est plus intéressée à l'architecture optique seule, mais à la combinaison de l'architecture optique et du traitement d'image. Le relâchement de la contrainte sur la qualité image en sortie du système optique, qui peut désormais être récupérée par un post-traitement, a permis d'envisager des systèmes optiques plus simples, à qualité image finale équivalente [7]. Par ailleurs, les moyens techniques de réalisation des composants optiques se sont perfectionnés. En particulier, l'usinage de haute précision a permis de réaliser sur

demande des optiques aux surfaces non conventionnelles, notamment asphériques. Ceci a considérablement augmenté les degrés de liberté pour l'architecture optique, apportant un deuxième relâchement de contrainte lors de la conception des systèmes imageurs. De plus, des composants aux propriétés modulables électriquement (miroirs déformables, lentilles liquides, etc.) sont apparus, offrant plus d'agilité pour le système optique (scan, zoom, autofocus, etc.). Enfin, la possibilité de produire massivement des optiques non conventionnelles, grâce à des moules a permis de généraliser ces systèmes optiques en diminuant leurs coûts de production. C'est le cas pour les appareils photos numériques ou pour les caméras de téléphones portables. Plus récemment des modules optiques jetables pour endoscopes ont été proposés [8], montrant que la réduction des coûts amène même à envisager des systèmes imageurs à usage unique. Par ailleurs, la chute du coût des détecteurs sensibles dans le domaine visible a aussi permis d'envisager des caméras grand champ à très haute résolution [9, 10], en juxtaposant un grand nombre de caméras élémentaires à la manière des yeux d'insectes. Nous observons donc aujourd'hui un côtoiement entre deux familles de systèmes : les systèmes de type zoom, généralistes, complexes et volumineux, qui donnent une image très précise et d'une très grande fidélité, et les systèmes de type téléphone portable, simples, miniaturisés et bas coût, voire à usage unique.

Au fil du temps, notre curiosité nous a poussé à observer des objets de plus en plus variés (atomes, cellules, paysages, planètes, etc.), dans des environnements de plus en plus différents (sous l'eau, en milieu aéroporté, dans le vide spatial, dans le corps humain) ou à des longueurs d'ondes différentes (visible, infrarouge, radar, etc.). Différentes architectures ont alors été développées, chacune étant optimisée pour un environnement d'observation donné. Par exemple, les télescopes se sont distingués des autres systèmes par leur grand diamètre et leur faible champ de vue, parfaitement adaptés pour observer des objets faiblement lumineux et peu étendus, comme des planètes. De même, un endoscope est constitué d'un module d'imagerie miniature, relié par une fibre optique à un module de visualisation, de manière à ce qu'un chirurgien puisse introduire le module d'imagerie dans un corps humain et puisse "aller voir" des parties du corps qui sont inatteignables

avec des systèmes imageurs plus classiques. La forme du système imageur devient alors plus ou moins déterminée par les conditions d'observations ou les objets observés et nous pouvons y voir une première forme de spécialisation. Cependant, la finalité de ces systèmes imageurs reste toujours d'obtenir une image fidèle de la réalité.

Plus récemment, nous avons observé un changement de paradigme dans la finalité des systèmes imageurs : dans un environnement connu et maîtrisé, c'est l'information recherchée par l'opérateur qui a commencé à prendre le dessus et qui est devenue prépondérante par rapport au critère de fidélité de l'image. Ce changement a eu lieu dans de nombreux domaines (médical, industriel, militaire, etc.). Dans l'industrie par exemple, il existe un fort besoin pour des systèmes optiques capables de réaliser des opérations de mesures optiques (flux de matière, contrôle de qualité des matériaux), de détection d'anomalies ou de surveillance. La finalité de ces systèmes imageurs n'est plus une image, mais une information quantifiable. Ce changement s'est aussi opéré de manière emblématique dans le domaine du renseignement militaire, où les images n'ont plus été produites dans un but de découvrir des objets inconnus, mais pour identifier des objets connus de manière *a priori*. Il s'agit par exemple de détecter un véhicule dans un paysage, de reconnaître un véhicule de communication ou de combat parmi les véhicules présents dans une image, ou d'identifier un véhicule pour savoir à quelle armée il appartient. Ces opérations d'exploitation des images ont d'abord été réalisées par des opérateurs, mais, avec l'augmentation du volume d'informations, des traitements d'image sont actuellement développés pour remplir ces missions plus rapidement et de manière automatisée. Cependant, du fait de la très grande variété de missions possible et de type d'informations à recueillir, il existe une très grande diversité de traitements d'image possibles pour répondre à ces missions. Nous voyons donc apparaître une autre forme de spécialisation, où le traitement d'image adapté est déterminé en fonction de la mission d'observation. La conception de tels systèmes repose alors sur un principe de base complètement nouveau : *réaliser un système optique capable d'extraire, de la manière la plus fiable possible, une information particulière dans la scène observée.*

Aujourd'hui, nous observons que ces deux branches de spécialisation fusionnent pour donner, ce que l'on appelle la démarche de co-conception. Cette démarche d'ingénierie consiste à concevoir un système imageur en tenant compte des informations *a priori* sur la scène observée et sur la mission du système imageur. Ces informations sont obtenues par un dialogue avec l'utilisateur final du système optique et permettent de déterminer quelle est l'information qui doit être mesurée de manière fiable en sortie du système imageur. La démarche de co-conception consiste alors à optimiser simultanément l'architecture optique et le traitement d'image, en fonction de la finalité du système imageur, dans un contexte d'observation donné. Elle permet ainsi de réaliser des systèmes imageurs dits *spécialisés*, c'est-à-dire optimisés pour répondre à une mission précise dans un environnement précis.

Actuellement, l'Onera (Office National d'Etudes et de Recherches Aérospatiales) s'inscrit au cœur de ce changement en s'investissant notamment dans le développement de systèmes imageurs spécialisés pour la vision des drones miniatures, c'est-à-dire des drones ayant une faible capacité d'emport. Cette démarche est poussée par la volonté d'être toujours à la pointe de l'innovation et par une demande croissante des industriels [11]. Un besoin en systèmes imageurs miniaturisés, simples et robustes, pour doter ces drones de fonctions optiques, est alors apparu et fait l'objet de recherches actives au sein des unités CIO (Concepts Innovants en Optique) et ERIO (Etude et Réalisation d'Instruments Optiques) du Département d'Optique Théorique et Appliquée (DOTA) où j'ai effectué ma thèse. Pour apporter des réponses à cet enjeu, ces équipes développent de nouvelles architectures optiques en s'appuyant sur leur savoir-faire et leurs compétences autour des axes de recherche suivants :

- développement d'instruments optiques pour la mesure
- caractérisation de détecteurs pour l'imagerie infrarouge
- étude de composants innovants, notamment des structures sub-longueur d'onde
- miniaturisation des architectures optiques pour être au plus près du détecteur
- et simplification de ces architectures pour obtenir une robustesse compatible avec les contraintes des systèmes embarqués sur des drones miniatures

- expertise mission

L'étude des architectures optiques simplifiées et miniaturisées a été initiée au sein de l'équipe CIO par Sylvain Rommeluère au cours de sa thèse (2007) [12], dans le domaine de la spectro-imagerie. Elle a ensuite été reprise de manière plus systématique par Guillaume Druart, lors de sa thèse (2009) [13]. Ses travaux se sont beaucoup inspirés des architectures optiques présentes dans la nature, à savoir les yeux des animaux, et ont permis de dégager les axes de recherche suivants :

- l'utilisation des systèmes multivoies pour la miniaturisation des systèmes imageurs
- l'utilisation des composants continûment auto-imageants au service de la simplification des systèmes imageurs
- et, dans le cas de l'imagerie infrarouge, l'intégration des fonctions optiques dans le cryostat, c'est-à-dire dans le bloc de détection servant à refroidir le détecteur, pour la simplification et la miniaturisation des architectures optiques

L'étude de la miniaturisation des systèmes multivoies et de leur intégration au plus près du détecteur, dans le cryostat, a été approfondie par Florence de la Barrière [14], dont la thèse s'est déroulée en parallèle de la mienne.

Mon travail de thèse s'est appuyé sur le savoir-faire acquis par l'équipe CIO sur une classe particulière de composants optiques appelés CSIG (pour *Continuously Self-Imaging Grating* en anglais) et qui permettent de générer des faisceaux appelés tableaux non diffractants. Ces composants peuvent être vus comme des réseaux ayant la particularité de générer une image qui reproduit le motif du réseau de manière continue, au fur et à mesure que l'on s'éloigne de celui-ci. Ces composants ont initialement été développés par Jérôme Primot pour faire de l'analyse de front d'onde. Ces travaux ont abouti à la création de la société Phasics, et s'orientent actuellement vers des applications d'imagerie de phase dans le domaine des rayons X. Par ailleurs, ces composants ont aussi été utilisés par Nicolas Guérineau pour servir à la caractérisation de détecteurs quantiques matriciels. Ces travaux ont aboutit au développement d'une nouvelle méthode de caractérisation qui est aujourd'hui reconnue par la communauté scientifique et qui commence à être utilisée

à l'extérieur de l'Onera. La recherche de nouveaux débouchés et de nouveaux domaines d'application pour ce composant a alors orienté mon sujet de thèse vers l'exploration de ses capacités d'imagerie. Pour cela, je me suis attaché à mettre à profit le caractère non diffractant de ces faisceaux pour concevoir un système imageur simple et robuste. De plus, j'ai cherché à exploiter sa nature de réseau pour concevoir un système imageur spécialisé, notamment pour l'observation 3D des objets présents dans la scène observée, de manière à concevoir un système imageur simple, robuste et spécialisé, capable par exemple d'apporter une fonction de vision 3D à un drone de faible capacité d'emport.

1.2 Objectif et démarche de la thèse

L'objectif de ce travail est de démontrer la pertinence et les potentialités d'utilisation des tableaux non diffractants pour réaliser, en appliquant la démarche de co-conception, un système imageur simple, robuste et spécialisé pour faire de l'imagerie 3D.

Pour pouvoir être embarqué sur un drone de faible capacité d'emport, nous pensons que ce système doit présenter trois propriétés essentielles. Il doit faire de la compression d'information pour transmettre le moins de données possible au drone, et donc de consommer le moins d'énergie possible. Il doit de plus avoir une grande profondeur de champ pour être robuste aux vibrations dues à l'environnement aéroporté et pour donner une image nette de la scène sur un grand domaine de l'espace. Enfin, ce système doit être sensible à la distance des objets observés pour être capable de fournir une cartographie 3D de la scène. Dans un premier temps, nous allons donc présenter, dans le chapitre 2 page 13, un état de l'art des architectures optiques qui permettent de faire, soit de la compression optique d'information, soit de l'imagerie 3D, soit d'augmenter la profondeur de champ du système imageur. Nous verrons au final comment les composants Continûment Auto-Imageants (*CAI*), dont les CSIG font partie, se situent vis-à-vis de ces architectures et en quoi ces composants sont adaptés pour répondre à ce besoin.

Puis, nous allons définir et étudier, dans le chapitre 3 page 49, le système imageur théorique composé d'un composant diffractif continûment auto-imageant et d'un détecteur matriciel. Nous considérerons deux composants *CAI* particuliers et concurrents : l'objet J_0 et le CSIG. Nous verrons comment le caractère non diffractant des faisceaux lumineux qu'ils génèrent est à l'origine de propriétés d'imagerie très particulières, comme par exemple un domaine isoplanétique étendu ou un effet zoom obtenu simplement en translatant le détecteur. Nous analyserons ensuite l'influence de la pupille du composant, qui fera apparaître un régime de pupille codée et un régime de masque codé. Nous nous placerons dans le régime de masque codé, pour garder la propriété de grande profondeur de champ, et l'introduction de fonctions de mérite telles que la *Fonction d'Etalement de Point (FEP)* ou la *Fonction de Transfert Optique (FTO)* nous permettra alors de comparer ces deux composants du point de vue de la qualité image et du bilan radiométrique. Nous montrerons, grâce à cette analyse, en quoi le tableau non diffractant est le composant le mieux adapté pour concevoir un système imageur spécialisé.

Ensuite, dans le chapitre 4 page 93, nous considérerons les contraintes imposées par la réalisation pratique du composant. Nous montrerons que la réalisation du CSIG idéal est technologiquement difficile et de surcroît n'est pas souhaitable pour des raisons de bilan énergétique. Nous chercherons alors le codage de la transmittance du composant qui soit le plus simple possible, qui transmette un maximum d'énergie et qui permette de générer un faisceau le plus proche possible d'un faisceau non diffractant. En contrepartie, nous verrons que l'inconvénient de ce codage est d'introduire des battements dans la figure d'éclairement propagée. Nous étudierons la dépendance en longueur d'onde de ces battements de manière à démontrer qu'ils peuvent être minimisés lorsque le composant est éclairé par une source ayant un large spectre. Nous redéfinirons alors la profondeur de champ dans le cas du composant réel et nous utiliserons enfin ces résultats pour concevoir et réaliser un système imageur de démonstration.

Nous aborderons dans le chapitre 5, page 127 la question du traitement d'image. Nous analyserons dans un premier temps l'influence de certains paramètres du système imageur réel sur la formation des images. Nous en déduirons un ensemble d'opérations de traitement des images qui doit être appliqué aux images expérimentales afin de compenser les différents filtrages introduits par le système imageur. Puis, nous nous intéresserons au processus d'imagerie proprement dit. Nous verrons que la particularité de ce processus, dans le cas d'un CSIG, est d'échantillonner l'information provenant de l'objet. Nous présenterons alors deux méthodes de traitement d'image différentes, l'une basée sur le rééchantillonnage dans l'espace de Fourier, et l'autre basée sur l'imagerie comprimée, permettant de reconstruire les objets observés. L'étude comparative de ces traitements d'image permettra de déterminer leurs domaines de validité respectif, à savoir que la méthode par rééchantillonnage dans l'espace de Fourier est adaptée aux scènes occupant un champ de vue réduit, alors que la méthode par imagerie comprimée est adaptée aux objets peu texturés. Nous montrerons ainsi que la connaissance *a priori* des objets observés est déterminante du point de vue des performances d'imagerie du système imageur et que le choix du traitement d'image adapté doit se faire en fonction de ces informations.

Enfin, nous utiliserons notre système imageur de démonstration et les traitements d'image développés au chapitre précédent pour explorer, dans le chapitre 6 page 155, les capacités d'imagerie 3D des CSIG. Nous commencerons par présenter le principe de mesure de l'information 3D pour de tels composants. Nous verrons en particulier que la périodicité de la *FEP* du CSIG est cruciale car elle permet de combiner une compression d'information dans l'espace de Fourier, grâce à la lacunarité de la *FTO*, avec une mesure d'information 3D sur les objets de la scène. Nous montrerons ainsi que le CSIG présente cette propriété tout à fait originale qui consiste à obtenir une capacité d'imagerie 3D au détriment d'une compression d'information. Nous appliquerons ensuite cette analyse théorique au cas pratique de la localisation 3D d'un objet peu étendu, afin de vérifier

notre modèle de formation des images. Et enfin, nous envisagerons d'autres applications d'imagerie 3D, comme la tomographie ou la surveillance de case distance pour ouvrir ce travail sur des applications plus concrètes et qui peuvent trouver un écho auprès des besoins des industriels.

Chapitre 2

Etat de l'art

Sommaire

2.1	Les systèmes imageurs adaptés à la compression et au multiplexage d'informations	14
2.2	Les méthodes existantes pour faire de l'imagerie 3D passive .	21
2.2.1	Les systèmes reposant sur le principe de stéréoscopie	22
2.2.2	Les systèmes reposant sur l'utilisation du flou des images	30
2.3	Les systèmes imageurs à très grande profondeur de champ .	39
2.3.1	L'imagerie sans lentille	40
2.3.2	Les faisceaux non diffractants	44

Pour illustrer la démarche de co-conception, prenons le cas heuristique d'un système imageur embarqué sur un drone miniature. Un tel système est soumis à de fortes vibrations, caractéristiques des systèmes aéroportés, et la petite taille du drone implique en outre une faible autonomie, donc des ressources énergétiques limitées, et une faible capacité d'emport. Pour que le système imageur soit compatible avec cet environnement, il faut donc qu'il soit le plus compact possible, qu'il contienne le moins d'éléments motorisés possible, type stabilisation, et qu'il puisse transmettre les informations en un minimum de données au drone. Un système imageur fournit classiquement une image. Mais, pour une problématique de pilotage par exemple, une image n'est pas forcément l'information

pertinente dont a besoin le drone. Par exemple, il est beaucoup plus utile à un drone évoluant dans un milieu urbain de connaître la distance des objets les plus proches, afin d'éviter toute collision. Nous allons donc supposer que le système imageur embarqué doit répondre à une mission précise : mesurer la distance des objets qui constituent la scène où évolue le drone. Ces connaissances *a priori* sur l'environnement du système imageur, ainsi que sur sa mission, vont nous orienter dans la recherche d'un système imageur simple, robuste, spécialisé dans la mesure de distance des objets de la scène, et qui sera le plus adapté pour la mission de détection des objets les plus dangereux pour le drone.

Pour trouver un système imageur adapté à nos besoins, nous allons dans un premier temps étudier les travaux réalisés dans le domaine de la compression et du multiplexage d'images afin de voir comment réaliser une compression optique d'information et ainsi limiter le nombre d'informations à transmettre. Puis nous détaillerons les principales méthodes d'imagerie 3D afin de proposer une architecture combinant simplicité et vision 3D. Enfin, nous chercherons des solutions techniques permettant d'obtenir le système imageur le moins sensible aux vibrations et permettant d'observer un espace objet avec la meilleure netteté possible. Cette progression nous amènera à sélectionner les faisceaux non diffractants, comme composants optiques prometteurs vis-à-vis de ce besoin.

2.1 Les systèmes imageurs adaptés à la compression et au multiplexage d'informations

La conception d'un système imageur spécialisé consiste à utiliser des informations connues de manière *a priori* concernant la mission, les objets observés et leur environnement, afin de simplifier l'architecture optique. Un traitement d'image adapté est alors appliqué sur l'image obtenue avec le système imageur pour extraire l'information voulue de manière la plus fidèle possible. Dans le contexte d'un système imageur embarqué sur un drone de faible capacité d'emport, la démarche de conception doit assurer que le système imageur fournisse l'information voulue en un minimum de données, et après un minimum d'opéra-

tions mathématiques sur l'image. De cette manière on minimise la consommation d'énergie utilisée pour extraire l'information utile et pour la transmettre au drone. Pour cela, deux approches sont possibles. La première consiste à comprimer l'information, c'est-à-dire à la coder sur un nombre réduit de données, de manière à limiter la quantité de données à transmettre. L'autre approche consiste à multiplexer plusieurs informations, c'est-à-dire à coder différentes informations sur le nombre de données limité par la bande passante du canal utilisé pour dialoguer avec le drone. Dans les deux cas, ces opérations peuvent être réalisées par une opération de traitement d'image ou par le montage optique lui-même, comme nous allons le voir dans cette section.

La compression d'information

On parle généralement de compression d'information lorsqu'il s'agit de réduire, par des moyens mathématiques, la quantité de données numériques utilisées pour coder une information. Un exemple courant de compression d'information est la conversion d'une image numérique, obtenue avec un système imageur classique, dans un autre format, qui nécessite moins de données pour coder la même image, comme le format JPEG (*Joint Photographic Experts Group*) par exemple. La compression d'information est utilisée dans le domaine du cryptage de données [15] ou dans le domaine médical des Images par Résonance Magnétique (IRM) [16]. Les IRM génèrent un volume de données à traiter très important et il est indispensable d'en réduire la taille avant d'effectuer une quelconque analyse des données. En pratique, la compression d'information consiste à décimer le nombre de données à transmettre. Ces données réduites servent alors à reconstruire les signal initial complet en s'aidant d'une information *a priori* sur la scène observée [17]. La compression peut aussi se faire en projetant le signal dans une base particulière où l'on sait que le signal peut être codé sur un nombre réduit de coefficients [18]. Cette approche est particulièrement pertinente pour des objets non texturés et ayant des formes simples, comme nous le verrons au chapitre 5. Par ailleurs, la compression est extrêmement importante dans des contextes de mission où la quantité d'information à stocker, à transmettre ou

à manipuler est limitée. C'est typiquement le cas des caméras embarquées sur les sondes dans l'espace. C'est aussi le cas de la caméra gigapixel ARGUS, développée par la société DARPA, conçue pour être embarquée sur des avions de surveillance, et qui peut fournir une image de très haute résolution sur un très grand champ de vue [20]. La quantité de données qu'elle acquiert étant impossible à transmettre en temps réel, des algorithmes ont été développés pour construire et transmettre en temps réel une image avec la résolution et le champ de vue désirés, et permettant de changer ces paramètres à tout moment. Pour les véhicules disposant d'une quantité d'énergie limitée, il est avantageux d'utiliser des systèmes optiques qui permettent de compresser l'information physiquement, et non pas à l'aide d'un traitement d'image. La compression étant faite en amont, les données délivrées en aval par le système imageur sont alors naturellement réduites, ce qui permet de libérer de la ressource mémoire et de consommer moins d'énergie. Des travaux récents ont montré qu'il est possible d'acquérir une image 2D complète, en effectuant plusieurs mesures successives dans le temps avec un détecteur mono élément, c'est-à-dire un détecteur réduit à un pixel [21, 22, 23]. La figure 2.1 illustre un exemple de montage optique permettant d'obtenir ce résultat. Une scène est imagée par un système imageur classique sur une matrice de micro-miroirs. Un motif binaire codé par cette matrice vient moduler l'image qui est concentrée, au moyen d'un système imageur condenseur, sur un détecteur mono élément. Une étape d'Acquisition/Numérisation permet d'obtenir un signal numérique temporel, où chaque valeur correspond à un motif de la séquence appliquée avec la matrice de micro-miroirs. L'utilisation d'un algorithme d'imagerie comprimée et la connaissance *a priori* des motifs permet alors, dans les bonnes conditions, de reconstruire l'image initiale, avec la résolution de la matrice de micro-miroirs, alors qu le signal est enregistré avec un capteur mono élément. Cette approche peut être utilisée pour améliorer le rapport signal sur bruit, notamment dans le domaine de l'imagerie infrarouge [23]. Cependant cette méthode est restreinte à l'observation de scènes immobiles pendant le temps d'acquisition du signal, car l'acquisition se fait dans le temps.

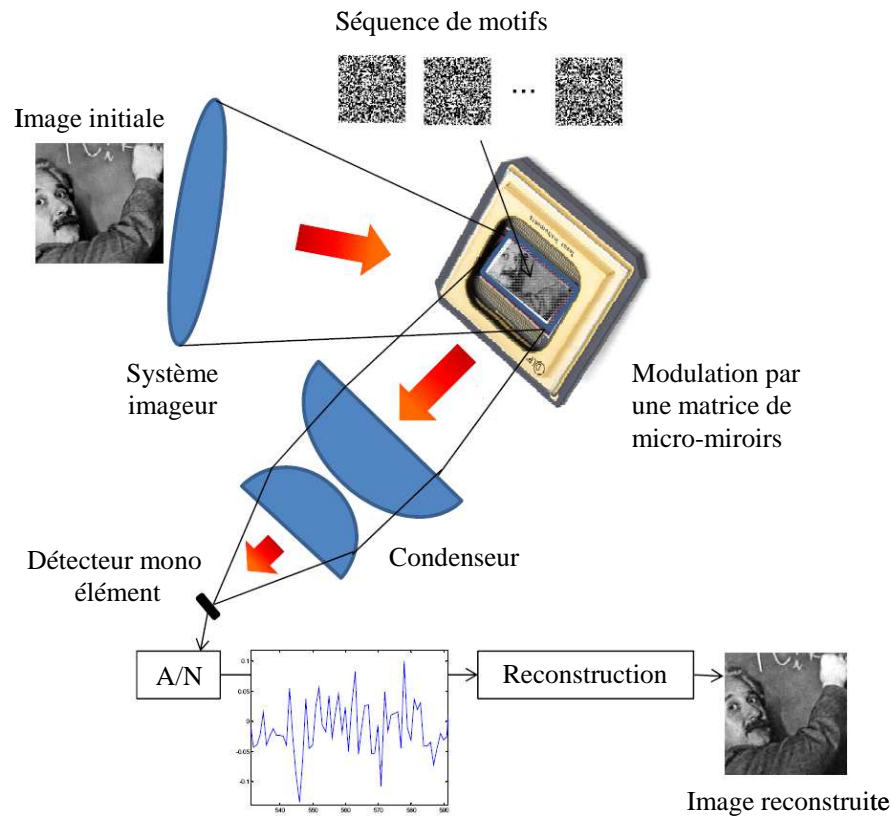


FIGURE 2.1 – Schéma d'un montage permettant d'obtenir une image 2D à partir de l'enregistrement d'un signal temporel sur un détecteur monoélément. La modulation de l'image par un ensemble de motifs générés par une matrice de micro-miroirs permet de coder l'information au niveau du détecteur. La connaissance de ces motifs permet de reconstruire l'image initiale en utilisant un algorithme de compressed sensing [23].

On parle aussi de compression d'information lorsque le système imageur fournit un signal lacunaire ne contenant pas toute l'information sur la scène observée. Des astuces doivent alors être mises en place, sur le système imageur ou au niveau du traitement d'image, pour récupérer ou reconstruire l'intégralité du signal. Par exemple, la technique de synthèse d'ouverture utilise un système imageur dont la *FTO* est lacunaire dans le plan de Fourier. Toute l'information n'est pas acquise en une seule image, mais la rotation du système imageur permet de mesurer les autres fréquences spatiales. Cette méthode a été testée avec succès, par exemple, sur le télescope Keck à Hawaï. En masquant le miroir primaire et en ne laissant que quelques petites ouvertures circulaires, on obtient des images lacunaires qui, après rotation du miroir sur lui-même, permettent de reconstruire une

image ayant la même résolution que le grand télescope tout en s'affranchissant de la turbulence atmosphérique, mais avec un plus faible bilan radiométrique [24]. La figure 2.2(a) illustre le masquage du miroir primaire ségmenté du télescope Keck de 10m. Les disques noirs correspondent aux ouvertures dans le masque qui transmettent la lumière, tout le reste du masque étant opaque. Avec cette disposition des ouvertures, la *FTO* du télescope devient lacunaire dans le plan de Fourier, comme le montre la figure 2.2(b). Sur cette figure, les pics noirs correspondent aux fréquences spatiales transmises par le télescope muni du masque.

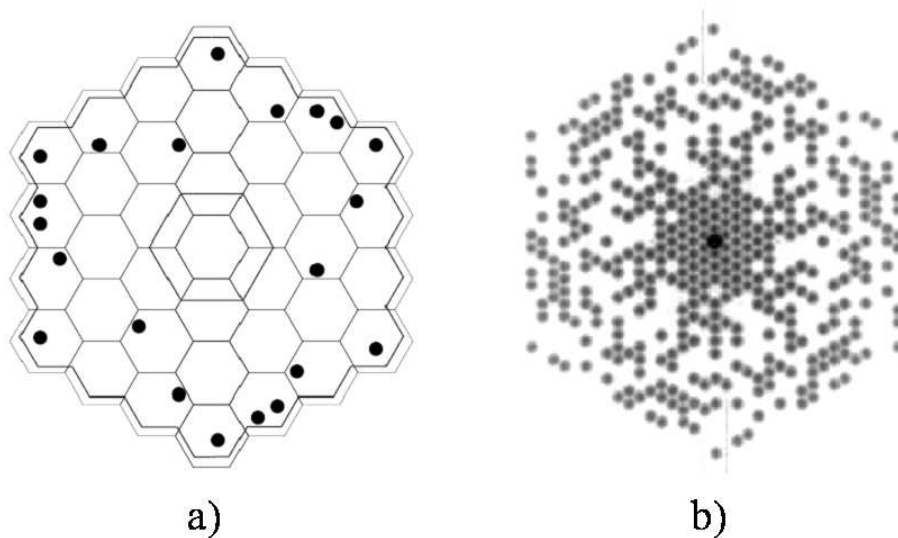


FIGURE 2.2 – Illustration du masque de trous (en noir) placé sur le miroir primaire du télescope Keck de 10m. La disposition de ces trous engendre une *FTO* lacunaire dans le plan de Fourier (b) [24].

En s'appuyant sur le principe de l'imagerie comprimée (*compressed sensing* en anglais) [25, 26], l'équipe de Stern *et al.* a même montré qu'il est possible de reconstruire l'intégralité du signal à partir d'un nombre restreint d'image acquises avec un système imageur ayant une *FTO* lacunaire [27]. Dans le cas d'un système imageur acquérant des lignes dans le plan de Fourier, figure 2.3(a), cette méthode a été utilisée pour reconstruire l'image d'un véhicule, figure 2.3(b1). Une image fidèle du véhicule a pu être retrouvée avec la mesure de seulement 32 lignes, figure 2.3(b2). Par comparaison, la figure 2.3(b3) donne l'image que l'on obtiendrait avec un détecteur plan ayant la même quantité d'échantillonnage qu'avec

la méthode de compression optique précédente. La figure 2.3(b4) illustre l'interpolation de l'image 2.3(b3) pour obtenir une image de même dimension que l'image 2.3(b1). La qualité de ces résultats semble montrer que cette approche est très prometteuse pour réaliser un système imageur spécialisé.

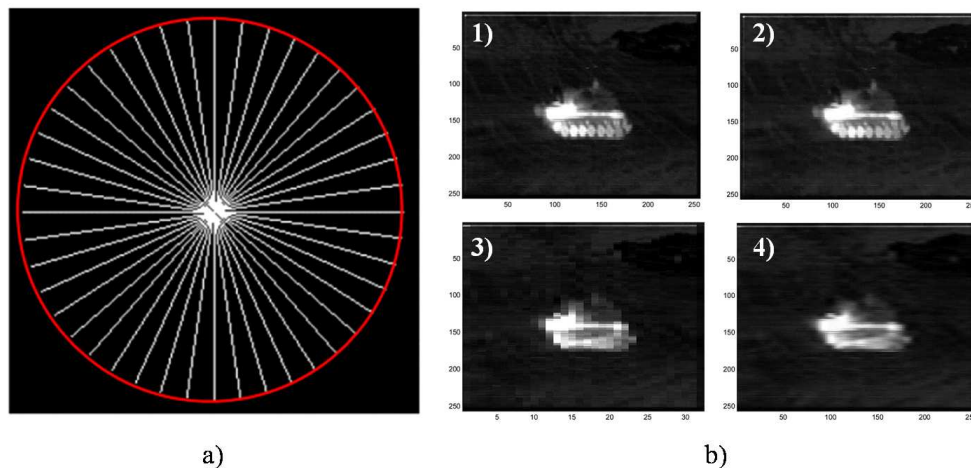


FIGURE 2.3 – (a) Illustration de l'échantillonnage du plan de Fourier en ne prenant qu'un nombre fini de lignes radiales [26]. (b) Illustration de la restitution de l'image à partir des informations contenues dans les lignes radiales [27] : (1) image de la scène, (2) image reconstruite à partir de seulement 32 lignes radiales, (3) image obtenue avec un détecteur plan ayant la même quantité d'échantillonnage que la méthode de compression optique, (4) interpolation de l'image 3 pour obtenir la même dimension que l'image 1.

Le multiplexage d'information

Enfin, une autre manière de compresser l'information, opposée à celles que nous venons de présenter est de coder un maximum d'information sur un nombre de données fixé. L'exemple le plus courant est le multiplexage de signaux dans les réseaux de télécommunication. Cette technique permet de faire passer un maximum de communications par un même câble, une même fibre optique, et pour une fréquence de signal donnée. Dans le domaine de l'imagerie, de nombreux travaux montrent que des montages optiques permettent de multiplexer plusieurs images en une seule, sans perte d'information [28, 29, 30, 31]. Pour cela chaque image est codée avec une clé connue de manière *a priori*, et la connaissance de la clé permet un démultiplexage *a posteriori* des images grâce à une opération de

traitement d'image adaptée [32]. La figure 2.4 illustre le schéma classique d'un montage optique servant à multiplexer plusieurs images. Dans cet exemple, deux fronts d'ondes correspondant à deux images différentes, sont codés chacun avec masque différent. Ces faisceaux sont ensuite combinés au moyen d'une lame séparatrice et enregistrés sur un détecteur matriciel. La connaissance *a priori* des masques utilisés pour coder les fronts d'onde permet alors de séparer les signaux multiplexés.

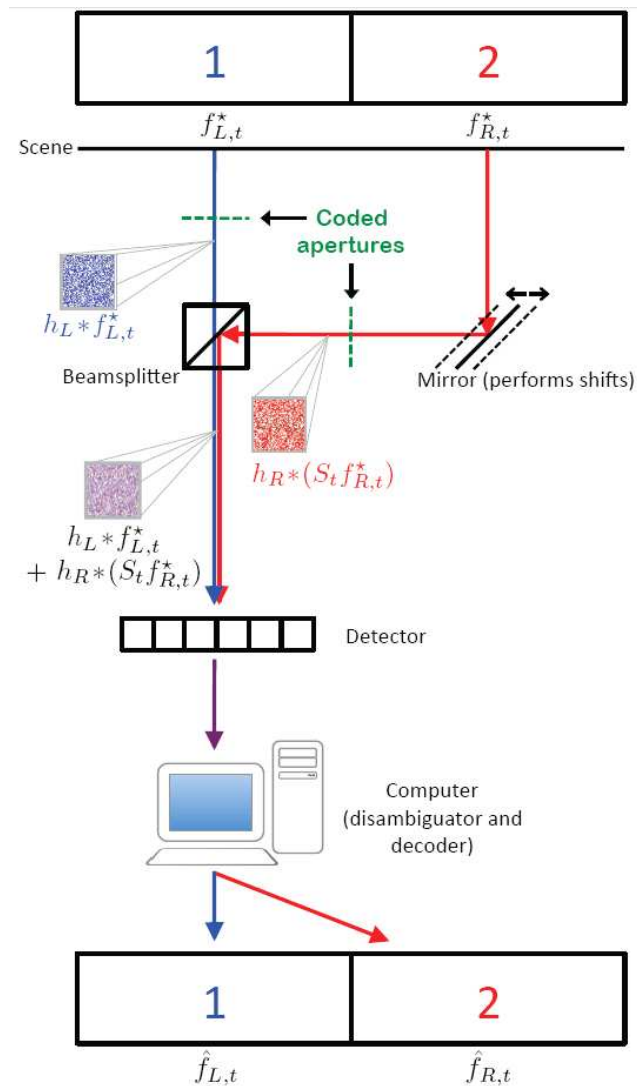


FIGURE 2.4 – Schéma d'un montage permettant de multiplexer deux images venant de deux champs de vue différents. Chaque front d'onde est codé par un masque particulier et ces deux faisceaux sont combinés et enregistrés sur un même détecteur. Un traitement d'image adapté permet de séparer et de retrouver les deux images initiales, en s'appuyant sur la connaissance *a priori* des masques utilisés pour le codage [29].

Pour réaliser notre système imageur spécialisé, nous allons nous placer dans cette perspective. Nous supposerons en particulier que nous connaissons des informations *a priori* sur les objets observés, grâce à la mission qui est allouée au système imageur. Ceci nous autorisera à envisager des composants qui ne mesurent qu'une partie de l'information sur les objets observés, et donnent par exemple un signal compressé dans l'espace de Fourier. Nous profiterons alors de la compression de l'information pour multiplexer plusieurs mesures dans cet espace. Nous espérons pouvoir combiner cette compression et ce multiplexage dans l'espace de Fourier pour donner une capacité de vision 3 à notre système imageur, c'est pourquoi nous allons maintenant nous intéresser au domaine de l'imagerie 3D.

2.2 Les méthodes existantes pour faire de l'imagerie 3D passive

L'imagerie 3D est un domaine de recherche relativement ancien. Il consiste à imager des objets présents dans une scène et à mesurer leur localisation spatiale. Il existe une très grande variété de systèmes imageurs permettant de faire de l'imagerie 3D. C'est pourquoi, dans cette partie, nous prendrons le temps de détailler les systèmes les plus représentatifs et les plus répandus. Ces systèmes peuvent être regroupés en deux familles : les systèmes actifs (radar, lidar, etc.), qui éclairent la scène et utilisent cette illumination pour recueillir l'information de distance, et les systèmes passifs qui ne font que recueillir la lumière générée par la scène. Dans la suite de notre étude, nous nous restreindrons aux solutions d'imagerie passive car elles consomment moins d'énergie. Dans ce domaine, il existe un très grande variété de techniques permettant de faire de l'imagerie 3D. Plusieurs techniques seront analysées dans cette section afin de nous aider à sélectionner une approche de vision 3D qui soit compatible avec la conception d'un système imageur simple et robuste.

2.2.1 Les systèmes reposant sur le principe de stéréoscopie

Pour obtenir une information de distance sur un objet observé, la méthode la plus répandue, appelée vision stéréoscopique, consiste à observer l'objet sous différents angles. Plusieurs architectures optiques ont été proposées pour répondre à ce besoin. L'exemple le plus simple consiste à dupliquer un système imageur monovoie et à écarter l'ensemble de ces systèmes les uns des autres. C'est d'ailleurs l'approche privilégiée dans le monde animal avec la vision binoculaire par exemple. Ce montage nécessite d'utiliser plusieurs capteurs, ce qui est un inconvénient majeur dans le domaine de l'imagerie infrarouge, par exemple, où les détecteurs doivent être refroidis. Une manière d'améliorer cette technique est d'utiliser un unique système imageur et de le déplacer pour obtenir plusieurs image avec des points de vue différents sur la scène. Ceci permet de simplifier le système d'imagerie, mais avec des conséquences sur le temps d'acquisition des images. Une autre approche permet d'acquérir, sur un seul capteur, un ensemble d'images ayant des points de vue différents sur la scène : ce sont les systèmes multivoies. Ces systèmes présentent l'avantage d'être beaucoup plus compacts, mais ils sont par conséquent moins précis dans la mesure de distance des objets. Pour pallier cette limitation, l'adjonction d'un système imageur de relais a enfin permis de rapprocher virtuellement la scène du système imageur multivoies et d'en améliorer les performances. Cette architecture est appelée caméra plénoptique.

Les systèmes multi capteurs

La vision stéréoscopique consiste à utiliser plusieurs systèmes imageurs monovoie écartés les uns des autres afin d'observer une même scène avec plusieurs angles de vue différents [33]. Cette différence d'angles de visée entre les systèmes est appelée parallaxe et est illustrée par la figure 2.5. Pour des systèmes ayant une même longueur focale F , cette parallaxe se traduit par une variation relative de la position des objets qui constituent la scène sur les images obtenues avec deux systèmes imageurs voisins. En notant d la distance entre l'objet et les systèmes imageurs, et e l'écartement entre deux systèmes imageurs voisins, alors la translation Δx d'une image de l'objet par rapport à l'autre est

donnée par la relation suivante :

$$\Delta x = \frac{e}{d}F \quad (2.1)$$

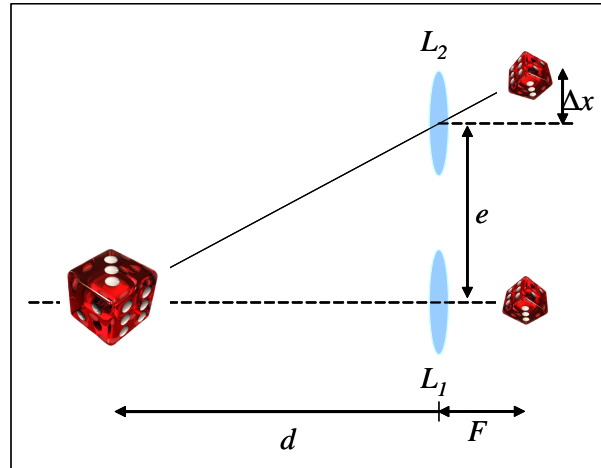


FIGURE 2.5 – (a) Deux lentilles L_1 et L_2 de même longueur focale F , écartée d’une distance e , et observant un objet à une distance d , donnent deux images légèrement différentes du même objet. La translation relative d’une image par rapport, appelée parallaxe et notée Δx , permet d’estimer la distance d de l’objet observé.

De cette relation, nous pouvons déduire que la parallaxe est donnée par le rapport e/d . De plus, la longueur focale F et l’écartement e étant connus, il est possible de remonter à la distance d grâce à la mesure de la translation Δx . La relation 2.1 montre enfin que pour une longueur focale F et une translation Δx données, la mesure de la distance d est d’autant plus précise que l’écartement e entre les systèmes est grand. Comme nous avons une liberté totale d’écartier les systèmes imageurs, il est possible d’avoir un paramètre e très grand et donc de faire de l’imagerie 3D très précise. L’inconvénient est alors que le système imageur global est encombrant car cette approche nécessite d’utiliser plusieurs caméras. De manière générale, cette solution est lourde à mettre en œuvre car une étape préalable de calibration est nécessaire pour avoir un bon alignement des systèmes imageurs, et donc une grande fiabilité dans la mesure de parallaxe. Ce qui en fait une solution relativement sensible aux vibrations.

Notons qu’avec cette approche l’architecture la plus simple pour faire de l’imagerie 3D est une configuration à deux systèmes imageurs monovoie. Cette architecture optique est

celle qui nous est la plus familière car c'est celle que nous possédons avec nos deux yeux. Dans ce cas, on parle de vision binoculaire.

Le système monovoie *mobile*

Un système monovoie, par définition, ne peut pas acquérir des images avec plusieurs angles de vue différents d'une même scène. Cependant, si l'on s'autorise à déplacer le système imageur, alors il est possible d'obtenir une série d'images avec des points de vue différents sur la scène observée, de la même manière qu'avec un système multicateur. Ce principe a été utilisé de manière spectaculaire par les astronomes depuis très longtemps. On peut par exemple ramener à ce principe l'expérience d'Eratosthène qui lui a permis de mesurer le rayon de la Terre. Erathosthène savait que le jour du solstice d'été, la lumière pénétrait à l'intérieur d'un puits à Syène (Assouan), ce qui signifie que les rayons du soleil arrivaient avec un angle d'incidence nul sur la surface terrestre. En revanche, en mesurant l'ombre d'un obélisque à Alexandrie, le même jour, Erathosthène en déduisit que les rayons arrivaient avec un angle d'incidence de $7,2^\circ$. En supposant que la Terre était ronde et le soleil infiniment éloigné, ce qui n'était pas évident à son époque, et connaissant la distance entre ces deux villes, environ $790km$, il en déduisit que le rayon de la Terre était égal à $6267km$ (à comparer aux $6371km$ obtenus avec les méthodes actuelles). La figure 2.6 donne un schéma de cette expérience.

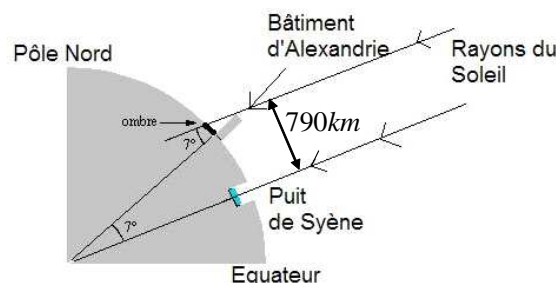


FIGURE 2.6 – Pour des rayons arrivant parallèles depuis le soleil, la différence d'angle d'incidence mesurée simultanément sur la surface terrestre en deux endroits éloignés à permis à Erathosthène de conclure que la Terre était ronde et qu'elle avait un rayon proche de $6200km$.

Plus tard, les astronomes ont profité du parcours de la Terre sur son orbite pour observer le ciel à six mois d'intervalle et ainsi obtenir deux points de vue différents de la voûte céleste avec un même télescope, comme illustré à la figure 2.7. De cette manière ils ont pu mesurer la distance des étoiles en utilisant le même principe de vision stéréoscopique que celui présenté pour les systèmes imageurs multi capteurs, page 22. Pour les étoiles proches, la parallaxe va générer un décalage relatif Δx de l'image de l'étoile sur les deux images prises à six mois d'intervalle, et schématisées par les encarts (E1) et (E2), alors que pour les étoiles lointaines cette translation sera trop faible pour être mesurable. Ainsi, en connaissant la longueur focale F du télescope et la distance e entre les deux points de vue, qui n'est autre que le diamètre de l'orbite terrestre, et en mesurant cette translation Δx , nous pouvons estimer la distance d des étoiles proches de notre système solaire. Cette méthode a permis de montrer par exemple que l'étoile la plus proche du Soleil, Proxima du Centaure, se trouve à une distance de 270 000 unités astronomiques, où une unité astronomique vaut environ 150 millions de kilomètres.

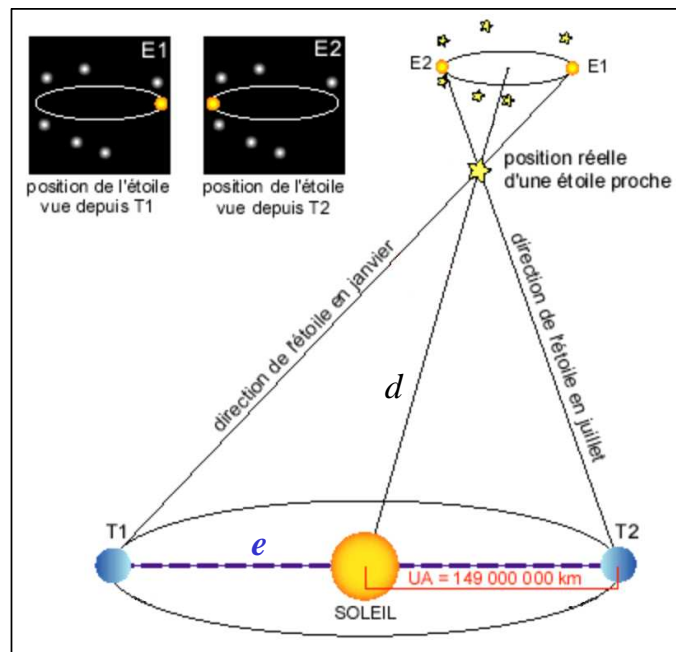


FIGURE 2.7 – En mesurant le déplacement des étoiles sur deux images de la voûte céleste prises à six mois d'intervalle, en connaissant le diamètre de l'orbite terrestre e ainsi que la longueur focale du télescope utilisé pour prendre ces images, on peut en déduire la distance d des étoiles les plus proches de notre système solaire.

Dans notre contexte de système imageur embarqué sur un drone, les systèmes multi-capteurs ne sont pas de bons candidats car ils sont trop volumineux, ou trop coûteux à mettre en oeuvre, surtout s'il s'agit de systèmes pour la vision infrarouge. En revanche, la solution consistant à déplacer un unique système imageur pourrait être adaptée à ce contexte car un changement de point de vue est effectué lors du déplacement du drone. Cependant, pour un temps d'acquisition d'image équivalent, la seconde méthode prend plus de temps car il faut déplacer le système entre deux prises de vue. A l'inverse, à temps de mesure équivalent, la seconde méthode nécessite de réduire le temps d'acquisition d'une image, afin de garder du temps pour déplacer le système imageur entre deux acquisitions. Dans les deux cas, nous observons que l'imagerie 3D est obtenue au détriment du temps d'acquisition avec la méthode du système monovoie mobile.

Les systèmes multivoies

Pour contourner le problème de l'encombrement des systèmes multi capteurs et du coût lié à l'utilisation de plusieurs systèmes imageurs identiques, plusieurs équipes ont cherché des architectures optiques permettant de faire de l'imagerie 3D, mais en formant des images sur un unique capteur. Dans le domaine de la stéréoscopie, cette approche à abouti aux systèmes multivoies qui sont des architectures optiques capables de former plusieurs images de la scène avec des angles de vue différents, et à les enregistrer côte-à-côte, ou de manière entremêlée, sur un unique détecteur matriciel. Un exemple de système multivoie est l'architecture *TOMBO* (pour *Thin Observation Module by Bound Optics*) [34, 35]. Ce système est composée d'une matrice de microlentilles qui forment chacune une imagerie de la scène observée, avec un angle de vue particulier, sur le détecteur. De plus, les microlentilles ayant des axes optiques parallèles, ces imageries seront juxtaposées au niveau du détecteur et formeront une sous partie de celui-ci, comme illustré sur la figure 2.8.

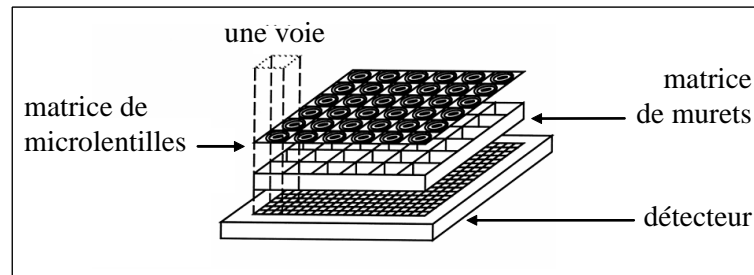


FIGURE 2.8 – La caméra TOMBO est constituée d’une matrice de microlentilles, d’une matrice de murets et d’un détecteur matriciel. La matrice de muret sert à séparer les voies en empêchant que l’image formée par une voie déborde, au niveau du détecteur, sur l’image formée par une autre voie [34].

L’image globale enregistrée par le détecteur, illustré à la figure 2.9(b), sera alors une mosaïque d’imagettes de faible résolution (c). Un traitement d’image *a posteriori* adapté permet de transformer ces imagettes en une seule image de la taille du détecteur (d). La mesure de distance est toujours effectuée en mesurant le décalage relatif Δx des imagettes entre elles [35]. Avec cette architecture, l’information 3D est obtenue au détriment de la résolution par rapport au système multi capteur précédent. Cependant, avec la multitude d’imagettes, il y a une multitude de mesures possibles pour le décalage Δx , ce qui peut être utilisé pour avoir une mesure de la distance d bien plus robuste qu’avec le système précédent [35, 36].

Cette technologie a été développée dans la perspective de réaliser de systèmes imageurs compacts [37, 14], comme par exemple des endoscopes, dans le domaine de l’imagerie médicale [38]. En revanche, la miniaturisation peut entraîner des difficultés techniques pour la réalisation des composants optiques, les lentilles pouvant par exemple avoir des flèches importantes. Elle peut aussi entraîner des difficultés pour l’assemblage du système car la tolérance dans le positionnement des optiques devient un paramètre critique. Dans les deux cas, on peut s’approcher des limites de capacité des outils d’usinage et d’assemblage pour réaliser les composants optiques [14]. De plus, la distance entre les voies étant beaucoup plus petite, la parallaxe est plus faible, et la précision de mesure s’en trouve réduite. Nous aurons donc un système moins précis que le précédent pour mesurer la distance des objets de la scène.

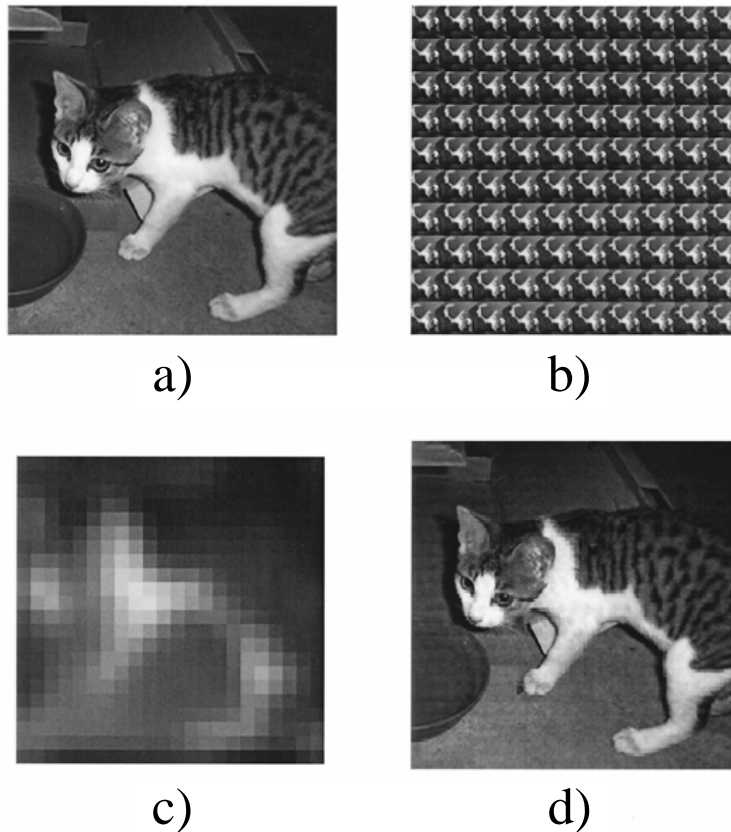


FIGURE 2.9 – Une scène quelconque (a) imagée par la caméra TOMBO donne une matrice d’imagelettes juxtaposées (b). Chaque imagelette est très faiblement résolue (c), mais un traitement d’image les recombinaison permet d’obtenir une image résolue de la scène (d) [34].

La caméra plénoptique

Pour augmenter la précision de mesure des systèmes imageurs multivoies, deux solutions sont possibles. Soit on augmente l’écartement entre les voies, ce qui signifie augmenter la dimension du capteur, dans le cas d’un système imageur multivoies. Soit on diminue la taille de la scène observée. C’est cette dernière approche qui a été retenue avec la caméra plénoptique. Dans cette configuration, un objectif est utilisé pour effectuer une image intermédiaire de la scène observée, plus petite et plus proche du capteur. Dans la version 1.0 de la caméra plénoptique, la matrice de microlentilles était placée dans ce plan intermédiaire et jouait le rôle de lentille de champ [39]. Dans la version 2.0 [39], cette matrice de microlentilles est placée de manière à conjuguer le plan intermédiaire et le détecteur. Cette modification permet de découpler la résolution de l’image du nombre de

microlentilles, et permet d'augmenter la résolution par rapport à la caméra plénoptique 1.0. En outre, il a été démontré que cette architecture est équivalente à un système multi capteur, dans son fonctionnement, mais présente l'avantage d'être plus compacte [40]. Ces deux types de caméras plénoptiques sont schématisés à la figure 2.10.

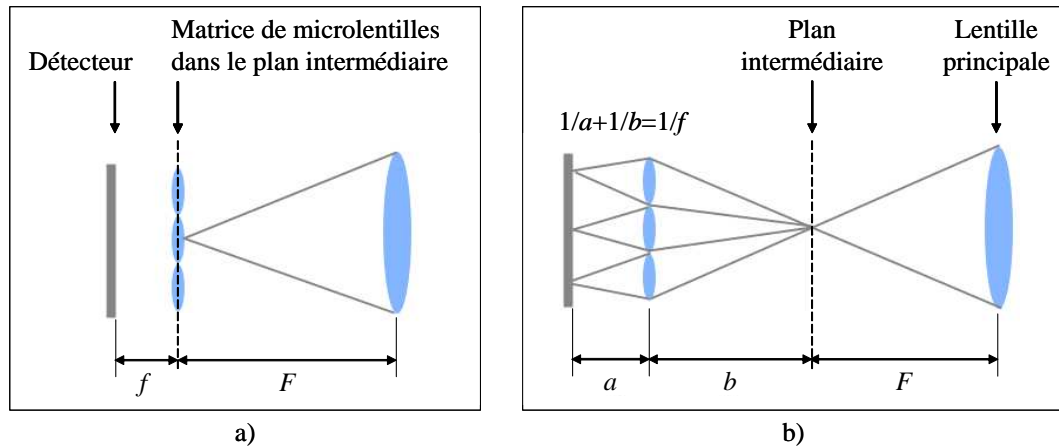


FIGURE 2.10 – La caméra plénoptique 1.0 est constituée d'une lentille principale de longueur focale F , d'une matrice de microlentilles placée au niveau du plan focal de la lentille principale et d'un détecteur placé à une distance égale à la longueur focale f des microlentilles (a). La caméra plénoptique 2.0 est constituée des mêmes éléments, mais la matrice de microlentilles est placée à une distance b du plan intermédiaire et à une distance a du plan du détecteur de manière à conjuguer ces deux plans (b) [39].

Comme les systèmes multivoies sont d'autant plus sensibles à la 3D que les objets observés sont proches, cette configuration présente l'avantage d'améliorer la précision de mesure du système multivoies [39, 41], sans augmenter sensiblement la taille du système imageur. C'est pourquoi un grand intérêt a été porté à cette caméra et de nombreux brevets ont été déposés dans ces domaines [42, 43]. Par ailleurs de récents travaux ont montré que la caméra plénoptique présente l'avantage de pouvoir refocaliser l'image *a posteriori*, au moyen d'un traitement d'image adapté, dans n'importe quel plan d'observation de la scène [44, 45]. Ainsi, une telle caméra ne nécessite pas de système d'autofocus. En revanche, l'inconvénient du système multivoies est une perte du nombre de pixel par image, donc de la résolution, car plusieurs images sont formées sur un même détecteur matriciel. Avec une telle architecture, l'acquisition de l'information 3D s'acquiert donc au détriment de la résolution. Cette perte de pixels peut être acceptable dans le domaine

visible, car les coûts de fabrication des détecteurs sont faibles, mais ne l'est pas dans l'infrarouge où les coûts sont encore élevés.

2.2.2 Les systèmes reposant sur l'utilisation du flou des images

Des équipes de recherche ont testé une autre approche pour produire une information 3D, en s'appuyant sur la totalité du détecteur afin de garder une bonne résolution. Cette approche, totalement différente de la vision stéréoscopique, se fonde sur le flou des images obtenue avec un système imageur classique. Jusqu'à présent, ce flou a plutôt été vu comme un inconvénient car il empêchait d'avoir une image nette de tous les objets présents dans la scène. Par exemple, avec un appareil photographique dont la mise au point est faite sur un objet quelconque, l'image obtenue est nette pour cet objet, mais est floue pour tous les objets situés au premier plan ou en arrière plan. Une autre manière d'interpréter cet exemple est de remarquer que le flou donne une indication sur la distance des objets de la scène. C'est cette nouvelle perspective qui intéresse de plus en plus les chercheurs aujourd'hui pour concevoir des systèmes imageurs ayant une bonne résolution et sensibles à la vision 3D.

Les systèmes monovoie

Une nouvelle technique est ainsi apparue pour de faire de l'imagerie 3D tout en utilisant un système imageur monovoie *fixe*. Elle ne repose plus sur la parallaxe comme source d'information pour la mesure de distance, mais sur la variation de la réponse du système imageur en fonction de cette distance. Reprenons l'exemple de l'appareil photographique dont la longueur focale est fixe. La réponse sera une tache d'Airy très petite pour des objets placés dans le plan de mise au point, appelé également plan de netteté. Cependant, pour les objets situés dans d'autres plans, la réponse de l'appareil sera une tache défocalisée qui sera d'autant plus étalée que le plan objet sera éloigné du plan de netteté, rendant ainsi ces objets flous sur la photo. C'est ce que nous avons schématisé sur la figure 2.11. Dans cette approche, l'espace objet est considéré comme un ensemble de tranches positionnées à des

distances différentes de l'appareil, que nous appellerons dans la suite des *cases distances*. Les travaux actuels reposent donc sur le lien entre la distance d de la case distance et la réponse du système imageur.

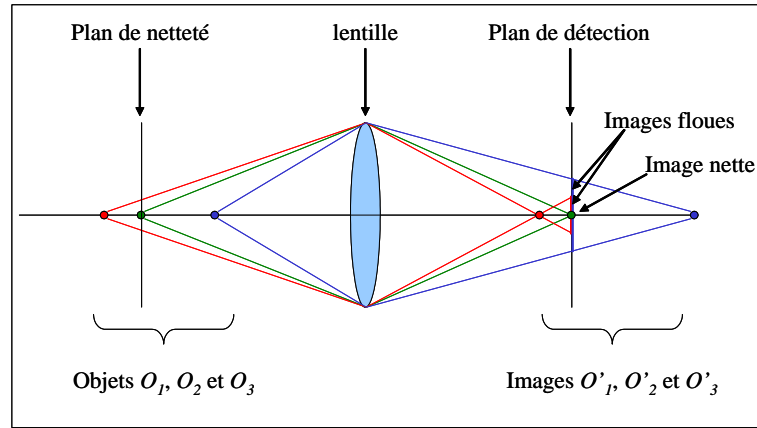


FIGURE 2.11 – Un système imageur classique forme une image nette des objets O_1 , O_2 et O_3 dans des plans différents O'_1 , O'_2 et O'_3 . Si le détecteur est placé dans le plan O'_2 , alors la mise au point est faite sur l'objet O_2 et les images des autres objets sont floues, et d'autant plus floues que l'objet est éloigné de O_2 .

Depth From Focus : Une première méthode consiste à concevoir un système imageur ayant un système d'autofocalisation, permettant de venir imager successivement chaque case distance sur le détecteur, comme illustré à la figure 2.12. Cette variation peut être réalisée par le déplacement d'une optique (téléobjectif), par la variation de puissance d'une optique (lentille liquide) [46], ou par la translation du détecteur (système autofocus). Un traitement d'image basé sur la recherche de netteté, permet alors d'associer chaque objet présent dans la scène 3D à une case distance. L'acquisition d'une série d'image permet ainsi de reconstruire une cartographie de l'espace objet et d'obtenir une image nette sur un grande profondeur de champ de la scène observée. Cette méthode se nomme le *Depth From Focus* et fait l'objet de nombreux travaux. L'avantage de cette approche est qu'elle peut être réalisée avec un unique système imageur classique pour lequel le détecteur peut être translaté. L'inconvénient est que l'acquisition dans le temps d'une série d'images est nécessaire. Par conséquent, cette méthode est limitée à l'observation d'objets fixes ou faiblement mobiles pendant l'acquisition de l'ensemble des images. De plus, cet ensemble

d'image doit être traité informatiquement, ce qui peut se révéler long avant d'obtenir l'image 3D de la scène observée.

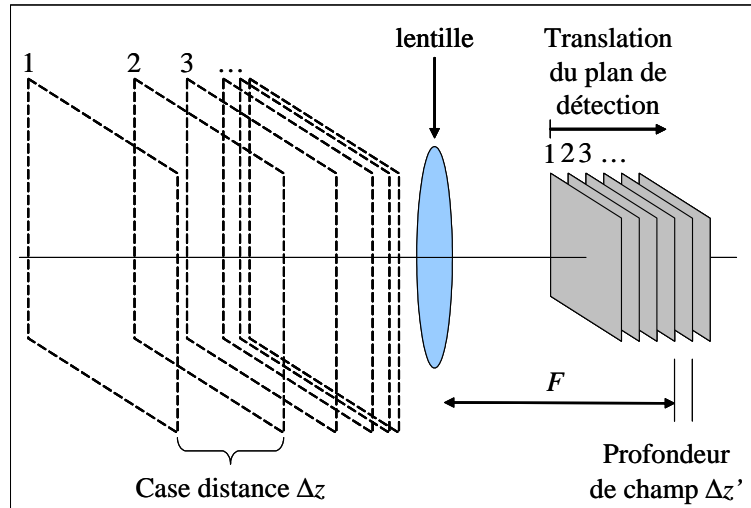


FIGURE 2.12 – La relation de conjugaison des lentilles associe à chaque plan objet un plan image particulier, comme illustré à la figure 2.11. La variation régulière de mise au point, de pas $\Delta z'$ dans l'espace image, permet donc de scanner l'espace objet en le découpant en cases distances de profondeur Δz .

Depth From Defocus : Pour s'affranchir de l'inconvénient lié à l'acquisition dans le temps d'une série d'image, une autre méthode, basée sur l'étude du flou d'une unique image, a été proposée pour les systèmes imageurs à longueur focale fixe : c'est le *Depth From Defocus*. Elle consiste à mesurer initialement la réponse du système imageur pour des objets à différentes distances. Cette étape initiale permet d'avoir ici une connaissance *a priori* de la Fonction d'Etalement de Point (*FEP*) du système imageur en fonction de la case distance de l'espace objet. Ensuite, une seule image de la scène est acquise. Enfin, on applique une opération de traitement d'image qui consiste à projeter l'image obtenue dans la base des *FEP* du système imageur. Ainsi, les différents objets de la scène, qui sont plus ou moins flous sur l'image du fait de leur distance plus ou moins éloignée, vont pouvoir être associés à une distance. La cartographie 3D de la scène observée peut donc être reconstruite *a posteriori* à partir d'une unique image [47, 48]. L'avantage de cette méthode est qu'elle est généraliste, au sens où elle peut être appliquée sur n'importe quel

système imageur. Cependant, une étape initiale de calibration et une importante mémoire pour stocker les différentes réponses du système imageur sont nécessaires pour mener à bien ce traitement d'image. De plus, le système imageur est toujours adapté à un plan de mise au point particulier, il n'est donc plus possible de reconstruire une image nette sur une très grande profondeur de champ de la scène observée, comme avec la méthode de *DFP*.

L'analyse comparative des méthodes *Depth From Focus* et *Depth From Defocus*, par rapport à la méthode de stéréoscopie, a été réalisée par Schechner *et al.* [49]. Elle montre que pour des systèmes ayant un encombrement équivalent, c'est-à-dire respectivement pour une taille de pupille et un écart entre les voies égaux, les précisions de mesure sont équivalentes pour ces deux méthodes. Cependant, les systèmes monovoies donnent une information plus robuste car ils collectent plus de lumière, mais ils sont limités par leur taille car les optiques de grand diamètre sont plus coûteuses à réaliser. Par conséquent, la précision de mesure de la distance d est limitée par rapport aux systèmes stéréoscopiques qui n'ont pas de limitation pour l'écartement e entre les voies.

Par ailleurs, pour les méthodes de *Depth From Focus* et de *Depth From Defocus*, il est nécessaire de réduire la profondeur de champ du système imageur, de manière à augmenter la précision de la mesure de la distance objet. Le système imageur le mieux adapté est donc celui dont la réponse varie le plus rapidement possible le long de l'axe z . Cependant, ceci amène deux inconvénients. Tout d'abord, si l'évolution de cette réponse est symétrique de part et d'autre du plan focal, alors il existe une incertitude sur la position d'un objet : on ne peut pas déterminer s'il est en avant ou en arrière du plan de netteté. D'autre part, avec un système classique, la variation de la réponse se traduit par l'obtention d'une image dégradée de l'objet ; la distance de l'objet peut être mesurée, mais c'est au détriment de la qualité image.

Les stratégies pour lever l'incertitude sur la distance et pour obtenir une image nette sur une grande profondeur de champ

Plusieurs pistes ont été explorées pour dépasser ces limitations. Elles s'appuient sur l'utilisation des aberrations (chromatiques, géométriques) naturellement présentes dans un système imageur classique, ou sur le codage de la pupille par un masque particulier. Ces approches permettent soit d'obtenir un système imageur dont la variation de la réponse est univoque, soit de minimiser le nombre d'images nécessaires pour lever cette incertitude de position.

Le chromatisme : Les systèmes imageurs ont une réponse qui dépend de la longueur d'onde de la source. Ils sont donc généralement conçus pour minimiser cette dépendance, afin d'avoir une image de qualité identique quelle que soit le spectre de la source. L'équipe de Guichard *et al.*, de la société DxO, a au contraire essayé d'exploiter le chromatisme pour augmenter la profondeur de champ des systèmes imageurs de type caméras de téléphones portables. Plus récemment ils ont également montré que le chromatisme pouvait être mis à profit pour effectuer de l'imagerie 3D [50]. Cette approche a aussi été étudiée en détail dans la thèse de Pauline Trouvé [51, 52]. En exploitant le chromatisme axial par exemple, on obtient un système générant des images nettes dans le bleu pour des objets proches, nettes dans le vert pour des objets intermédiaires, et nettes dans le rouge pour des objets éloignés, comme le montre la figure 2.13(a). Ceci permet de lever l'incertitude de mesure sur la distance car les trois canaux du détecteur RVB (Rouge, Vert, Bleu) ne sont jamais focalisés en même temps. De plus, il est possible de repérer et de sélectionner les objets nets dans chaque canal en s'appuyant sur la taille de la *FEP*, figure 2.13(b). Puis, en les recopiant dans les autres canaux, on arrive à reconstruire une image nette pour tous les objets de la scène, tout en ayant une estimation de la distance des objets.

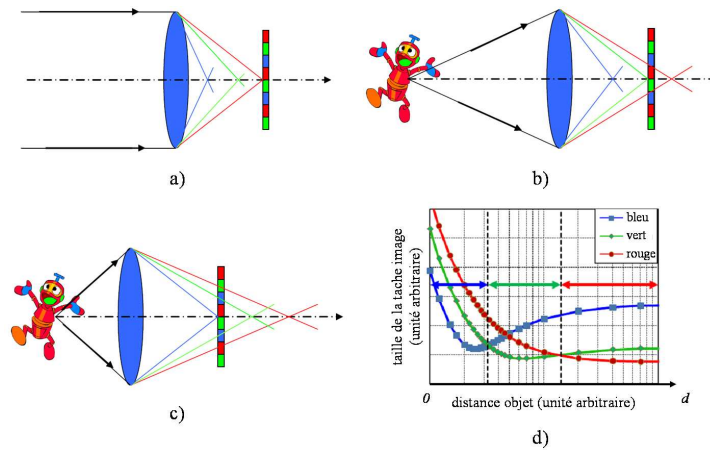


FIGURE 2.13 – Illustration du principe de fonctionnement du système imageur de DxO [50]. Pour des objets éloignés, seule l'image du canal rouge sera nette, les autres seront flous (a). De la même manière, pour des objets intermédiaires, c'est l'image verte qui sera nette (b), et pour des objets proches, c'est l'image bleue (c). Ceci peut être représenté d'une autre manière en traçant la taille de la *FEP* en fonction de la distance d pour les trois canaux (d).

Une autre approche a été proposée indépendamment par les équipes de Bando [53] et de Kim [54]. Comme le montre la figure 2.14(a), cette méthode consiste à fractionner le plan pupillaire du système imageur en trois sous pupilles et d'introduire un filtre rouge, vert et bleu dans chacune des sous pupilles. L'image RVB présente alors un décalage latéral pour chacune des couleurs, comme le montre la figure 2.14(b), et ce décalage est d'autant plus important que l'objet est proche du système imageur. Les auteurs ont développé des un traitement d'image permettant de reconstruire la cartographie 3D de la scène, illustrée à la figure 2.14(c). Les figures 2.14(d) et 2.14(e) montrent comment ils ont ensuite utilisé cette cartographie pour isoler un objet de la scène et le fondre dans une autre image pour faire de la synthèse d'image.



FIGURE 2.14 – Illustration de l'objectif dont la pupille est composée de trois filtres colorés (a). Cet objectif permet d'obtenir une image avec un décalage chromatique en fonction de la distance (b). Ce décalage permet de reconstruire la carte de profondeur de la scène (c), où les zones sombres sont les plus proches. Cette carte permet d'isoler un objet de la scène (d), voire de l'introduire dans une autre scène (e) [53].

La FEP en hélice : Récemment, l'équipe de Mr McEldowney *et al.*, de la société Microsoft, a présenté une nouvelle solution pour coder la variation de la réponse en fonction de la distance d de l'objet, dans la perspective de faire de l'imagerie 3D [55]. Il s'agit d'un composant optique dont la réponse est non centrosymétrique et tourne autour de l'axe optique, dans le plan transverse, en fonction de la distance de propagation z . Pour un détecteur placé à une distance z fixée, l'angle de rotation de l'interférogramme, noté φ , nous renseigne donc directement sur la distance de l'objet observé. Ce principe a été utilisé par l'équipe de Grover *et al.* pour réaliser un microscope capable de localiser en 3D des sites photoactifs [56]. La figure 2.15 permet de comparer la différence de fonctionnement entre le composant à réponse tournante et une lentille mince idéale. On observe que sur un certain intervalle Δz , la réponse tournante ne contient aucune redondance de forme, contrairement à celle de la lentille qui est symétrique de part et d'autre du plan $z = 0$.

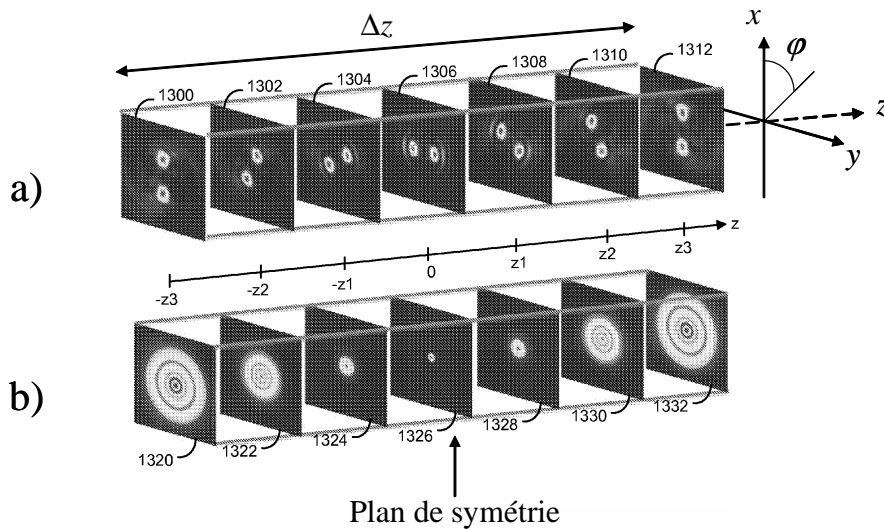


FIGURE 2.15 – Illustration extraite du brevet de la société Microsoft montrant l'évolution de la réponse du système imageur en fonction de la distance image (a). La même évolution est montrée pour une lentille classique (b) [55].

Si l'angle $\varphi(d)$ dépend de manière univoque de la distance d , alors un traitement d'image adapté, repérant les objets de la scène en fonction de l'angle de rotation, permet de reconstituer la scène 3D. De plus, l'étalement spatial de la réponse étant plus restreint

que celui de la *FEP* d'un système classique, il est possible de restituer une image de qualité par déconvolution sur un grand domaine de l'espace objet. Le principe de fonctionnement de cette solution technique semble donc être un très bon exemple de stratégie à suivre pour réaliser un système imageur spécialisé pour faire de l'imagerie 3D. Cependant, cette *FEP* en hélice est obtenue par codage de front d'onde d'un système imageur contenant plusieurs lentilles. Cette approche ne permettra donc pas d'avoir un système imageur simple, constitué d'un composant et d'un détecteur.

L'acquisition de plusieurs images : La méthode du *Depth From Defocus* permet d'obtenir une information 3D de la scène observée, mais ne permet pas de lever l'ambiguïté de position des objets. Pour contourner ce problème, l'équipe de Zhou *et al.* a cherché un compromis entre la méthode de *DepthFromFocus*, qui acquiert un cube d'image, et celle de *DepthFromDefocus*, qui n'acquiert qu'une seule image [57]. Il a ainsi montré qu'en introduisant un masque particulier, à chaque acquisition, dans le plan pupillaire d'un système imageur classique, il est possible de lever l'ambiguïté sur la position des objets en seulement deux acquisitions d'image. La figure 2.16 illustre cette méthode sur une scène 3D. L'acquisition de deux images (a) et (b) avec le même système imageur mais avec des masques différents permet, grâce à un traitement d'image adapté, d'obtenir une image nette de la scène observée sur une grande profondeur de champ (c) et la cartographie 3d de la scène (d), en les recombinaison. Les imageries de la ligne du bas (e) permettent de comparer la qualité image entre une image initiale (a) et l'image finale (c).

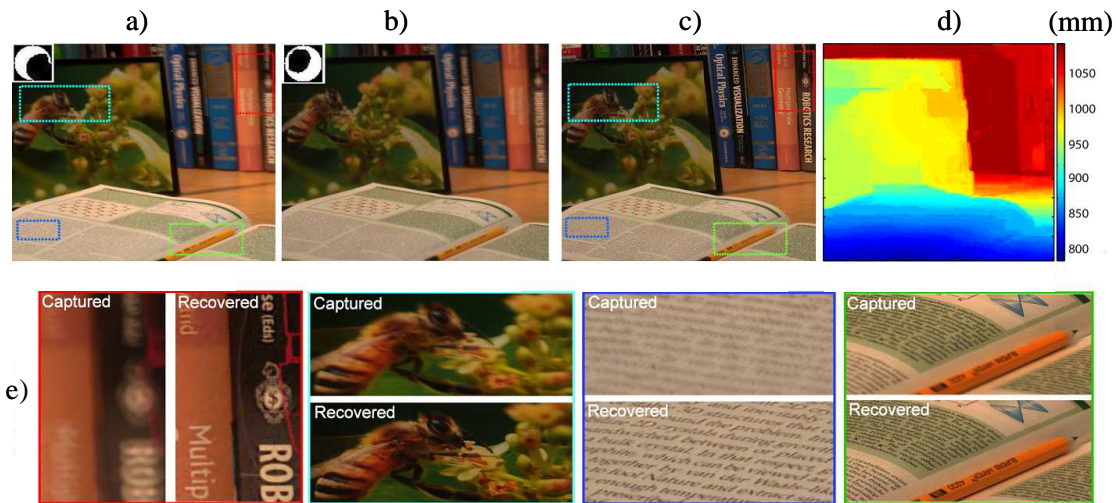


FIGURE 2.16 – La combinaison des deux images acquises chacune avec une pupille différente (a, b) permet d’obtenir par post-traitement une image nette partout (c) et de reconstituer la carte de profondeur de la scène (d). Quatre détails de la scène sont zoomés pour mettre en évidence le gain de la refocalisation par post-traitement [57].

En conclusion, il existe une très grande variété d’architectures optiques permettant de récupérer une information 3D sur la scène observée. Cependant l’obtention de cette information se fait généralement au détriment d’une autre performance. Par exemple les systèmes stéréoscopiques présentent l’inconvénient d’être encombrants, ou d’être peu résolus, ou de nécessiter un long temps d’acquisition. Nous nous sommes alors intéressés aux systèmes monovoie classiques utilisant le flou des images comme signature de la distance des objets. Là encore, nous avons observé par exemple que l’information de distance s’obtient au prix d’un grand nombre d’acquisition d’images, pour le *DepthFromFocus*, ou d’un temps de calcul élevé pour le *DepthFromDefocus*. Des stratégies comme l’utilisation du chromatisme ou le codage de front d’onde, ont été développées pour compenser ces défauts, mais les solutions proposées ne correspondent pas à notre besoin. En effet, elles ne permettent pas d’obtenir un système imageur simple, constitué d’un composant et d’un détecteur, délivrant une image nette et une information 3D sur une grande profondeur de champ, en une seule acquisition d’image. C’est pourquoi nous allons étudier les composant à grande profondeur de champ afin de voir si certains d’entre eux peuvent répondre à ce besoin.

2.3 Les systèmes imageurs à très grande profondeur de champ

Les solutions proposées précédemment utilisent la variation de la réponse du système imageur le long de l'axe optique pour estimer la distance des objets présents dans la scène observée. L'inconvénient de cette approche est que la variation de cette réponse entraîne une dégradation de la qualité de l'image pour des objets éloignés du plan de netteté, de sorte que nous obtenons une information de distance, mais au détriment de la qualité image. La solution du *Depth From Defocus* consiste à utiliser la connaissance *a priori* de la réponse pour chaque case distance et d'utiliser cette bibliothèque pour déconvoluer l'image, mais cette opération est longue. Nous souhaiterions donc avoir une réponse invariante pour simplifier cette déconvolution en appliquant une même opération de traitement d'image pour toutes les cases distances. Nous allons donc présenter dans cette partie des solutions techniques pour obtenir des systèmes imageurs à grande profondeur de champ. De plus, une telle réponse invariante étant incompatible avec une mesure de distance grâce au flou des images, nous allons conserver le principe de mesure par stéréoscopie pour obtenir l'information de distance. Ainsi, notre système imageur devra être sensible à la parallaxe des objets pour mesurer leur distance et avoir une grande profondeur de champ pour permettre de déconvoluer facilement les images et pour obtenir une image nette sur une très grande profondeur de champ. Pour obtenir une grande profondeur de champ, plusieurs approches sont possibles. La première consiste à coder le front d'onde dans le plan pupillaire d'un système imageur classique [58]. En particulier, les travaux de Dowski *et al.* ont démontré la pertinence de cette approche [59]. Cependant nous n'allons pas retenir cette approche car nous souhaitons avoir un système imageur simple, donc constitué d'un unique composant optique. Nous allons donc plutôt nous intéresser au domaine de l'imagerie sans lentilles, aussi appelé *lensless imagery* en anglais, qui consiste à utiliser un masque pour moduler la lumière à sa traversée et générer tous types de faisceaux en sortie. Enfin, nous nous intéresserons à la catégorie des composants continûment

auto-imageants qui génèrent, par définition, des faisceaux invariants par propagation, et qui sont donc potentiellement les meilleurs candidats pour concevoir un système simple, robuste et sensible à la vision 3D.

2.3.1 L'imagerie sans lentille

L'imagerie sans lentille est un principe d'imagerie qui consiste à utiliser un masque pour moduler la lumière provenant d'une source et pour générer toute sortes de faisceaux. Dans ce domaine nous allons distinguer deux catégories, qui correspondent à deux modes de fonctionnement différents : les pupilles codées et les masques codés. Dans le cas des pupilles codées, les effets de pupille liés à la taille finie du masque interviennent dans la formation des images au niveau du plan de détection. A l'inverse, pour les masques codés, la pupille n'intervient pas dans le processus de formation des images.

Les pupilles codées

L'exemple le plus simple de pupille codée est le sténopé évoqué dans l'introduction. Il consiste en un trou transparent de diamètre s dans un matériau opaque. La figure 2.17 illustre la coupe longitudinale de la répartition d'intensité générée par une source monochromatique de longueur d'onde λ , à l'infini sur l'axe, après avoir traversé le sténopé.

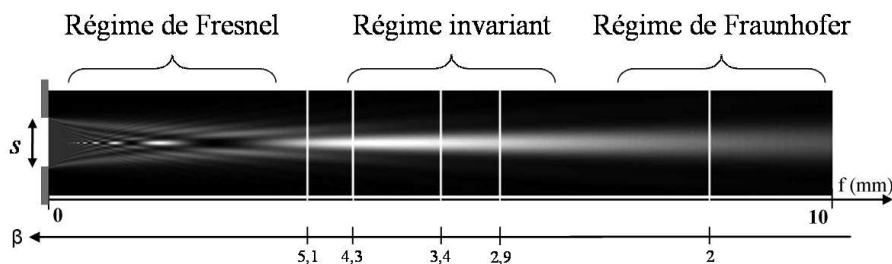


FIGURE 2.17 – Coupe longitudinale de la figure d'éclaircissement générée par un sténopé. La figure d'éclaircissement est invariante sur un intervalle allant de $\beta \simeq 3$ à $\beta \simeq 5$ [13].

On observe sur cette figure que la réponse du sténopé suit trois régimes différents [13, 60]. Proche du composant, l'intensité varie rapidement à cause de la diffraction par les bords du sténopé, c'est le régime de diffraction de Fresnel. Loin du composant, la figure

d'intensité varie lentement. Elle forme une ligne lumineuse de plus en plus étalée et de moins en moins lumineuse à mesure que l'on s'éloigne du composant : c'est le régime de diffraction de Fraunhofer. Entre les deux, on observe une zone où la figure d'éclairement forme une ligne étroite, brillante et relativement invariante par propagation. En plaçant un détecteur matriciel dans cette zone, on obtient un système imageur très simple, ayant une grande profondeur de champ et dont la *FEP* est semblable à la tache d'Airy que l'on obtiendrait avec une lentille. Ainsi, le sténopé peut être utilisé pour faire de l'imagerie généraliste, et des architectures optiques utilisant ce composant ont été proposées dans le domaine visible [61, 62] ou dans l'infrarouge [60].

La grande profondeur de champ du sténopé est obtenue grâce à sa faible ouverture. Néanmoins, cette ouverture réduite entraîne un faible bilan radiométrique pour le sténopé, comparé à un système imageur classique. Pour améliorer ce bilan radiométrique tout en conservant une bonne résolution spatiale, une première approche consiste à répartir plusieurs sténopés de faibles diamètres à l'intérieur d'un disque de grand diamètre, comme illustré à la figure 2.18(a). Cela permet de fixer indépendamment la résolution spatiale, grâce à la petite taille des sténopés, et le bilan radiométrique, avec le diamètre du masque. Cette approche vient du domaine des rayons X et γ pour lesquels le développement d'optiques focalisantes types lentilles ou miroirs est un challenge technologique majeur [63, 64]. La répartition de ces multiples sténopés dans le plan pupillaire a été étudiée pour savoir quelle configuration permet d'avoir la meilleure résolution [65, 66], et des systèmes imageurs composés de multiples sténopés ont été proposés pour des applications très diverses comme le contrôle industriel de *wafers* en microélectronique [68], l'analyse de front d'onde et en particulier la mesure de vortex optiques [69], ou l'imagerie 3D [70, 71]. Cependant, avec de tels composants, nous perdons la propriété de grande profondeur de champ.

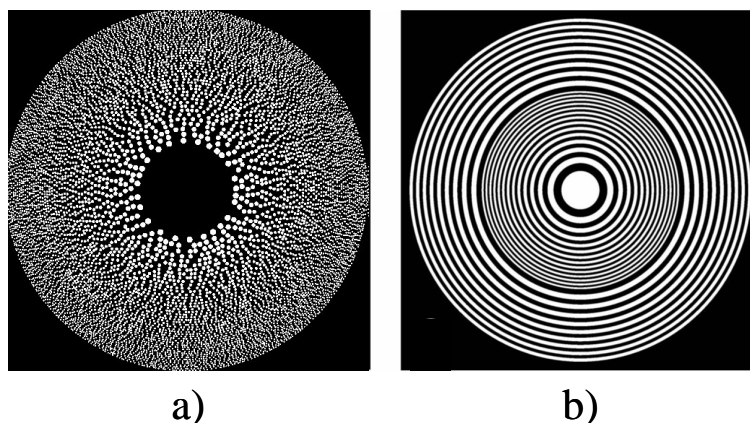


FIGURE 2.18 – Exemples de structuration d'une pupille codée pour former une lentille de Fresnel : répartition aléatoire de sténopés (a) ou masque à symétrie circulaire basé sur les zones de Fresnel (b) [65, 72].

D'autres manières de moduler la lumière à la traversée du masque sont possibles. C'est le cas par exemple des masques à symétrie circulaire, appelés *Fresnel Zone Plate (FZP)*, décrit par Gimenez [72], et illustré à la figure 2.18(b). Ces masques s'appuient sur les zones de Fresnel pour obtenir une tache image à symétrie circulaire, dans le plan transverse, proche de celle d'une lentille mince idéale. La structuration du masque est donc un avantage car elle permet de garder une bonne résolution spatiale, en revanche elle ne garantit pas forcément la grande profondeur de champ nécessaire pour notre système imageur. Nous allons donc nous intéresser aux masques codés qui constituent l'autre régime de fonctionnement de l'imagerie sans lentille.

Les masques codés

L'intérêt des masques codés est que la taille du masque est suffisamment grande pour que les effets de diffraction par la pupille n'aient pas d'influence sur l'image formée sur le détecteur. Dans le domaine des rayonnements X et γ , l'étude des masques multi sténopés a été élargie aux masques binaires, c'est-à-dire aux masques ayant un coefficient de transmission localement total ou nul. La figure 2.19 illustre le cas de masques pixellisés, appelés *Uniformly Redundant Array (URA)*, et décrits entre autres par Fenimore *et al.* [73, 74, 75, 76] ou Byard [77]. A ces longueurs d'onde, les effets de la diffraction par

les multiples trous qui constituent le masque n'ont pas le temps de se développer pour être significatifs au niveau du plan de détection. Les systèmes imageurs composés d'un masque codé et d'un détecteur matriciel fonctionnent donc en régime d'ombroscopie et la répartition d'intensité sur le détecteur est très proche du motif du masque. Plusieurs géométries différentes de masques ont été proposées, comme le montre la figure 2.19, mais elles ont toutes en commun d'avoir une autocorrélation proche d'un pic de Dirac. Cette propriété assure de pouvoir déconvoluer les images prises au niveau du détecteur et de pouvoir reconstituer la scène observée.

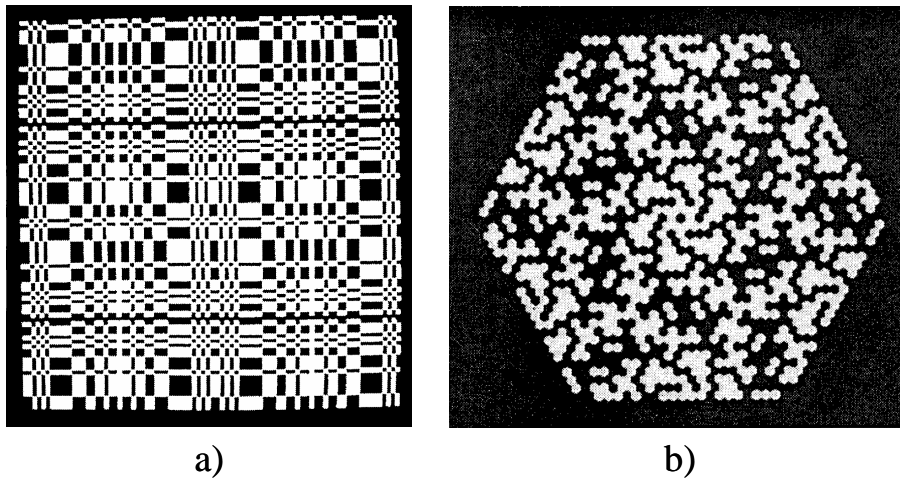


FIGURE 2.19 – Illustrations d'un masque *URA* (*Uniformly Redundant Array*) à géométrie cartésienne [75], et d'un masque à géométrie hexagonale [76] pour l'imagerie en rayons X.

Les travaux de Marcia *et al.* ont montré qu'il était possible de faire de l'imagerie comprimée avec de tels composants [31]. En particulier, il a montré qu'en utilisant ces masques pour moduler des images, il est possible de les multiplexer pour n'en former qu'une seule, et de les reconstruire toutes séparément, grâce à la connaissance *a priori* de chacun des masques. De plus, l'effet d'ombroscopie a été mis à profit pour faire de l'imagerie 3D, avec les travaux de Nugent *et al.* [78]. Ce dernier a montré comment la dilatation du motif sur le détecteur, due à la localisation de la source à une distance finie du masque, permet de remonter à l'information de distance. De plus, il a montré que cette dilatation se traduit par une contraction du spectre des images dans le plan de Fourier. Ce résultat est particulièrement important car, associé au multiplexage, il permet d'envisager

le codage dans le plan de Fourier de toute l'information sur la scène observée.

Cependant, nous observons deux restrictions importantes concernant ces composants. Tout d'abord, le codage binaire est restrictif et peut être élargi aux composants ayant une transmittance continue, ce qui permet d'envisager une famille plus large de composants [79], ayant par exemple une meilleure transmission. Le deuxième point concerne la longueur d'onde de travail. Le régime d'ombroscopie fonctionne d'autant mieux que la longueur d'onde est petite par rapport à la taille caractéristique de la structure du masque. C'est pourquoi ces masques codés ont surtout été utilisés à la longueur d'onde des rayons X dans les domaines de l'astronomie et de l'imagerie médicale [80, 81, 82]. Si nous voulons conserver une bonne résolution spatiale pour les images, de l'ordre de la dizaine de micromètres sur le détecteur, alors il faut fonctionner avec des longueurs d'ondes bien inférieures, ce qui n'est pas compatible avec notre volonté de travailler dans le domaine visible ou le proche infrarouge. Nous allons donc explorer une nouvelle famille de composants qui garantisse une grande profondeur de champ et une bonne résolution spatiale, comme les masques codés, mais avec une meilleure transmission et compatible avec nos longueurs d'onde de travail.

2.3.2 Les faisceaux non diffractants

Une famille de composants optiques permet de cumuler l'avantage de la très grande profondeur de champ du sténopé, tout en collectant plus de lumière et en gardant une bonne résolution spatiale : il s'agit des composants continûment auto-imageants qui génèrent des faisceaux non diffractants.

Kalnins a initié l'étude des faisceaux non diffractants en cherchant les solutions de l'équation d'onde qui sont invariantes selon une direction privilégiée de l'espace [83]. Il a montré que les faisceaux ayant un motif à géométrie parabolique, elliptique, circulaire ou cartésienne dans un plan donné, peuvent se propager de manière invariante le long de l'axe perpendiculaire à ce plan. La réalisation pratique de ces faisceaux a été proposée par l'équipe de Bandres *et al.* pour les faisceaux paraboliques et elliptiques [84, 85], par

McLeod pour les faisceaux circulaires [86] et par l'équipe de Guérineau *et al.* pour les faisceaux cartésiens [87]. La figure 2.20 illustre des exemples représentatifs de ces motifs.

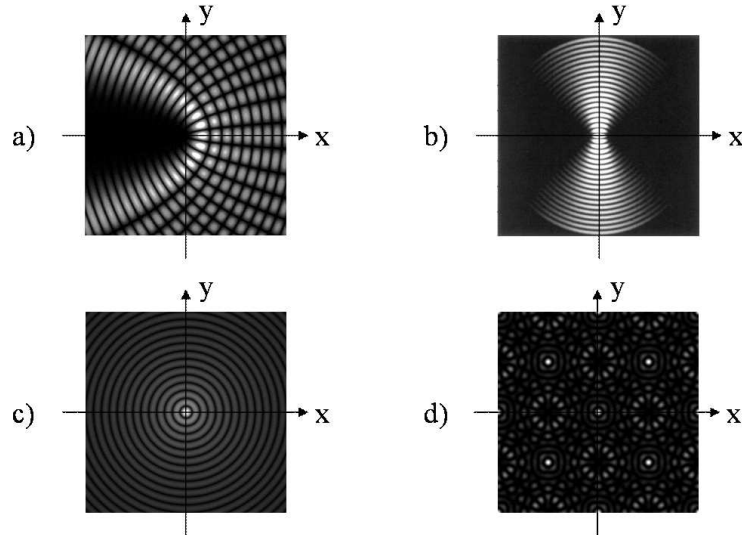


FIGURE 2.20 – Illustration de la répartition d'intensité transverse de quatre faisceaux non diffractants à géométrie parabolique (a), elliptique (b), circulaire (c) et cartésienne (d) [84, 85].

Montgomery [88, 89] et Durnin [90, 91, 92] ont analysé ces faisceaux du point de vue de leur décomposition en ondes planes. Ils ont montré que cette décomposition devait être localisée sur un cercle, appelé cercle de Montgomery, pour que le motif se propage de manière invariante. Cette condition étant très générale, une très grande variété de figures d'éclairement est donc envisageable. De tels faisceaux, qui sont avant tout des objets mathématiques peuvent être réalisés par des composants optiques réfractifs [86] ou diffractifs [93]. Ces composants ont la propriété de générer un faisceau non diffractant, continûment identique à lui même. C'est pourquoi nous les appellerons des composants Continûment Auto-Imageants (*CAI*). Dans notre étude, nous privilégierons les composants diffractifs car ils sont plus fins et semblent donc plus adaptés pour réaliser un système imageur simple. Ces composants *CAI* ont été utilisés pour des applications très diverses comme l'usinage laser [94, 95], la métrologie [96, 97], le piégeage et le guidage d'atomes froids [98], ou pour le pompage optique de lasers [99].

Parmi les composants *CAI*, le composant J_0 tient une place particulière. En effet, ce composant génère une figure d'éclairement transverse à géométrie circulaire, semblable à la

tache d'Airy d'une lentille, mais présentant des rebonds non négligeables comme le montre la figure 2.20(c). Malgré la présence d'aberrations, pour des objets dans le champ, qui dégradent la qualité image [100], et malgré un faible contraste des images [101], conséquence directe de la présence des rebonds autour du pic d'intensité maximale, ce composant a des avantages certains pour des applications d'imagerie. Sa très grande profondeur de champ par exemple permet de s'affranchir d'un système d'autofocus. L'invariance de sa *FEP* permet en outre d'obtenir une fonction zoom simplement en translatant le détecteur par rapport au composant [102]. La figure 2.21 montre le cas d'un système imageur simple, constitué d'un composant J_0 et d'un détecteur matriciel placé à une distance F , et observant une mire USAF éloignée d'une distance $d = 3m$. Les deux images de la mire prises respectivement pour des distances $F = 37mm$ et $F = 88mm$ montrent clairement un agrandissement de l'image. Or la *FEP* étant invariante par translation, la résolution de l'image (b) est augmentée par rapport à celle de l'image (a), démontrant ainsi la possibilité d'obtenir un effet zoom. En outre, des travaux récents ont montré qu'il est possible d'estimer la distance d'un objet non résolu par ce système imageur, en mesurant la fréquence de coupure de l'image dans l'espace de Fourier [103]. Ces propriétés font que ce composant semble idéal pour concevoir un système imageur simple, robuste et sensible à la distance des objets observés.

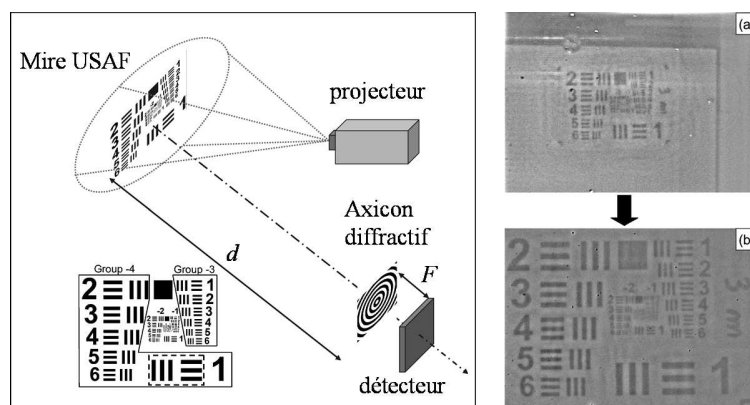


FIGURE 2.21 – Illustration d'un système imageur simpliste constitué d'un composant J_0 et d'un détecteur matriciel [102]. Pour un objet constitué d'une mire USAF placée à une distance $d = 3m$, les images (a) et (b), prises respectivement avec une longueur focale $F = 37mm$ et $F = 88mm$, montrent bien l'effet zoom qui peut être obtenu avec ce composant.

Parmi les objets continûment auto-imageants, une autre famille de composants présente un intérêt particulier dans le contexte de notre étude : il s'agit des tableaux non diffractants, aussi appelés CSIG (pour *Continuously Self-Imaging Gratings* en anglais) [87]. Ces composants sont apparus après les travaux de Primot *et al.* sur le décalage latéral pour l'analyse de front d'onde [104, 105] et ont débouché sur une nouvelle méthode de caractérisation des détecteurs matriciels avec les travaux de Guérineau *et al.* [106, 107]. Contrairement au composant J_0 , dont la réponse est principalement localisée autour d'un pic central, la réponse d'un CSIG est périodique et se trouve donc étalée dans tout le plan transverse. Le CSIG n'est donc pas un composant adapté pour faire de l'imagerie généraliste. En revanche, cette périodicité de la réponse entraîne que les images qu'il génère sont composées d'un nombre fini de fréquences spatiales dans l'espace de Fourier. Comme ce composant ne transmet pas toutes les fréquences spatiales, il sera adapté pour faire de l'imagerie spécialisée pour les objets simples. De plus la lacunarité dans l'espace de Fourier pourrait être mise à profit pour faire du multiplexage d'information, en particulier si ces fréquences dépendaient de la distance des objets. Nous aurions ainsi une architecture originale pour laquelle la capacité d'imagerie 3D serait obtenue au détriment de la spécialisation du système imageur pour observer des objets simples.

En conclusion, nous souhaitons embarquer un système imageur sur un drone de faible capacité d'emport pour lui fournir un aide à la navigation. Pour cela, ce système doit être le plus simple possible, avoir une grande profondeur de champ, être sensible à la distance des objets observés et, si possible, effectuer une compression d'information pour fournir le moins de données et consommer le moins de ressources possible. Pour trouver une solution technologique adaptée à cette problématique, nous avons passé en revue une grande quantité d'architectures optiques répondant à ces contraintes. Parmi celles-ci, les objets continûment auto-imageants présentent un intérêt certain car ils sont simples, ils permettent de former un système imageur constitué uniquement du composant et d'un détecteur matriciel, et ils ont par définition une grande profondeur de champ. Dans cette

famille de composants, le composant J_0 a montré une capacité à faire de l'imagerie 3D, mais la forme de sa réponse, proche d'une tache d'Airy, en fait un composant adapté à l'imagerie généraliste. A l'inverse, les tableaux non diffractants offrent une possibilité de multiplexage de l'information grâce à la lacunarité du spectre des images qu'ils génèrent. Ces composants semblent donc les plus adaptés pour concevoir un système imageur simple, à grande profondeur de champ et spécialisé pour l'imagerie 3D. Nous allons donc privilégier ce composant dans la suite et essayer de voir s'il permet bien de remplir toutes ces conditions.

Chapitre 3

Intérêt des faisceaux non diffractants pour la conception d'un système imageur spécialisé

Sommaire

3.1	Description des faisceaux non diffractants	50
3.1.1	Modèle pour la propagation de la lumière	51
3.1.2	Condition d'invariance des faisceaux non diffractants	53
3.1.3	Exemples de faisceaux non diffractants	54
3.2	Les composants Continûment Auto-Imageants (CAI)	60
3.2.1	Description des composants et des fonctions de mérite associées	61
3.2.2	Aberrations géométriques	68
3.2.3	Grandissement	75
3.2.4	Effet zoom	77
3.3	Influence de la taille finie du composant	80
3.3.1	Fonctionnement en masque codé ou en pupille codée	81
3.3.2	Conséquences sur les fonctions de mérite	85
3.3.3	Bilan radiométrique	88
3.4	Conclusion sur le choix du composant	90

Nous avons vu aux chapitres 1 et 2 que les systèmes imageurs simples, robustes et spécialisés ont un intérêt certain pour l'industrie. Nous avons aussi vu que l'approche "sans lentille" semblait très prometteuse pour réaliser de tels systèmes imageurs. Dans ce chapitre, nous allons poursuivre cette voie en proposant un système imageur composé d'un unique composant optique, générant un faisceau non diffractant, et d'un détecteur. L'analyse de ses propriétés d'imagerie nous permettra de trouver, parmi les faisceaux non diffractants existants, celui qui répond au mieux au besoin d'un système imageur simple, robuste et spécialisé pour l'imagerie 3D.

3.1 Description des faisceaux non diffractants

Un faisceau lumineux est une répartition spatiale d'intensité lumineuse. Il est caractérisé par l'amplitude complexe du champ électromagnétique, qui est reliée à l'intensité lumineuse par son module carré. Dans cette partie, nous allons analyser en particulier la famille des faisceaux dits *non diffractants*, c'est-à-dire les faisceaux dont la répartition spatiale d'intensité est invariante selon la direction de propagation. Ils seront tout d'abord décrits comme des objets mathématiques vérifiant l'équation d'onde. Nous utiliserons pour cela un modèle mathématique pour décrire les faisceaux et leur propagation. Puis nous en déduirons la condition que doit vérifier l'amplitude du champ pour que ces faisceaux soient effectivement non diffractants. Ce qui nous amènera à distinguer deux familles de faisceaux en fonction de leurs propriétés d'imagerie. Nous définirons ensuite les composants optiques qui permettent de générer de tels faisceaux lorsqu'ils sont éclairés par une onde plane incidente. La réalisation pratique de ces composants sera discutée dans le chapitre suivante. Nous définirons ensuite les fonctions de mérite permettant de caractériser les propriétés optiques du système imageur constitué d'un composant et d'un détecteur matriciel. Enfin, nous étudierons l'impact de la taille du composant et nous verrons comment ce paramètre détermine la profondeur de champ de notre système imageur, ainsi que ses performances radiométriques.

3.1.1 Modèle pour la propagation de la lumière

Pour décrire la répartition spatiale d'amplitude d'un faisceau, nous allons utiliser le modèle de l'onde scalaire. Dans toute la suite, l'onde sera notée $U(x, y, z)$, où U représente l'amplitude complexe du champ et (x, y, z) représentent les coordonnées cartésiennes de l'espace, et cette onde sera considérée comme étant incohérente. Notre étude ne traitera donc ni des effets de la polarisation ni des effets de la cohérence, spatiale ou temporelle, de la lumière. De plus, nous supposerons que la propagation de ces faisceaux sera invariante selon leur direction de propagation, qui sera par convention l'axe z , et qui sera confondue par la suite avec l'axe optique de notre système imageur. Avec ces hypothèses, nous serons donc tout naturellement amenés à utiliser le modèle de la Fonction de Transfert de l'Espace Libre (*FTEL*), notée H_z , pour modéliser la propagation de la lumière sur une distance z . Cette fonction est définie par Goodman [109] de la manière suivante :

$$H_z(f_x, f_y) = \begin{cases} \exp\left[i2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1 - \lambda^2(f_x^2 + f_y^2)}\right] & \text{si } f_x^2 + f_y^2 < \frac{1}{\lambda^2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.1)$$

où λ représente la longueur d'onde de la source, z la distance de propagation et (f_x, f_y) les coordonnées cartésiennes du plan de Fourier, conjuguées des coordonnées cartésiennes (x, y) du plan transverse dans l'espace réel. Pour une répartition d'amplitude initialement dans le plan (x, y) de cote $z = 0$, et notée $U_{z=0}$, le modèle de la *FTEL* permet de prévoir la répartition d'amplitude propagée, notée U_z , dans le plan (x', y') de cote z , après une propagation de la lumière sur la distance z le long de l'axe optique. Ces coordonnées de l'espace, qui sont rapportées à la figure 3.1, seront conservées tout au long de la thèse. En particulier, le plan (x, y) , représentant le plan de l'onde initiale, correspondra plus loin au plan dans lequel sera placé le composant optique, et le plan (x', y') , représentant le plan de l'onde propagée, correspondra au plan d'observation où l'on placera le détecteur.

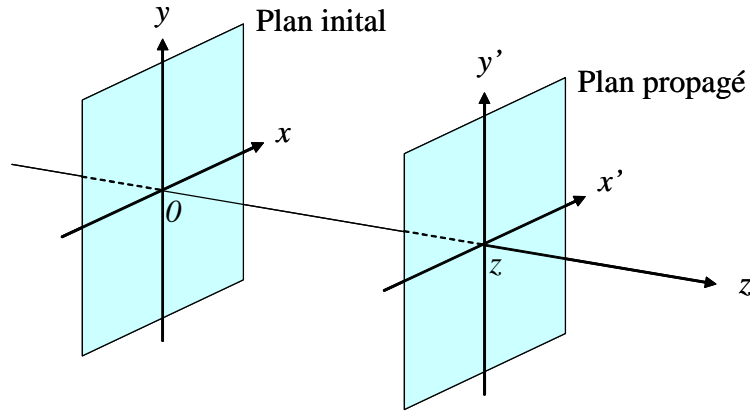


FIGURE 3.1 – Présentation des conventions de notation adoptées pour le repérage cartésien de l'espace ; notamment le plan de l'onde initiale en $z = 0$ et le plan de l'onde propagée en z .

La figure 3.2 donne le schéma de l'algorithme de calcul qui sera suivi pour obtenir la répartition de l'amplitude propagée. Il faut tout d'abord calculer la décomposition en ondes planes de la répartition d'amplitude initiale, notée $\tilde{U}_{z=0}$, au moyen d'un calcul de Transformée de Fourier (TF). Puis en multipliant ce spectre en ondes planes par la $FTEL$, nous obtenons la décomposition en ondes planes de l'onde propagée, notée \tilde{U}_z . Ainsi, il ne reste plus qu'à effectuer une TF inverse pour trouver la répartition d'amplitude propagée. Cet algorithme de calcul est valide tant que les ondes sont propagatives, c'est-à-dire tant que les fréquences spatiales sont inférieures à $1/\lambda$.

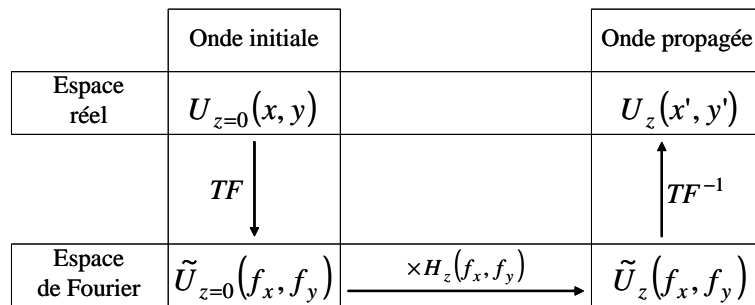


FIGURE 3.2 – Schéma de l'algorithme de calcul à effectuer pour pouvoir trouver l'amplitude propagée U_z à partir de l'amplitude initiale $U_{z=0}$.

Ce modèle a été implémenté dans le langage de programmation *Interactive Data Language* (*IDL*) pour développer un programme capable de simuler numériquement la propagation de la lumière. Ce programme a été utilisé tout au long de la thèse pour prévoir les

propriétés de la figure d'intensité propagée en fonction des paramètres qui caractérisent la source ou le composant. Dans certains cas, ces simulations ont été utilisées pour prévoir les images obtenues par le prototype de système imageur, et les comparer aux images expérimentales, afin de vérifier notre bonne compréhension des phénomènes à l'œuvre dans le processus d'imagerie d'un composant continûment auto-imageant.

3.1.2 Condition d'invariance des faisceaux non diffractants

Les faisceaux non diffractants sont, par définition, des faisceaux pour lesquels la répartition d'intensité dans un plan transverse se reproduit, de manière continûment identique à elle-même, selon l'axe perpendiculaire à ce plan. Pour caractériser ces faisceaux, nous allons analyser la *FTEL* et chercher dans quelle condition elle engendre un déphasage qui ne modifie pas la figure d'éclairement. Une solution pour que cette intensité soit inchangée est que l'amplitude propagée ne diffère de l'amplitude initiale que par un terme de phase global, c'est-à-dire qu'elle ne dépende pas des coordonnées (x, y) . Observons maintenant la fonction H_z définie à l'équation 3.1 et récrivons-la en coordonnées polaires (ρ, φ) dans l'espace de Fourier. Nous obtenons :

$$H_z(\rho) = \begin{cases} \exp\left[i2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1-\lambda^2\rho^2}\right] & \text{si } \rho^2 < \frac{1}{\lambda^2} \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.2)$$

Nous constatons que la fonction H_z ne dépend pas de φ : elle est donc à symétrie circulaire. Supposons maintenant que la décomposition en ondes planes, notée $\tilde{U}_{z=0}$, de l'amplitude du faisceau incident, noté $U_{z=0}$, soit localisée sur un cercle de rayon quelconque ρ_0 . Elle peut être modélisée, sous sa forme la plus générale, de la manière suivante :

$$\tilde{U}_{z=0}(\rho, \varphi) = c(\varphi) \times \text{cercle}\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) \quad (3.3)$$

où c est une fonction complexe quelconque qui dépend de l'angle φ et où la fonction *cercle* est définie par :

$$\text{cercle}(\rho) = \begin{cases} 1 & \text{si } \rho = 1 \\ 0 & \text{sinon} \end{cases} \quad (3.4)$$

Une telle décomposition en ondes planes formant un cercle dans l'espace de Fourier est appelée anneau de Montgomery. En suivant l'algorithme de calcul de la figure 3.2, nous pouvons calculer le spectre en onde plane et l'amplitude propagée pour un tel faisceau et nous obtenons :

$$\begin{cases} \tilde{U}_z(f_x, f_y) = \exp\left[i2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1-\lambda^2\rho_0^2}\right] \times \tilde{U}_{z=0}(f_x, f_y) \\ U_z(x, y) = \exp\left[i2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1-\lambda^2\rho_0^2}\right] \times U_{z=0}(x, y) \end{cases} \quad (3.5)$$

Nous observons que si la décomposition en ondes planes de l'onde initiale, $\tilde{U}_{z=0}$, est localisée sur un cercle de rayon ρ_0 , alors la phase introduite par la *FTEL* lors de la propagation ne dépend ni de ρ ni de φ et constitue donc bien un terme de phase global. L'intensité du faisceau propagé, notée I_z , qui est le module carré de l'amplitude propagée, a donc pour expression :

$$I_z(x, y) = \left| \exp\left[i2\pi\frac{z}{\lambda}\sqrt{1-\lambda^2\rho_0^2}\right] \times U_{z=0}(x, y) \right|^2 = |U_{z=0}(x, y)|^2 \quad (3.6)$$

Cette intensité propagée ne dépend ni de z ni de λ . Par conséquent, les faisceaux dont la décomposition en ondes planes est un anneau de Montgomery présentent un motif d'intensité qui est invariant par propagation et achromatique. Ainsi, nous avons trouvé une condition suffisante pour qu'un faisceau soit invariant par propagation : la décomposition en onde planes de son amplitude doit être localisée sur un cercle de Montgomery dans l'espace de Fourier.

3.1.3 Exemples de faisceaux non diffractants

Pour les faisceaux non diffractants, la décomposition en onde plane est un anneau de Montgomery de rayon ρ_0 dont chaque point, repéré par sa coordonnée angulaire φ dans le plan de Fourier, est affecté d'un coefficient de pondération complexe $c(\varphi)$. Par ailleurs, la condition d'invariance de ces faisceaux a été trouvée sans faire d'hypothèse sur la fonction c . Il existe donc une infinité de fonctions c possibles, et, par conséquent, il existe une infinité de faisceaux non diffractants envisageables. Parmi ces faisceaux, nous

allons distinguer deux grandes familles : ceux dont la décomposition en ondes planes est le cercle tout entier, et ceux pour lesquels cette décomposition est constituée d'un nombre fini de points répartis sur ce cercle. Nous verrons apparaître petit à petit, dans ce chapitre, la pertinence de cette distinction. Les faisceaux à géométrie circulaire [86], parabolique [84] ou elliptique [85], déjà cités dans l'état de l'art, chapitre 2 page 44, appartiennent ainsi à la première catégorie, alors que les faisceaux à géométrie périodique, comme le tableaux non diffractant par exemple [87], appartiennent à la seconde catégorie. Pour représenter chacune des deux catégories, nous allons nous restreindre à l'étude de deux faisceaux représentatifs de ces catégories : l'objet J_0 et le tableau non diffractant.

L'objet J_0 est un faisceau dont la décomposition en ondes planes est un cercle de rayon ρ_0 et pour laquelle la fonction c est uniforme. Sa décomposition en ondes planes, notée \tilde{U}_{J_0} , ainsi que son amplitude, notée U_{J_0} , s'écrivent donc :

$$\begin{cases} \tilde{U}_{J_0}(\rho) = \frac{c}{2\pi\rho_0} \text{cercle}\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) \\ U_{J_0}(r) = cJ_0(2\pi\rho_0 r) \end{cases} \quad (3.7)$$

où c est un nombre complexe, J_0 représente la fonction de Bessel d'ordre zéro et r est la coordonnée radiale dans le plan transverse. La figure 3.3 illustre la décomposition en ondes planes de l'objet J_0 dans le plan de Fourier (a) ainsi que son amplitude dans le plan transverse (b). Nous pouvons remarquer que ces deux fonctions sont à symétrie circulaire.

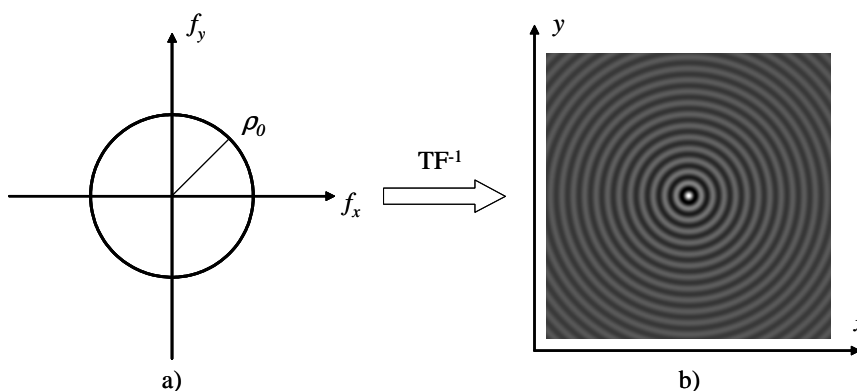


FIGURE 3.3 – Illustration de la décomposition en ondes planes de l'objet J_0 (a) et de son amplitude dans le plan transverse (b).

Comme nous l'avons vu à l'équation 3.6, la figure d'éclairement d'un faisceau non diffractant est simplement le module carré de son amplitude. La répartition d'éclairement transverse d'un objet J_0 , notée I_{J_0} , vaut donc :

$$I_{J_0}(r) = |c|^2 \times |J_0(2\pi\rho_0 r)|^2 \quad (3.8)$$

La figure 3.4 donne une vue en coupe de cette répartition d'éclairement, dans un plan transverse (x', y') quelconque (a), et dans le plan longitudinal (y, z) (b). La coupe longitudinale montre bien que l'intensité est invariante par propagation le long de l'axe z et elle prend la forme d'une ligne lumineuse confondue avec l'axe optique. La coupe transverse montre un motif constitué d'un pic central important et de nombreux rebonds circulaires. Ce pic central a un rayon r_0 qui est relié au rayon de l'anneau de Montgomery par la relation suivante :

$$r_0 \simeq 0,38/\rho_0 \quad (3.9)$$

De par son pic central important et sa symétrie circulaire, le motif d'un objet J_0 ressemble à la tache d'Airy d'une lentille, et ce dernier peut donc être vu comme le faisceau qui serait généré par une lentille de profondeur de champ infinie, et qui formerait des images à faible contraste à cause de la présence des rebonds.

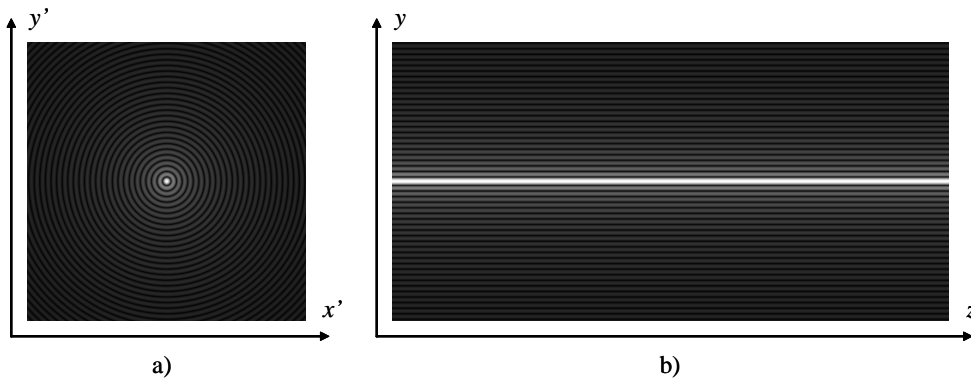


FIGURE 3.4 – Illustration de la répartition d'éclairement engendrée par un objet J_0 , (a) pour une vue en coupe dans un plan transverse et (b) pour une vue en coupe dans un plan longitudinal.

L'autre faisceau que nous allons étudier, appelé tableau non diffractant, est défini dans l'espace de Fourier comme l'intersection entre l'anneau de Montgomery de rayon ρ_0

et une grille cartésienne de pas $1/a_0$. Nous allons modéliser cette grille cartésienne par la répartition périodique de pics de Dirac selon deux directions perpendiculaires entre elles. Cette distribution sera appelée masse de Dirac et sera notée $\mathbb{I}\mathbb{I}_{1/a_0,1/a_0}$. Par propriété, la TF inverse d'une masse de Dirac de période $1/a_0$ est une masse de Dirac de période a_0 , ainsi, l'amplitude d'un tableau non diffractant sera la convolution d'un objet J_0 par une masse de Dirac de période a_0 . La décomposition en ondes planes, notée \tilde{U}_{CSIG} , ainsi que l'amplitude du tableau non diffractant, notée U_{CSIG} , ont donc pour expression :

$$\begin{cases} \tilde{U}_{CSIG}(f_x, f_y) = \tilde{U}_{J_0}(f_x, f_y) \times \mathbb{I}\mathbb{I}_{1/a_0,1/a_0}(f_x, f_y) \\ U_{CSIG}(x, y) = [U_{J_0} \otimes \mathbb{I}\mathbb{I}_{a_0, a_0}](x, y) \end{cases} \quad (3.10)$$

où \otimes représente le produit de convolution. La figure 3.5 illustre la décomposition en ondes planes dans l'espace de Fourier (a) et l'amplitude dans l'espace réel (b), de ce faisceau.

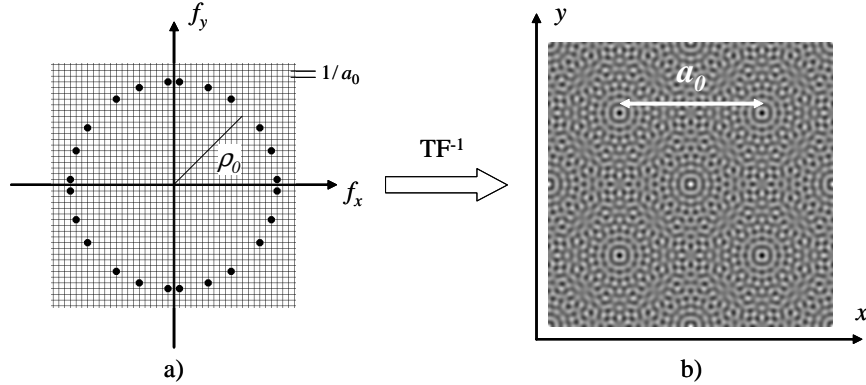


FIGURE 3.5 – Illustration (a) de la décomposition en ondes planes d'un tableau non diffractant dans l'espace de Fourier, et (b) de son amplitude dans le plan transverse.

Nous observons que \tilde{U}_{CSIG} n'est plus constituée du cercle entier, comme pour l'objet J_0 , mais elle est composée d'un nombre fini N de pics de Dirac, avec $N = 24$ dans le cas présent. De plus, nous pouvons constater que l'amplitude du faisceau est 2D-périodique, de période a_0 , dans le plan transverse. Pour chacun des pics qui constituent \tilde{U}_{CSIG} , nous allons noter leurs coordonnées sur la grille cartésienne par un couple de nombre entiers relatifs, (p_k, q_k) , et leur coefficient de pondération sera noté c_k . La décomposition en ondes planes ainsi que l'amplitude du tableau non diffractant peuvent alors se réécrire sous la

forme suivante :

$$\begin{cases} \tilde{U}_{CSIG}(f_x, f_y) = \sum_{k=1}^N c_k \delta(f_x - \frac{p_k}{a_0}, f_y - \frac{q_k}{a_0}) \\ U_{CSIG}(x, y) = \sum_{k=1}^N c_k \exp(i2\pi \frac{p_k x + q_k y}{a_0}) \end{cases} \quad (3.11)$$

Dans le repère de la grille cartésienne, de pas $1/a_0$, le rayon de l'anneau de Montgomery est noté η et est défini de la manière suivante :

$$\eta = \rho_0 a_0 \quad (3.12)$$

Si ce paramètre η , élevé au carré, est un nombre entier, alors \tilde{U}_{CSIG} , qui est l'intersection entre le cercle de rayon ρ_0 et la grille cartésienne de pas $1/a_0$, est un ensemble de pics de Dirac dont le nombre N ainsi que les coordonnées (p_k, q_k) sont définis de manière implicite par la relation suivante :

$$\{\exists N \in \mathbb{N} / \forall k \in [1, N], p_k^2 + q_k^2 = \eta^2\} \quad (3.13)$$

Le paramètre η^2 est donc un nombre entier qui définit, à lui seul, le nombre et les coordonnées des pics qui constituent \tilde{U}_{CSIG} . Par conséquent, a_0 et η^2 seront les deux paramètres indépendants qui nous permettront de définir totalement un tableau non diffractant. Pour illustrer cette diversité, la figure 3.6 montre la décomposition en ondes planes de différents tableaux obtenue pour une même période a_0 , mais pour différents paramètres η^2 .

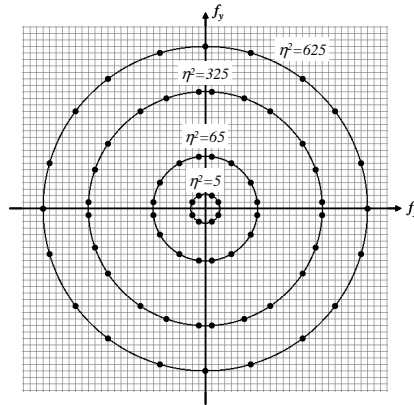


FIGURE 3.6 – Illustration de quatre tableaux non diffractants différents de paramètres $\eta^2 = 5$, $\eta^2 = 65$, $\eta^2 = 325$ et $\eta^2 = 625$. Les décompositions en ondes planes de ces tableaux sont respectivement constituées de 8, 16, 24 et 20 pics.

La figure d'éclairement transverse d'un tableau non diffractant est, comme pour l'objet J_0 , le module carré de l'amplitude. Son expression devient dans le cas présent :

$$I_{CSIG}(x, y) = |[U_{J_0} \otimes \text{III}_{a_0, a_0}](x, y)|^2 \quad (3.14)$$

La figure 3.7 donne une vue en coupe de cette répartition d'éclairement, dans un plan transverse (x', y') quelconque (a), et dans le plan longitudinal (y, z) (b), pour un tableau non diffractant de paramètre $\eta^2 = 325$. La coupe longitudinale montre bien que l'intensité est invariante par propagation le long de l'axe z et elle prend la forme d'un ensemble de ligne lumineuse parallèles à l'axe optique et écartée les une des autres d'une distance a_0 . La coupe transverse montre un motif 2D-périodique, de période a_0 , constitué d'une grille de points brillants, entourés de filaments lumineux moins brillants répartis dans tout le plan.

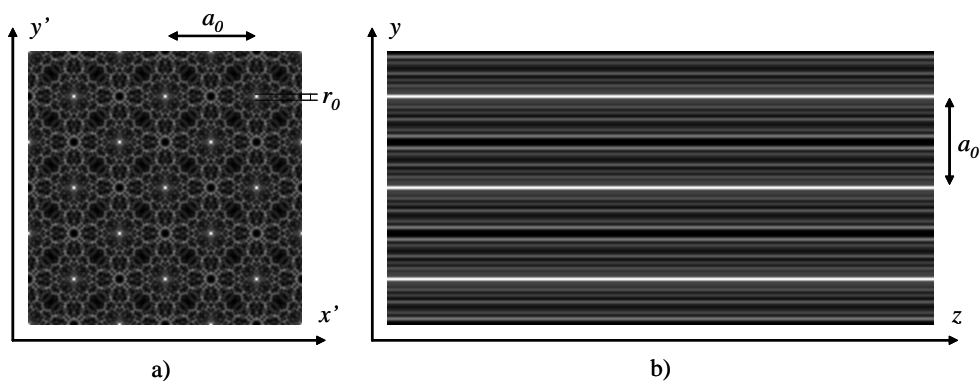


FIGURE 3.7 – Illustration de la répartition d'éclairement d'un tableau non diffractant de paramètre $\eta^2 = 325$, (a) pour une vue en coupe dans un plan transverse, et (b) pour une vue en coupe dans un plan longitudinal.

Le tableau non diffractant pourrait donc être vu comme le faisceau lumineux généré par une matrice de lentilles qui auraient une profondeur de champ infinie, et dont les rebonds atténueraient le contraste de l'image. Par ailleurs, nous observons sur cette figure que la taille r_0 d'un point brillant est très faible devant la période a_0 du motif. La relation 3.12, montre que le rapport a_0/r_0 est relié au paramètre η . Ainsi, ce paramètre peut aussi être utilisé pour caractériser le taux de compression de la taille du point brillant

par rapport à la période du motif. Nous illustrons cette compression à la figure 3.8, en reprenant les paramètres η^2 de la figure 3.6.

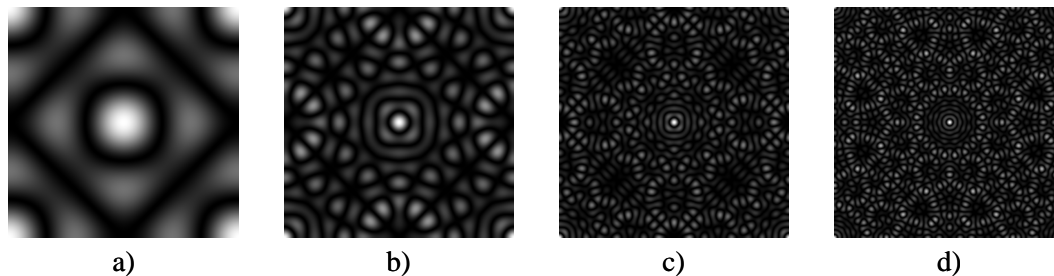


FIGURE 3.8 – Illustration de la compression du pic central pour des tableaux non diffractants de même période mais de paramètres η différents. Un motif élémentaire de taille $a_0 \times a_0$ est représenté pour le paramètre $\eta^2 = 5$ (a), $\eta^2 = 65$ (b), $\eta^2 = 325$ (c), et $\eta^2 = 625$ (d).

Enfin, la répartition d'éclairement illustrée à la figure 3.7(a) montre que le motif de taille a_0 ne constitue pas forcément le maillage élémentaire de la figure. En effet, dans ce cas particulier, le maillage carré élémentaire est un motif de taille $a_0/\sqrt{2}$ tourné à 45° par rapport aux axes de la figure. Dans l'espace de Fourier, la grille qui correspond à ce maillage élémentaire est une grille de pas $\sqrt{2}/a_0$, tournée à 45° , et qui est translatée d'un vecteur $(\Delta f_x = 1/(\sqrt{2}a_0), \Delta f_y = 1/(\sqrt{2}a_0))$ par rapport à l'origine. Cette grille est la grille la plus large qui passe par les N pics de \tilde{U}_{CSIG} , mais ce n'est pas une grille cartésienne car elle ne passe pas par l'origine. Nous constatons ainsi que la grille cartésienne de pas $1/a_0$ que nous avons considérée est bien la grille cartésienne la plus large possible, mais ce n'est pas la grille régulière la plus large qui existe. Cette remarque est importante d'un point de vue de l'imagerie. Nous verrons en particulier au chapitre 5 qu'elle a des conséquences sur la définition du champ de vue du système imageur.

3.2 Les composants Continûment Auto-Imageants (CAI)

Les faisceaux que nous avons décrits jusqu'à présent étaient considérés comme des objets mathématiques, solutions de l'équation d'onde. En reprenant le point de vue de Montgomery [88] et Durnin [91], nous allons maintenant définir les composants optiques qui permettent de moduler la lumière provenant d'une source ponctuelle à l'infini sur l'axe et

d'obtenir en aval un faisceau non diffractant. Nous considérerons ici que ces composants sont infiniment étendus dans le plan transverse (x, y) ; le cas des composants de taille finie sera étudié dans la partie suivante. Ces composants sont dits *Continûment Auto-Imageants (CAI)* car ils permettent de générer une figure d'éclairement qui reproduit le motif du composant, comme nous allons le voir, et qui est continûment identique à elle-même le long de l'axe de propagation. Dans cette partie, nous allons tout d'abord définir les fonctions de mérite d'imagerie classique (*FEP*, *FTO*, etc.), dans le cas des composants *CAI*. Nous utiliserons ensuite ces fonctions de mérite pour caractériser leurs principales propriétés d'imagerie.

3.2.1 Description des composants et des fonctions de mérite associées

Fonctionnement des composants *CAI*

Notons U_{inc} l'onde incidente sur le composant provenant d'une source à l'infini sur l'axe, et U_{trans} l'onde modulée et transmise par ce même composant. Nous voulons, par construction, que les composants continûment auto-imageants soient les composants optiques plans capables de moduler la lumière venant d'une source à l'infini sur l'axe, en amont, pour donner en aval un faisceau non diffractant. La modulation doit donc être égale à l'amplitude d'un faisceau non diffractant, $U_{z=0}$. La transmittance du composant, notée $t_{composant}$, est alors définie de la manière suivante :

$$t_{composant}(x, y) = \frac{U_{trans}(x, y)}{U_{inc}(x, y)} = U_{z=0}(x, y) \quad (3.15)$$

Nous pouvons observer que la transmittance est confondue avec l'amplitude du faisceau non diffractant. Par conséquent, la *TF* de la transmittance, notée $T_{composant}$, est aussi égale à la décomposition en ondes planes, $\tilde{U}_{z=0}$, du faisceau non diffractant. Ainsi, nous appellerons composant J_0 le composant qui permet de générer le faisceau que nous avons appelé *objet* J_0 , et nous appellerons CSIG (pour *Continuously Self-imaging Grating* en anglais) le composant qui permet de générer un tableau non diffractant.

La transmittance, telle que nous venons de la définir, est aussi la fonction mathématique qui caractérise la répartition spatiale du coefficient de transmission du composant. Par conséquent, il faut donc que son module soit compris entre 0 et 1 pour qu'elle ait un sens physique. Le coefficient de pondération c du composant J_0 , ou les coefficients c_k du CSIG, ont été définis dans la partie précédente comme étant des nombres complexes quelconques. Nous allons apporter ici une restriction sur leur valeur, de manière à assurer que la valeur maximale de la transmittance, en module, soit 1. Nous pouvons observer sur les relations 3.7 et 3.11 que la valeur maximale de la transmittance est atteinte en $(0, 0)$. Ainsi, cette contrainte impose au coefficient c du composant J_0 de valoir 1, et aux coefficients c_k du CSIG de valoir $1/N$, dans le cas où les coefficients c_k sont tous identiques. Le composant J_0 est alors défini par :

$$\begin{cases} t_{J_0}(r) = J_0(2\pi\rho_0 r) \\ T_{J_0}(\rho) = \frac{1}{2\pi\rho_0} \text{cercle}\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) \end{cases} \quad (3.16)$$

et le CSIG est défini par :

$$\begin{cases} t_{CSIG}(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \exp\left(i2\pi \frac{p_k x + q_k y}{a_0}\right) \\ T_{CSIG}(f_x, f_y) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \delta\left(f_x - \frac{p_k}{a_0}, f_y - \frac{q_k}{a_0}\right) \end{cases} \quad (3.17)$$

Pour une source monochromatique d'intensité I_λ située à l'infini sur l'axe, en amont du composant, la figure d'éclairement générée par ce composant vaut donc :

$$I_{\text{composant}}(x, y) = I_\lambda |t_{\text{composant}}(x, y)|^2 \quad (3.18)$$

Pour comprendre plus finement la formation de cette figure d'éclairement, nous allons prendre le point de vue de la théorie de la phase stationnaire, qui permet d'appréhender la formation des images d'un point de vue du "tracé de rayon". Tout d'abord, nous pouvons remarquer que $T_{\text{composant}}$ représente la décomposition en fréquences spatiales du motif de la transmittance. D'un point de vue physique, $T_{\text{composant}}$ peut aussi être vue comme la répartition des ondes diffractées par le composant. La théorie de la phase stationnaire nous

permet alors de relier les coordonnées d'une fréquence spatiale dans l'espace de Fourier aux coordonnées angulaires de l'onde diffractée correspondante [13, 106]. Par exemple, pour les composants CAI, $T_{composant}$ est localisée sur l'anneau de Montgomery de rayon ρ_0 . Les ondes diffractées par ces composants vont donc toutes former un angle de diffraction θ_{diff} , par rapport à l'axe optique, défini par :

$$\sin(\theta_{diff}) = \lambda\rho_0 \quad (3.19)$$

Dans le cas du CSIG, l'expression de cet angle peut être reliée aux paramètres η^2 et a_0 et vaut en particulier $\sin(\theta_{diff}) = \lambda\eta/a_0$. Cette analyse permet de comprendre comment la lumière se propage après la traversée du composant : en chaque point du composant partent N rayons lumineux diffractés qui interfèrent avec ceux provenant d'un autre point du composant, pour former la figure d'éclairement dans le demi espace $z > 0$, appelé espace image. Réciproquement, l'analyse de la phase stationnaire permet aussi de déterminer de quelles zones du composant proviennent les rayons qui contribuent à la formation de l'intensité lumineuse en un point quelconque de l'espace image. Considérons par exemple le cas d'un point situé sur l'axe z . Pour un CSIG, ce sont N rayons lumineux provenant du composant qui viennent interférer au point d'observation, comme le montre la figure 3.9(a). Du fait des coordonnées des leurs angles de diffraction, l'origine de ces rayons lumineux est donnée dans le plan du composant par :

$$\begin{cases} x_k = z\tan(\theta_{diff})\cos(\varphi_k) \simeq \frac{z\lambda\eta}{a_0}\cos(\varphi_k) \\ y_k = z\tan(\theta_{diff})\sin(\varphi_k) \simeq \frac{z\lambda\eta}{a_0}\sin(\varphi_k) \end{cases} \quad (3.20)$$

où les coordonnées polaires (η, φ_k) correspondent aux coordonnées cartésiennes (p_k, q_k) dans l'espace de Fourier, et faisant l'approximation $\sin(\theta_{diff}) \simeq \theta_{diff}$ qui sera toujours vérifié avec le choix des paramètres λ et ρ_0 que nous utiliserons dans la suite. Pour un composant J_0 , ces rayons proviennent de tout le cercle de rayon $r = z\tan(\theta_{diff})$, comme illustré à la figure 3.9(b). De plus, pour chacun de ces rayons, la théorie de la phase stationnaire montre que la première zone de Fresnel qui entoure ces rayons contribue aussi

à l'intensité lumineuse au point d'observation [13]. Ainsi, pour un CSIG, les rayons qui proviennent du composant et qui contribuent efficacement à l'intensité au point d'observation forment un ensemble de N disques de diamètre Δr répartis sur un cercle de rayon r , comme illustré à la figure 3.9(a). Les paramètres Δr et r valent :

$$\begin{cases} r = z \tan(\theta_{diff}) \simeq \frac{z\lambda\eta}{a_0} \\ \Delta r = \sqrt{2\lambda z} \end{cases} \quad (3.21)$$

Pour le composant J_0 , les rayons qui proviennent du composant et qui contribuent efficacement à l'intensité au point d'observation forment un anneau de rayon r et de largeur Δr . Cette zone de Fresnel est illustrée à la figure 3.9(b).

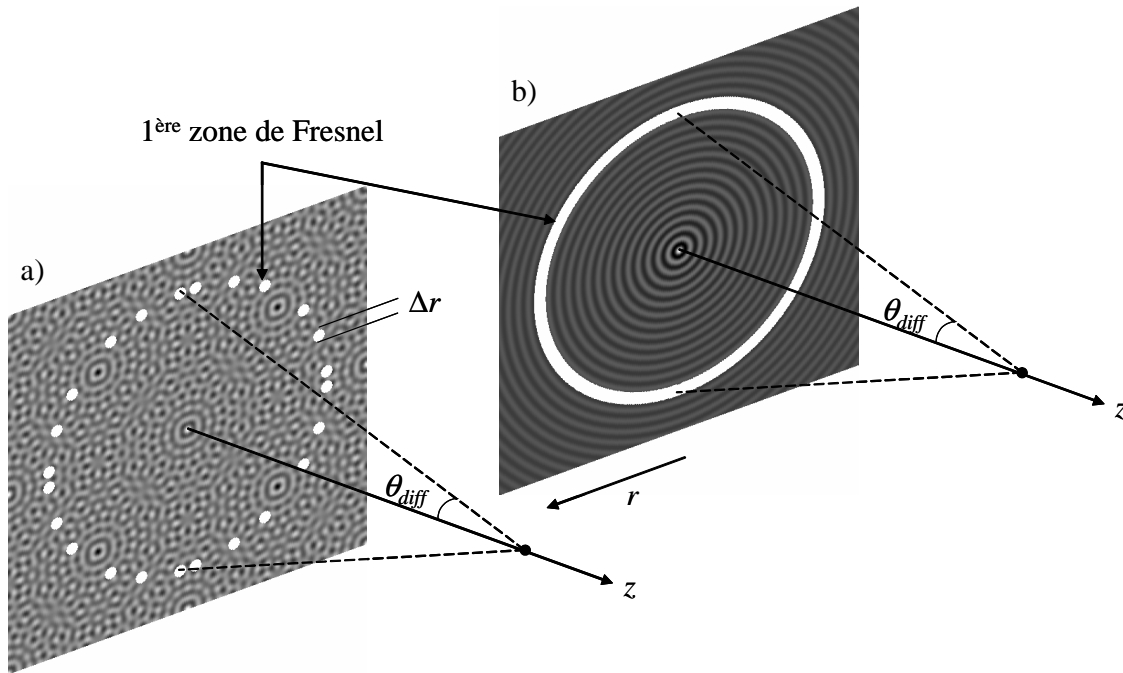


FIGURE 3.9 – Illustration de la première zone de Fresnel qui contribue à l'intensité lumineuse en un point sur l'axe dans l'espace image, pour un CSIG (a), et pour un composant J_0 (b).

Les résultats que nous venons de trouver nous seront utiles dans la partie suivante pour analyser l'influence de la taille finie du composant sur la formation de la figure d'éclairement propagée.

Fonctions de mérite optiques

Les fonctions de mérite sont des fonctions mathématiques reliées aux paramètres dimensionnants d'un système imageur, qui permettent de quantifier ses performances (optiques, radiométriques, etc.) et de comparer différents systèmes imageurs entre eux. La fonction de mérite principale, utilisée pour caractériser les propriétés optiques d'un système imageur est la Fonction d'Étalement du Point (*FEP*). Elle est définie comme la réponse du système imageur à une source ponctuelle située à l'infini et sur l'axe optique du système imageur. Elle est par définition égale à l'intensité normalisée recueillie dans le plan de détection. Pour un composant *CAI*, la *FEP* se déduit donc de l'expression de l'intensité propagée et a pour expression :

$$FEP_{composant}(x, y) = \frac{I_{composant}(x, y)}{\iint_{\mathbb{R}^2} I_{composant}(x, y) dx dy} = \frac{|t_{composant}(x, y)|^2}{\iint_{\mathbb{R}^2} |t_{composant}(x, y)|^2 dx dy} \quad (3.22)$$

où \mathbb{R}^2 représente le plan transverse. En appliquant la relation de Parseval-Plancherel à la transmittance du composant, de la manière suivante :

$$\iint_{\mathbb{R}^2} |t_{composant}(x, y)|^2 dx dy = \iint_{\mathbb{R}^2} |T_{composant}(f_x, f_y)|^2 df_x df_y \quad (3.23)$$

nous pouvons trouver la valeur de l'intégrale du module carré de la transmittance, en fonction de la TF de la transmittance. Les relations 3.16 et 3.17, nous trouvons que l'intégrale du module carré de $T_{composant}$ vaut $1/(2\pi\rho_0)$ dans le cas du composant J_0 et $1/N$ dans le cas du CSIG. Nous obtenons ainsi l'expression de la *FEP*, définie par la relation 3.22, pour le composant J_0 et pour le CSIG :

$$\left\{ \begin{array}{l} FEP_{J_0}(x, y) = 2\pi\rho_0 |J_0(2\pi\rho_0 r)|^2 \\ FEP_{CSIG}(x, y) = N \left| \sum_{k=1}^N \exp\left(i2\pi \frac{p_k x + q_k y}{a_0}\right) \right|^2 \end{array} \right. \quad (3.24)$$

Pour caractériser la qualité image d'un système imageur, nous avons pour habitude d'utiliser la Fonction de Transfert Optique (*FTO*), ainsi que la Fonction de Transfert de Modulation (*FTM*). La *FTO* est définie comme la TF de la *FEP* et la *FTM* est la valeur absolue de la *FTO*. Les liens entre la transmittance t d'un composant continûment

auto-imageant, sa décomposition en ondes planes, T , et les FEP , FTO et FTM associées sont récapitulés sur le schéma de la figure 3.10.

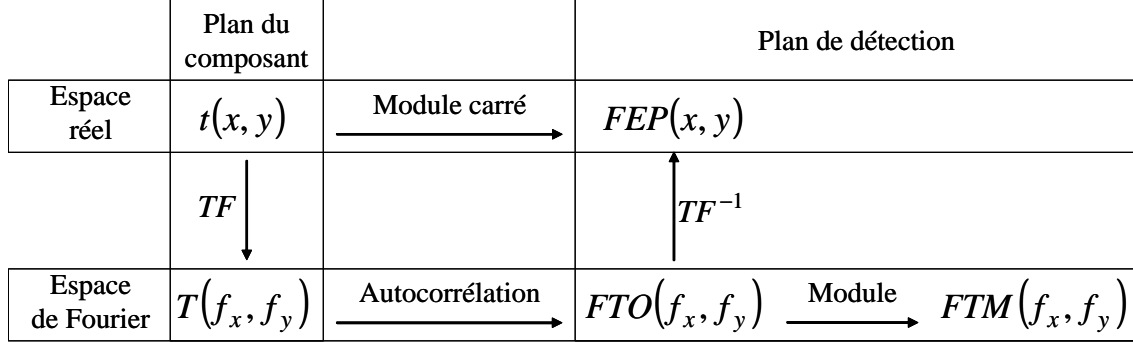


FIGURE 3.10 – Relations existant entre la transmittance d'un composant continûment auto-imageant et sa TF , ainsi qu'avec la FEP , la FTO et la FTM .

A partir de ce schéma, nous pouvons voir que la FTO du composant J_0 est l'auto-corrélation de T_{J_0} , c'est-à-dire d'un cercle de rayon ρ_0 . Elle est donc schématiquement constituée de :

- un pic central de valeur 1
- un disque de rayon ρ_c et de valeur $2/(2\pi\rho_0)$,

où ρ_c représente la fréquence de coupure du composant et vaut :

$$\rho_c = 2\rho_0 \tag{3.25}$$

Dans le cas d'un CSIG, la FTO est l'autocorrélation de T_{CSIG} , c'est-à-dire d'un ensemble de N pics de Diracs répartis sur un cercle de rayon ρ_0 . La FTO du CSIG est donc schématiquement constituée d'un ensemble de N' pics répartis de la manière suivante :

- un pic central de valeur 1
- $(N^2/2 - N)$ pics intermédiaires de valeur $2/N$
- N pics externes répartis sur le cercle de rayon ρ_c et de valeur $1/N$

Le nombre de pics de la FTO , N' , est relié au nombre d'ordres diffractés N par la formule suivante :

$$N' = 1 + \frac{N^2}{2} - N + N = \frac{N^2}{2} + 1 \tag{3.26}$$

La figure 3.11 illustre la *FTO* d'un composant J_0 (a), d'un CSIG (b) et d'une lentille idéale (c). Nous pouvons constater sur ces vues en 3D que le composant J_0 et la lentille ont une *FTO* continue, contrairement au CSIG qui a une *FTO* lacunaire. De plus, le composant J_0 et le CSIG présentent un pic central prédominant par rapport à un plateau de fréquences spatiales de valeurs plus faibles, contrairement à la lentille. Pour mieux visualiser les propriétés de ces *FTO*, une vue en coupe est donnée à la figure 3.11(d).

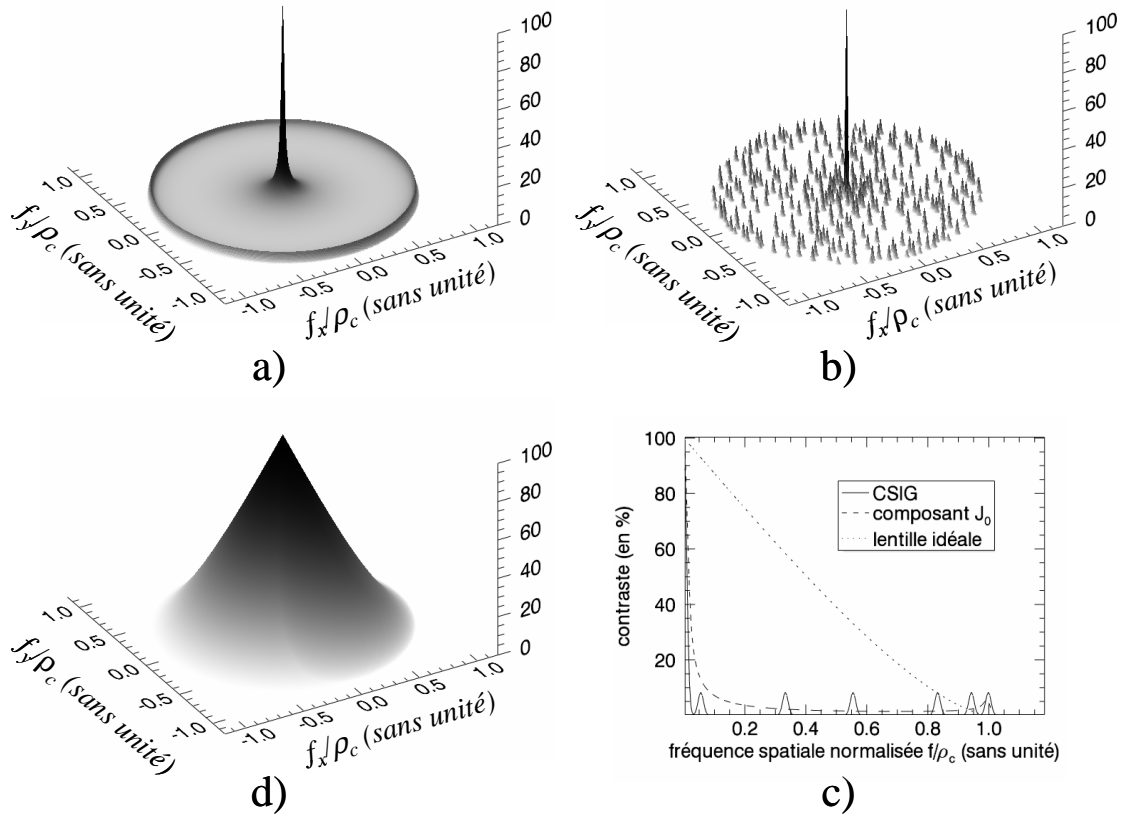


FIGURE 3.11 – Illustration par une vue en 3D de la *FTO* d'un composant J_0 (a), d'un CSIG (b) et d'une lentille mince idéale (c). Une vue en coupe (d) de la *FTO* permet de comparer ces trois composants.

La définition de ces fonctions de mérite va maintenant nous permettre d'aborder l'étude des propriétés optiques du système imageur. Le système imageur est constitué d'un composant *CAI* et d'un détecteur matriciel placé dans un plan parallèle au plan du composant et éloigné d'une distance F appelée longueur focale. L'analyse des aberrations géométriques va nous permettre de caractériser la tolérance angulaire de ce système

lorsque la source est située à l'infini, mais que sa position varie dans le champ. Puis l'étude du grandissement nous permettra de connaître le comportement du composant lorsque la source est sur l'axe mais que sa distance d varie. Enfin, nous démontrerons la capacité à obtenir un effet zoom avec ces composant en translatant le plan de détection par rapport au composant.

3.2.2 Aberrations géométriques

L'analyse des aberrations géométriques a été abordée pour le composant J_0 et pour le CSIG dans la thèse de Guillaume Druart [13, 60]. Nous allons reprendre cette étude dans le cas du CSIG, mais les résultats présentés seront communs à tous les composants continûment auto-imageants. En particulier, nous allons démontrer l'existence d'un grand domaine isoplanétique, c'est-à-dire l'angle de champ à l'intérieur duquel les aberrations géométriques peuvent être négligées.

Considérons une onde incidente plane, incohérente spatialement, monochromatique, de longueur d'onde λ et d'intensité I_λ , qui arrive en incidence oblique sur le composant avec un angle d'incidence α et d'azimut φ , comme illustré sur la figure 3.12.

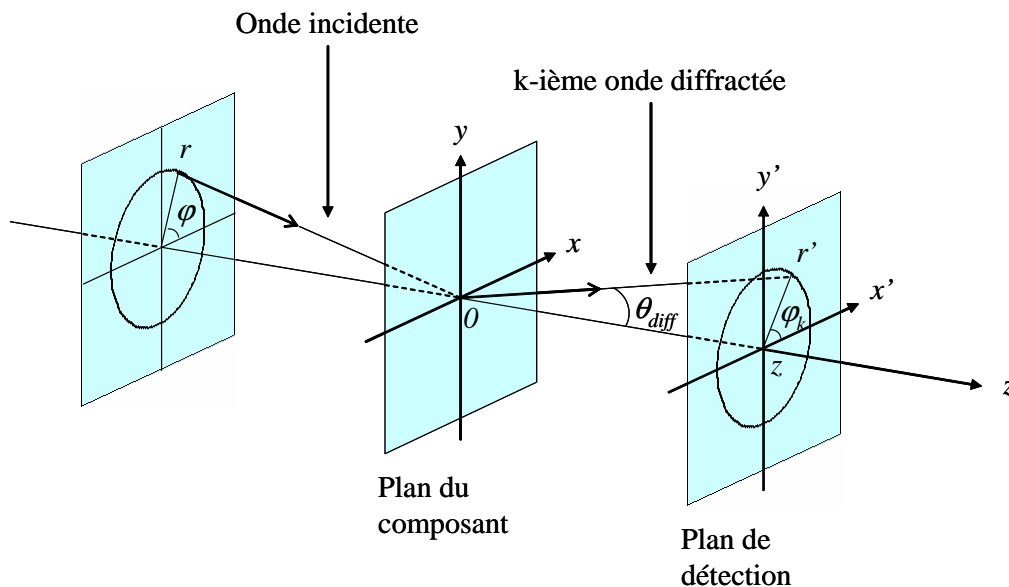


FIGURE 3.12 – Schéma récapitulatif des notations utilisées pour décrire une onde plane arrivant en incidence oblique sur le composant, et une des N ondes diffractées par ce même composant.

L'onde incidente peut s'écrire dans ces conditions de la manière suivante :

$$U_{inc}(x, y, z) = U_0 \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\alpha) [\cos(\varphi)x + \sin(\varphi)y]\right) \quad (3.27)$$

où U_0 est une constante qui vaut :

$$U_0 = \sqrt{I_\lambda} \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \cos(\alpha) z\right) \quad (3.28)$$

Cette onde est modulée par le CSIG pour donner, en $z = 0$, l'onde transmise suivante :

$$U_{trans}(x, y) = U_{inc}(x, y, z = 0) \times t_{CSIG}(x, y) \quad (3.29)$$

La définition que nous avons donné de la transmittance du CSIG, relation 3.11 page 58, montre qu'elle peut être vue comme la somme de N ondes planes. Par soucis de simplicité, nous allons dans un premier temps calculer les aberrations induites par l'onde incidente oblique uniquement sur l'une des ondes diffractées, que nous noterons $U_{trans,k}$. Nous verrons ensuite les effets de ces aberrations sur l'onde globale propagée en aval du CSIG. D'après la relation 3.29, l'onde transmise et son spectre en fréquences spatiales on pour expression :

$$\begin{cases} U_{trans,k}(x, y) = U_0 \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} \sin(\alpha) [\cos(\varphi)x + \sin(\varphi)y]\right) \times c_k \exp\left(i 2\pi \frac{p_k x + q_k y}{a_0}\right) \\ \tilde{U}_{trans,k}(f_x, f_y) = U_0 c_k \delta\left(f_x - \frac{\sin(\alpha)\cos(\varphi)}{\lambda} - \frac{p_k}{a_0}, f_y - \frac{\sin(\alpha)\sin(\varphi)}{\lambda} - \frac{q_k}{a_0}\right) \end{cases} \quad (3.30)$$

En multipliant le spectre de l'onde transmise, $\tilde{U}_{trans,k}$, par la *FTEL* définie par la relation 3.1, page 51, on obtient le spectre de l'onde propagée suivant :

$$\tilde{U}_{prop,k}(f_x, f_y, z) = U_0 c_k \exp(i\Phi_k) \delta\left(f_x - \frac{\sin(\alpha)\cos(\varphi)}{\lambda} - \frac{p_k}{a_0}, f_y - \frac{\sin(\alpha)\sin(\varphi)}{\lambda} - \frac{q_k}{a_0}\right) \quad (3.31)$$

où Φ_k représente le déphasage subit par l'onde diffractée au cours de sa propagation sur la distance z . Le terme de phase Φ_k a pour expression :

$$\Phi_k = 2\pi \frac{z}{\lambda} \sqrt{1 - \lambda^2 \left[\left(\frac{\sin(\alpha)\cos(\varphi)}{\lambda} + \frac{p_k}{a_0} \right)^2 + \left(\frac{\sin(\alpha)\sin(\varphi)}{\lambda} + \frac{q_k}{a_0} \right)^2 \right]} \quad (3.32)$$

En utilisant l'équivalence de notation entre les coordonnées cartésiennes (p_k, q_k) et polaires (η, φ_k) de l'angle de diffraction, nous pouvons alors écrire le déphasage sous la forme simplifiée suivante :

$$\Phi_k = 2\pi \frac{z}{\lambda} \sqrt{1 - \sin^2(\alpha) - \frac{\lambda^2 \eta^2}{a_0^2} - 2\lambda \sin(\alpha) \frac{\eta}{a_0} \cos(\varphi - \varphi_k)} \quad (3.33)$$

Pour caractériser les aberrations géométriques dues à ce déphasage Φ_k , nous allons plutôt raisonner sur l'onde aberrante, notée W_k , qui est reliée à la phase aberrante Φ_k par la relation : $\Phi_k = \frac{2\pi}{\lambda} W_k$. En définissant les paramètres r et r' , qui caractérisent la translation de l'onde diffractée dans le plan transverse, due respectivement à l'angle d'incidence α et l'angle de diffraction θ_{diff} ,

$$\begin{cases} r = z \sin(\alpha) \\ r' = z \frac{\lambda \eta}{a_0} = z \sin(\theta_{diff}) \end{cases} \quad (3.34)$$

nous pouvons écrire l'onde aberrante sous sa forme canonique :

$$W_k(r, r', \varphi, \varphi_k) = z \sqrt{1 - \frac{r^2}{z^2} - \frac{r'^2}{z^2} - 2 \frac{r r'}{z^2} \cos(\varphi - \varphi_k)} \quad (3.35)$$

Une expression approchée peut être obtenue en effectuant un développement de Taylor de la racine carré, en se limitant à l'ordre 4 en r et r' . Nous trouvons alors l'expression suivante pour l'onde aberrante, où les termes ont été classés par puissance de r et de r' :

$$W_k = \begin{cases} z \\ -\frac{1}{z} \left[\frac{r^2}{2} + \frac{r'^2}{2} + r r' \cos(\varphi - \varphi_k) \right] \\ -\frac{1}{2z^3} \left[\frac{r^4}{4} + \frac{r'^4}{4} + \frac{r^2 r'^2}{2} + r^2 r'^2 \cos^2(\varphi - \varphi_k) + (r^3 r' + r r'^3) \cos(\varphi - \varphi_k) \right] \end{cases} \quad (3.36)$$

Par comparaison, dans le livre de Born et Wolf [110], l'onde aberrante, notée W_0 , est décomposée de la manière suivante :

$$W_0 = \begin{cases} b_1^{(0)} \\ +\frac{1}{2} b_1^{(1)} r^2 + \frac{1}{2} b_2^{(1)} r'^2 + b_3^{(1)} r r' \cos(\varphi - \varphi_k) \\ +b_1^{(2)} \frac{r^4}{4} + b_2^{(2)} \frac{r'^4}{4} + b_3^{(2)} \frac{r^2 r'^2}{2} + b_4^{(2)} r^2 r'^2 \cos^2(\varphi - \varphi_k) + (b_5^{(2)} r^3 r' + b_6^{(2)} r r'^3) \cos(\varphi - \varphi_k) \end{cases} \quad (3.37)$$

où les coefficients $b_i^{(0)}$, $b_i^{(1)}$ et $b_i^{(2)}$ sont les coefficient de Seidel respectivement d'ordre 0, d'ordre 1 et d'ordre 2. Par identification des équations 3.36 et 3.37, nous obtenons l'expression analytique des coefficients d'aberration associés à un CSIG, qui sont regroupés dans le tableau de la figure 3.13.

	Piston d'ordre 0					
Ordre 0	$b_1^{(0)}$					
	$b_1^{(0)} = z$					
Ordre 1	Piston d'ordre 1		Défaut de mise au point			
	$b_1^{(1)}$	$b_2^{(1)}$	$b_3^{(1)}$	Basculement		
	$b_1^{(1)} = b_2^{(1)} = b_3^{(1)} = -\frac{1}{z}$					
Ordre 2	Piston d'ordre 2					
	$b_1^{(2)}$	$b_2^{(2)}$	$b_3^{(2)}$	$b_4^{(2)}$	$b_5^{(2)}$	$b_6^{(2)}$
	$b_1^{(2)} = b_2^{(2)} = b_3^{(2)} = b_4^{(2)} = b_5^{(2)} = b_6^{(2)} = -\frac{1}{2z^3}$					
	Aberration sphérique		Courbure de champ		Astigmatisme	
	Distorsion			Coma		

FIGURE 3.13 – Expression analytique des coefficients de Seidel classés par ordre croissant.

Ces coefficients d'aberration décrivent uniquement l'influence de l'angle d'incidence de la source sur l'une des ondes diffractées par le CSIG. En tenant compte de la totalité des ondes diffractées par le composant, on trouve que l'onde propagée globale ainsi que son spectre s'écrivent de la manière suivante :

$$\begin{cases} U_{prop}(x', y', z) = U_{inc}(x', y') \times \sum_{k=1}^N c_k \exp(i\frac{2\pi}{\lambda} W_k) \exp(i2\pi \frac{p_k x' + q_k y'}{a_0}) \\ \tilde{U}_{prop}(f_x, f_y, z) = \tilde{U}_{inc}(f_x, f_y) \otimes \sum_{k=1}^N c_k \exp(i\frac{2\pi}{\lambda} W_k) \delta(f_x - \frac{p_k}{a_0}, f_y - \frac{q_k}{a_0}) \end{cases} \quad (3.38)$$

où \otimes représente le produit de convolution. Analysons maintenant l'influence des ces coefficients d'aberrations sur la figure d'éclairément globale formée en aval du CSIG. La relation 3.36 nous montre que les coefficients d'aberrations de l'onde aberrante W_k peuvent être regroupés en trois catégories : ceux qui ne dépendent pas de k , ceux qui dépendent de $\cos(\varphi - \varphi_k)$ et ceux qui dépendent de $\cos^2(\varphi - \varphi_k)$. en respectant cette décomposition, l'onde aberrante peut alors s'écrire de la manière suivante :

$$W_k = A + B \cos(\varphi - \varphi_k) + C \cos^2(\varphi - \varphi_k) \quad (3.39)$$

avec,

$$\begin{cases} A = z - \frac{1}{2z}(r^2 + r'^2) - \frac{1}{8z^3}(r^2 + r'^2)^2 \\ B = -\frac{1}{z}rr' - \frac{1}{2z^3}(r^3r' + rr'^3) \\ C = -\frac{1}{4z^3}r^2r'^2 \end{cases} \quad (3.40)$$

Pour comprendre l'influence de chacun de ces termes, A, B, et C, nous allons les étudier séparément.

Le piston : Supposons tout d'abord que B et C soient nuls et analysons l'influence de A sur la figure d'éclairement propagée. D'après la relation 3.38, l'expression de l'onde propagée est :

$$\begin{aligned} U_{prop}(x', y', z) &= U_{inc}(x', y') \times \sum_{k=1}^N c_k \exp(i\frac{2\pi}{\lambda}A) \exp(i2\pi \frac{p_k x' + q_k y'}{a_0}) \\ &= U_{inc}(x', y') \exp(i\frac{2\pi}{\lambda}A) \times t_{CSIG}(x', y') \end{aligned} \quad (3.41)$$

L'intensité propagée est alors donnée par la relation suivante :

$$I_{prop}(x', y', z) = |U_{prop}(x', y', z)|^2 = I_{\lambda} FEP_{CSIG}(x', y') \quad (3.42)$$

La figure d'intensité étant inchangée par rapport au cas de référence, nous en déduisons que le terme A n'a aucune influence sur la figure d'intensité. Or, d'après la relation 3.40, le terme A est constitué des coefficients de piston d'ordre 0, 1 et 2, de défaut de mise au point, d'aberration sphérique et de courbure de champ. Nous pouvons donc en déduire que, pour un CSIG, le défaut de mise au point, l'aberration sphérique et la courbure de champ ont le même effet qu'un piston, donc ils ne dégradent pas l'image. Dans le cas de l'aberration sphérique, ceci s'explique par le fait que le CSIG génère un faisceau invariant par propagation.

Le basculement : Supposons maintenant que A et C soient nuls et analysons l'influence de B sur la figure d'éclairement. D'après la relation 3.38, l'expression de l'onde propagée

est :

$$U_{prop}(x', y', z) = U_{inc}(x', y') \times \sum_{k=1}^N c_k \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} B \cos(\varphi - \varphi_k)\right) \exp\left(i 2\pi \frac{p_k x' + q_k y'}{a_0}\right) \quad (3.43)$$

Nous pouvons remarquer que le terme $\cos(\varphi - \varphi_k)$, ainsi que les termes p_k et q_k , peuvent tous se décomposer suivant les termes $\cos(\varphi_k)$ et $\sin(\varphi_k)$. En opérant ce changement, nous pouvons ainsi regrouper les deux exponentielles de la relation 3.43 en une seule, de la manière suivante :

$$\begin{aligned} U_{prop}(x', y', z) &= U_{inc}(x', y') \times \sum_{k=1}^N c_k \exp\left(i 2\pi \frac{p_k(x' - \Delta x) + q_k(y' - \Delta y)}{a_0}\right) \\ &= U_{inc}(x', y') \times t_{CSIG}(x' - \Delta x, y' - \Delta y) \end{aligned} \quad (3.44)$$

avec,

$$\begin{cases} \Delta x = -\frac{B a_0}{\lambda \eta} \cos(\varphi) = z \sin(\alpha) \cos(\varphi) \left(1 + \frac{\sin^2(\alpha)}{2} + \frac{\lambda^2 \eta^2}{2 a_0^2}\right) \\ \Delta y = -\frac{B a_0}{\lambda \eta} \sin(\varphi) = z \sin(\alpha) \sin(\varphi) \left(1 + \frac{\sin^2(\alpha)}{2} + \frac{\lambda^2 \eta^2}{2 a_0^2}\right) \end{cases} \quad (3.45)$$

L'expression de l'intensité propagée prend alors la forme suivante :

$$I_{prop}(x', y', z) = |U_{prop}(x', y', z)|^2 = I_{\lambda FEP_{CSIG}}(x' - \Delta x, y' - \Delta y) \quad (3.46)$$

La figure d'éclairement est tradatée dans le plan transverse d'un vecteur $(\Delta x, \Delta y)$, par rapport au cas de référence. D'après la relation 3.40, le terme B est constitué des coefficients de basculement, de distorsion et de coma. Nous pouvons donc en déduire que dans le cas d'un CSIG, la distorsion et la coma ont pour effet d'augmenter la translation dans le plan transverse, mais elles ne dégradent pas la qualité image.

L'astigmatisme : Supposons enfin que A et B soient nuls et analysons l'influence de C sur la figure d'éclairement propagée. D'après la relation 3.38, l'expression de l'onde propagée est :

$$U_{prop}(x', y', z) = U_{inc}(x', y') \times \sum_{k=1}^N c_k \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} C \cos^2(\varphi - \varphi_k)\right) \exp\left(i 2\pi \frac{p_k x' + q_k y'}{a_0}\right) \quad (3.47)$$

Nous observons dans cette expression de l'amplitude propagée que chaque onde diffractée est déphasée avec une relation de déphasage qui n'est pas linéaire. Par conséquent, la figure

d'éclairement est modifiée par rapport au cas de référence, mais nous n'avons cependant pas trouvé comment caractériser cette modification de manière complète et analytique. Le terme C est constitué uniquement du coefficient d'astigmatisme. Donc il n'y a que l'astigmatisme qui altère la figure d'éclairement.

En conclusion, les coefficients d'aberrations peuvent être ramenés à un terme de piston, un terme de basculement et un terme d'astigmatisme qui contribue, seul, à la dégradation de la *FEP* lorsque l'angle d'incidence augmente. Cette démonstration qui a été faite pour le CSIG est aussi valable pour le composant J_0 du fait de la similarité de leurs décomposition en ondes planes. On peut remarquer, de manière générale, que les composants diffractifs plans se distinguent radicalement des systèmes dioptriques de type lentille mince, car certaines aberrations (coma, distorsion, etc.) disparaissent.

La tolérance angulaire : Le terme d'astigmatisme dans l'expression de l'onde aberrante donnée à la relation 3.39 permet de calculer la déformation maximale du front d'onde en bord de champ :

$$\Delta\Phi = \frac{2\pi}{\lambda} [\max(W_k) - \min(W_k)] = \pi\lambda z \frac{\eta^2}{a_0^2} \sin^2(\alpha) \quad (3.48)$$

Le critère de Rayleigh [111] nous indique que le déphasage maximal tolérable par un système optique avant que la *FEP* ne puisse être considérée comme dégradée est de $\pi/2$, pour la phase aberrante, ou de manière équivalente, d'un écart de $\lambda/4$ pour l'onde aberrante. Dans l'approximation des petits angles ($\sin(\alpha) \simeq \alpha$), cette condition, appliquée à l'équation 3.48, nous donne l'expression de l'angle d'incidence maximal, noté α_{max} , supporté par un CSIG avant que les aberrations n'apparaissent :

$$\alpha_{max} \simeq \frac{a_0}{\eta} \frac{1}{\sqrt{2\lambda z}}, \quad (3.49)$$

Pour un système imageur de longueur focale $F = 60mm$, travaillant dans le domaine visible à $\lambda = 500nm$, et constitué d'un CSIG de paramètres $\eta^2 = 9425$ et $a_0 = 7,5mm$, la tolérance angulaire vaut $\alpha_{max} \simeq \pm 18^\circ$.

3.2.3 Grandissement

Le raisonnement utilisé dans la partie 3.1 page 53 pour démontrer l'invariance par propagation de la répartition d'intensité, a été fait avec une onde incidente plane, c'est-à-dire pour une source à l'infini sur l'axe. Etudions maintenant le cas d'une source ponctuelle, à distance finie d sur l'axe. L'onde incidente sur le composant étant une onde sphérique, le modèle de la *FTEL* n'est plus valide. Nous allons donc utiliser un autre modèle pour la propagation de la lumière, en nous appuyant sur des considérations d'optique géométrique. Le théorème de Malus énonce par exemple que les rayons lumineux sont perpendiculaires au front d'onde. En présence d'une onde incidente plane, le CSIG génère un ensemble de lignes lumineuses parallèles entre elles et perpendiculaires au front d'onde qui matérialise les rayons lumineux provenant de la source. En présence d'une onde sphérique, nous allons de la même manière modéliser la figure d'éclairement générée par un CSIG par un ensemble de lignes toujours perpendiculaires au front d'onde. Dans le cas présent, ces lignes auront pour origine virtuelle le point source et divergeront en pointant dans des directions différentes à partir du composant. Ce principe est illustré à la figure 3.14.

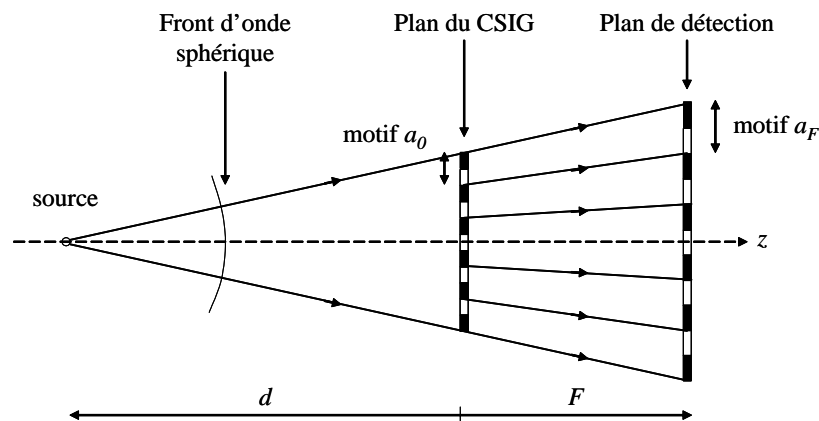


FIGURE 3.14 – Illustration de la dilatation du motif de la figure d'éclairement due à la divergence des lignes générés par le CSIG illuminé par une onde sphérique divergente.

On remarque sur cette figure que la période du motif, qui vaut a_0 au niveau du composant, se dilate au fur et à mesure que l'on s'en éloigne. Le tracé de rayon montre plus précisément que pour une source située à une distance d en amont du composant optique,

et pour un plan de détection situé à une distance F en aval du composant, la taille du motif, notée a_F , vaut :

$$a_F = a_0 \left(1 + \frac{F}{d} \right) \quad (3.50)$$

Ainsi, dans le plan transverse situé à la distance F en aval du composant, la figure d'éclairement est dilatée par rapport à la FEP du CSIG d'un rapport d'homothétie M qui vaut :

$$M = 1 + \frac{F}{d} \quad (3.51)$$

Le CSIG a été utilisé pour démontrer la dilatation de la figure d'éclairement en présence d'une onde sphérique car le fait qu'il génère un ensemble de lignes lumineuses permet de concrétiser notre raisonnement sur le tracé de rayon. Ce raisonnement est plus délicat à faire sur le composant J_0 qui ne possède qu'une ligne lumineuse. Cependant, le composant J_0 et le CSIG ont un comportement physique identique. Nous supposons donc que la figure d'éclairement transverse dilatée, notée I_{dilat} , suit la même évolution pour le composant J_0 et pour le CSIG et a pour expression :

$$I_{dilat}(x, y) = \frac{1}{M^2} I_{composant} \left(\frac{x}{M}, \frac{y}{M} \right) \quad (3.52)$$

où $1/M^2$ est le coefficient de normalisation qui permet d'assurer la conservation de l'énergie d'un plan transverse à un autre. La figure d'éclairement de ces composants étant dilatée en présence d'une onde incidente sphérique divergente, nous en déduisons, d'après la propriété de changement d'échelle de la TF , que le spectre de cette figure d'éclairement, noté \tilde{I}_{dilat} , sera contracté dans le plan de Fourier et aura pour expression :

$$\tilde{I}_{dilat}(f_x, f_y) = \tilde{I}_{composant}(Mf_x, Mf_y) \quad (3.53)$$

Ceci peut se comprendre d'un point de vue physique : si le motif est dilaté, alors sa période est plus grande. Les fréquences spatiales qui le composent sont donc plus petites, d'où une contraction de la FTO . En particulier, la fréquence de coupure ρ_c des composants sera réduite et dépendra de la distance d de la source :

$$\rho_c(d) = \frac{\rho_c}{M} = \frac{d}{d+F} \rho_c \quad (3.54)$$

Ceci a une très grande importance du point de vue de l'imagerie 3D. En effet, en mesurant la fréquence de coupure dans l'espace de Fourier, il est possible de remonter à la distance d de la source. Cette méthode a été proposée par Snoeyink [103] pour faire de la localisation spatiale d'objet lumineux avec un composant J_0 . Nous verrons au chapitre 6, page 155, comment exploiter cette propriété pour faire de l'imagerie 3D avec un CSIG.

3.2.4 Effet zoom

Considérons un objet lumineux étendu, placé à l'infini et sur l'axe optique du composant. Supposons de plus que cet objet est un disque de rayon angulaire α . En supposant que la lumière provenant de cet objet est incohérente, nous en déduisons que la répartition d'intensité sur le détecteur est la convolution de la FEP par l'image géométrique de l'objet, notée O :

$$I(x, y) = [FEP \otimes O](x, y) \quad (3.55)$$

A une distance F du composant, l'image géométrique de cet objet est donc un disque de rayon :

$$r = F \tan(\alpha) \quad (3.56)$$

Nous observons que la taille de l'objet est proportionnelle à la longueur focale F . Si nous supposons que le système imageur est doté d'un mécanisme permettant de translater le détecteur, ou le composant, le long de l'axe optique, il est alors possible de faire varier la longueur focale. Ainsi, en éloignant le détecteur, on augmente la longueur focale et il est alors possible d'agrandir l'objet. La figure 3.15 donne le schéma du système imageur constitué d'un composant J_0 de paramètre $\rho_0 = 12,9m^{-1}$ et d'un détecteur de 1024×1024 pixels, de taille $t_{pix} = 12\mu m$. Le système imageur est placé dans un premier temps à une distance $F = 60mm$ et observe la lune, qui a un diamètre apparent $\alpha \simeq 9mrad$. La translation du plan de détection jusqu'à 10 fois la distance initiale permet d'observer l'effet d'agrandissement.

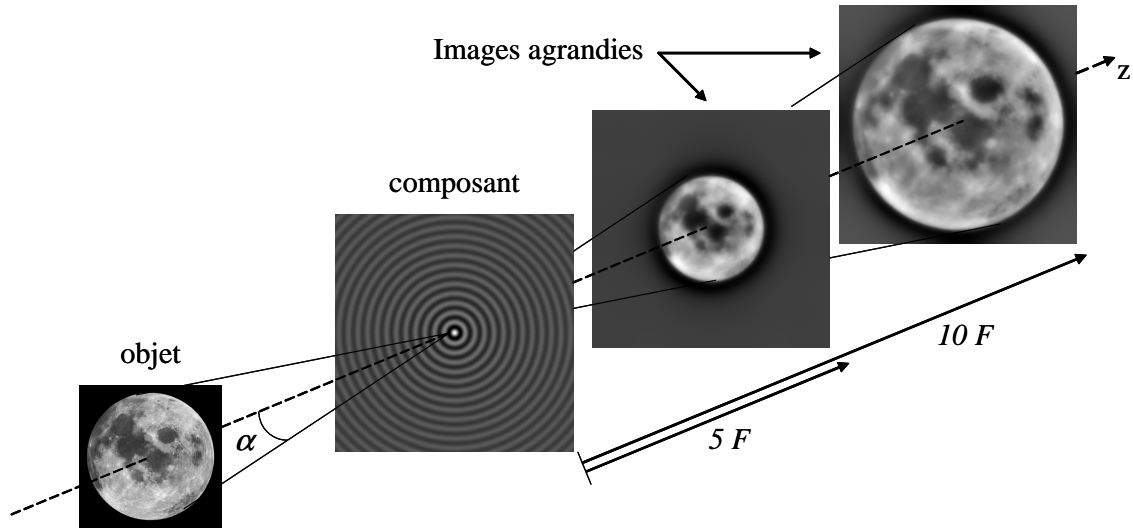


FIGURE 3.15 – Schéma de fonctionnement de l'agrandissement de l'image en fonction de la translation du plan de détection.

Analysons maintenant la résolution de l'image. Pour le composant J_0 , nous avons vu à la relation 3.9, page 56, que le pic central de la FEP a un rayonne taille r_0 . Pour un objet à l'infini, dont l'image géométrique a un rayon r , nous définissons alors le nombre de points résolus de l'image, noté n_∞ , comme le rapport de l'aire de l'image divisé par l'aire du pic central de la FEP :

$$n_\infty = \frac{\pi r^2}{\pi r_0^2} = \left(\frac{F\alpha}{r_0} \right)^2 \quad (3.57)$$

Cette relation montre que le nombre de points résolus est proportionnel au carré de la longueur focale F . Nous pouvons en déduire qu'en plus de la taille, la résolution de l'image augmente si on augmente la longueur focale : il y a donc un effet zoom. Cet effet zoom a déjà été démontré par Druart *et al.* pour le composant J_0 [102], et nous allons l'illustrer à travers une série de simulations numérique présentées à la figure 3.16, et reprenant les paramètres du montage présenté à la figure 3.15.

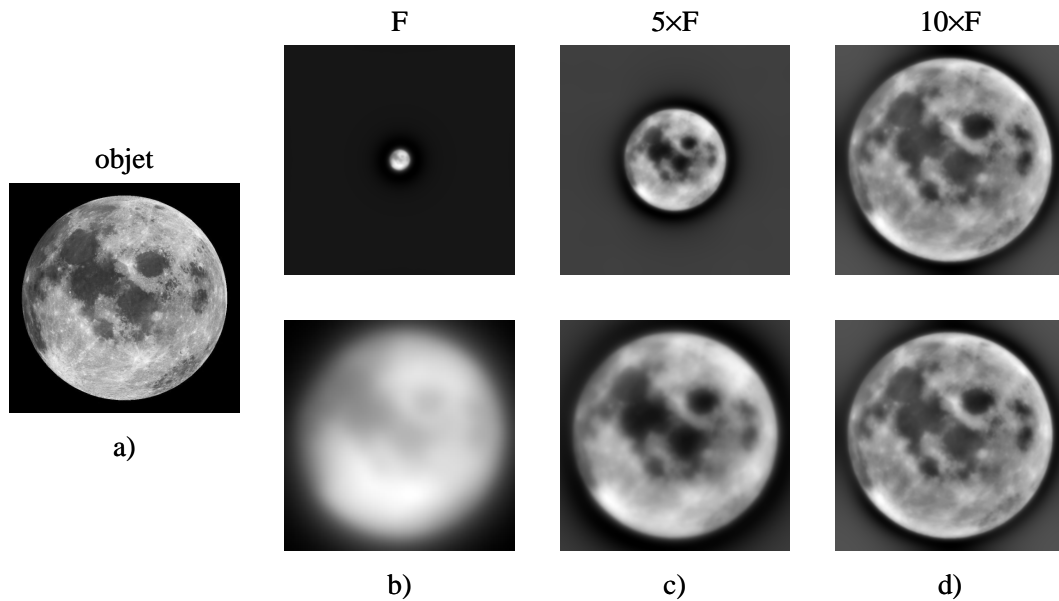


FIGURE 3.16 – Illustration de l’effet zoom pour un objet étendu comme la lune (a) imagé par un composant J_0 à 1, 5 et 10 fois la longueur focale F (b, c, d). La ligne d’images supérieures correspond aux images, en pixels, que l’on obtiendrait sur tout le détecteur. La ligne inférieure correspond aux images, en nombre de points résolus, obtenues pour un champ de vue équivalent.

Sur cette figure, l’objet observé est toujours la Lune de diamètre apparent $\alpha \simeq 9mrad$ (a). Le détecteur est translaté le long de l’axe optique pour obtenir les images (b,c,d) présentées sur la ligne du haut. La première image (b) est obtenue pour une distance entre le composant et le détecteur égale à la longueur focale $F = 60mm$. La seconde (c) est obtenue pour une distance de 5 fois la longueur focale et la troisième (d) est obtenue pour une distance de $10 \times F$. Ces images, présentées sur la ligne du haut, dont la taille est égale à celle du détecteur permettent de mettre en évidence le grandissement de la Lune lorsque la longueur focale augmente. Pour mettre en évidence l’effet zoom, nous avons sélectionné sur chacune de ces images l’imagelette correspondant à un champ de vue de diamètre apparent α . Ces imagelettes sont présentées sur la ligne du bas en nombre points résolus, et non plus en pixel comme les images du haut, et sans rééchantillonnage du signal. Nous observons une augmentation de la résolution de l’image la moins résolue (b) à la plus résolue (d). L’augmentation de la longueur focale montre un gain en résolution de l’image, donc on a bien un effet zoom.

En conclusion, la propriété d'invariance par propagation des faisceaux non diffractants confère aux composants continûment auto-imageants des propriétés d'imagerie remarquables. Ces derniers présentent en effet une profondeur de champ infinie, une grande tolérance angulaire, et la possibilité d'obtenir un effet zoom en translatant simplement le détecteur par rapport au composant. Ces composants sont donc intéressants pour concevoir un système imageur simple et agile.

3.3 Influence de la taille finie du composant

Jusqu'à présent, nous avons considéré le cas théorique des composants ayant une taille infinie. Nous allons maintenant voir quelle est l'influence de la taille de ces composants, forcément limitée en pratique, sur les propriétés d'imagerie du système imageur. Dans la suite, le système imageur sera constitué d'un composant *CAI* de taille finie D et d'un détecteur matriciel de taille D_{det} caractérisé par sa matrice de $n_{det} \times n_{det}$ pixels de taille t_{pix} . Les plans formés par le composant et le détecteur sont parallèles entre eux et la distance qui les sépare, notée F , est la longueur focale du système imageur, comme le montre le schéma du système imageur donné à la figure 3.17.

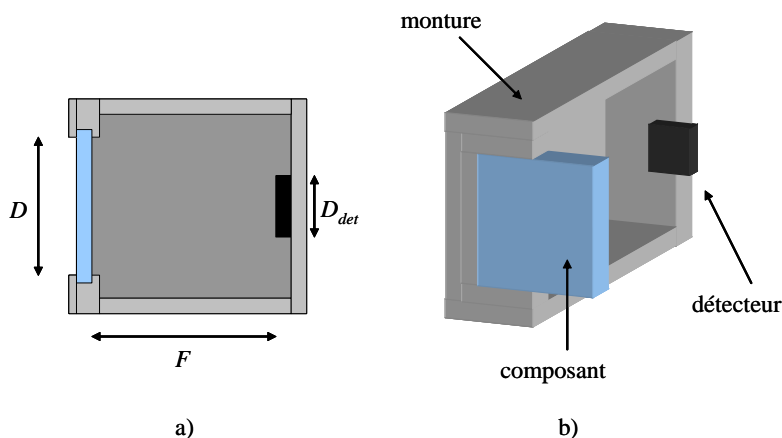


FIGURE 3.17 – Schéma du système imageur composé d'un composant diffractif continûment auto-imageant et d'un détecteur matriciel. Vue en coupe (a) et vue en 3D (b).

3.3.1 Fonctionnement en masque codé ou en pupille codée

Nous avons vu lors de la définition des composants dans la partie 3.1.3 que l'amplitude propagée en aval du composant peut être vue comme une somme finie ou infinie d'ondes planes, selon que l'on considère un CSIG ou un composant J_0 . Avec un composant de taille finie, le support de ces ondes, c'est-à-dire la zone du plan transverse où l'intensité est globalement non nulle, est lui aussi fini. Ces ondes diffractées s'écartent progressivement de l'axe optique lorsque la distance z augmente du fait de leur angle de diffraction θ_{diff} . C'est ce qui est schématisé à la figure 3.18.

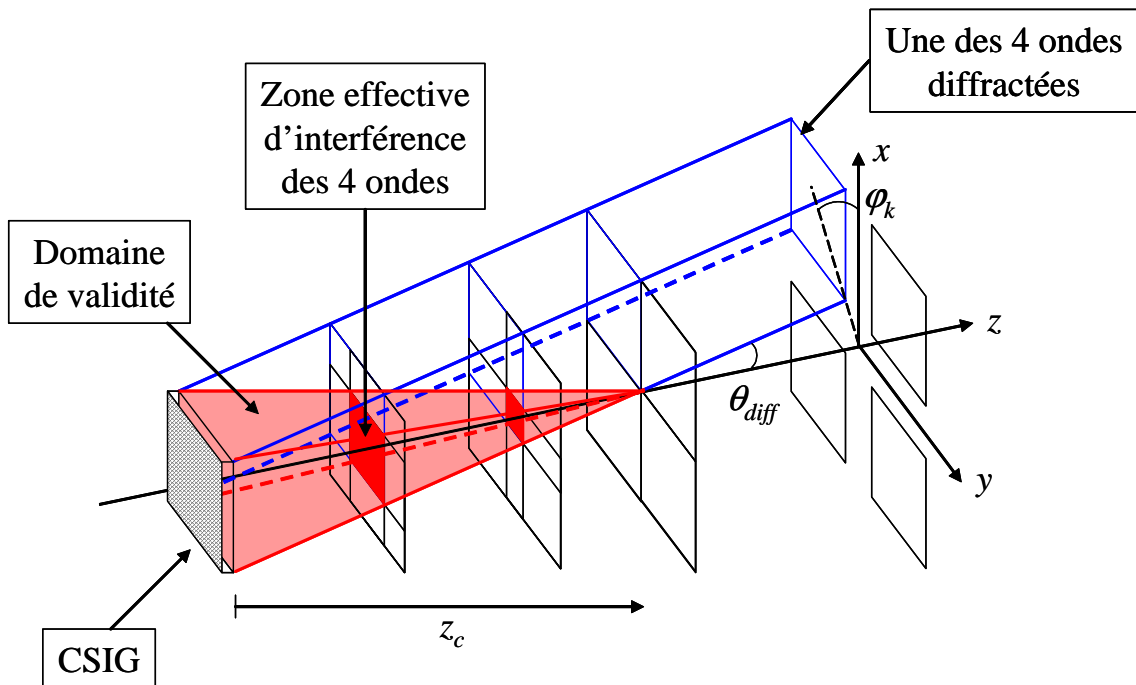


FIGURE 3.18 – Schéma de la zone réduite (en rouge) où les interférences sont totales, pour un CSIG ayant une pupille de forme carrée et diffractant 4 ordres.

L'intersection des supports est quasiment totale lorsque l'on est proche du composant. Au fur et à mesure que l'on s'en éloigne, la zone d'intersection entre ces supports se réduit jusqu'à ce que les supports soient disjoints au-delà d'une distance critique, notée z_c . Ainsi, la zone de l'espace où toutes les ondes diffractées par le composant interfèrent, et où la figure d'interférence sera identique à celle que l'on obtiendrait avec un composant infiniment étendu, est réduite. Dans l'approximation de l'optique géométrique, c'est-à-

dire en négligeant les effets de diffraction dus aux bords du composant, on trouve que cette zone ressemble à un cône dont l'axe est confondu avec l'axe optique, dont l'angle au sommet vaut $\theta_{diff} \simeq \lambda\eta/a_0$ et dont la base est délimitée par la forme du composant de taille D . Avec ces hypothèses, la distance critique z_c s'écrit de la manière suivante :

$$z_c = \frac{D}{2\tan(\theta_{diff})} \simeq \frac{Da_0}{2\lambda\eta} \quad (3.58)$$

Nous pouvons constater que cette distance critique dépend de la longueur d'onde. Par conséquent, la zone de transition autour de z_c aura un caractère chromatique qui n'existe pas en régime invariant lorsqu'on est proche du composant. En s'appuyant sur la méthode de la phase stationnaire que nous avons présentée dans la partie 3.2.1, page 61, nous pouvons analyser les zones du composant qui contribuent à la formation de l'intensité lumineuse sur l'axe optique, comme le montre la figure 3.19.

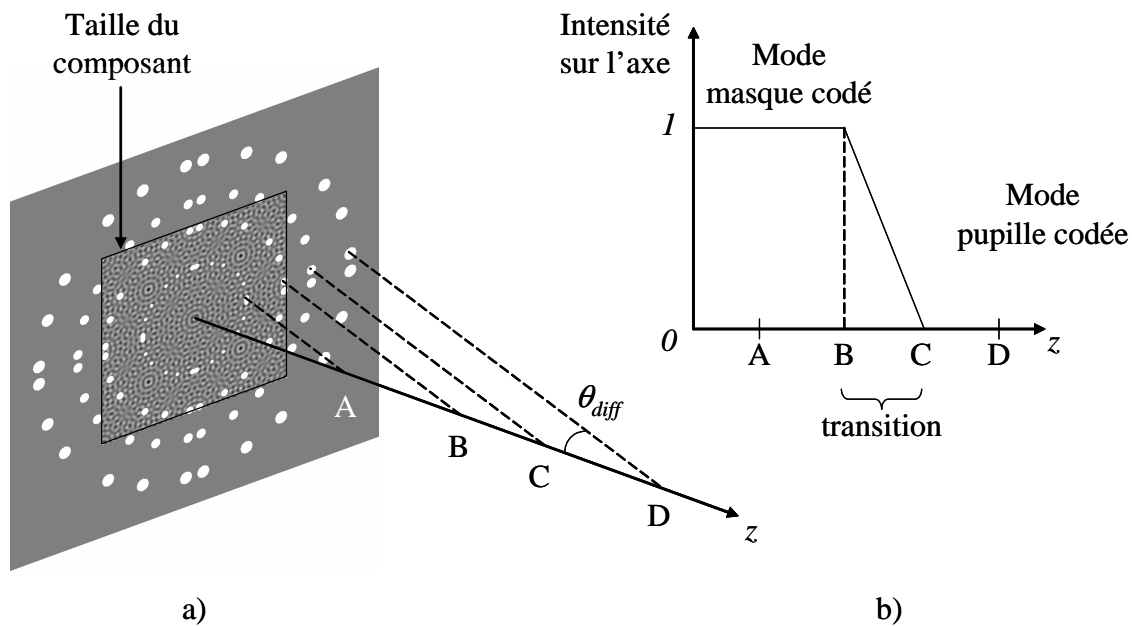


FIGURE 3.19 – Lorsqu'on éloigne le point d'observation, du point A au point D, la zone de Fresnel illustrée sur le schéma (a) passe successivement de l'intérieur du composant (A), au bord (B, C) et puis à l'extérieur (D). L'évolution de l'intensité sur l'axe est illustrée sur le schéma (b).

Cette figure montre que pour un point proche du composant (A), les zones sollicitées se trouvent à l'intérieur de la pupille du composant et le composant est donc vu comme infini. Pour des distances intermédiaires proches de la distance critique z_c , entre (B) et

(C), les zones de Fresnel sont en bord de pupille donc les effets de diffraction par les bords du composant sont visibles sur tout le détecteur. Enfin, si le détecteur est placé au-delà de la distance critique (D), alors aucune zone de Fresnel ne contribue à l'intensité sur l'axe car elles sont toutes en dehors du composant. Elle peuvent cependant contribuer à l'intensité hors d'axe.

On peut donc distinguer 3 régimes de fonctionnement différents en fonction de la position du détecteur par rapport au composant. Lorsque le détecteur est proche du composant, on observe un premier régime où le composant fonctionne comme un *masque codé*. Puis vient un régime de transition dans le cas où le détecteur est éloigné d'une distance proche de z_c . Enfin, lorsque la longueur focale dépasse la distance critique, on observe un régime où le composant fonctionne comme une *pupille codée*. Le premier régime correspond au domaine de diffraction de Fresnel et le dernier au régime de diffraction de Fraunhofer. Comme nous souhaitons bénéficier du régime d'invariance propre au composant infiniment étendu, nous dimensionnerons le système imageur pour être en mode masque codé.

Sur la figure 3.19, nous pouvons de plus déterminer la distance z' du point B qui correspond à la fin du régime d'invariance. Cette distance correspond au cas du rayon lumineux situé à l'extrémité de la première zone de Fresnel, de rayon r et largeur Δr , et partant du bord de la pupille de taille D pour venir interférer sur l'axe. La distance z' est donc définie par la relation suivante :

$$\frac{D}{2} = r + \frac{\Delta r}{2} \simeq z' \theta_{diff} + \frac{\sqrt{2\lambda z'}}{2} \quad (3.59)$$

En modifiant cette équation, nous pouvons déterminer l'expression suivante de la distance z' :

$$z' \simeq \frac{D}{2\theta_{diff}} - \frac{\sqrt{\lambda(\lambda/2 + D\theta_{diff})}}{2\theta_{diff}^2} \simeq z_c - \frac{\sqrt{\lambda(\lambda/2 + D\theta_{diff})}}{2\theta_{diff}^2} \quad (3.60)$$

Cette distance z' peut être utilisée pour définir la profondeur de champ du système imageur, car elle est plus précise que la distance critique z_c déterminée par un calcul d'optique géométrique. La simulation que nous présentons à la figure 3.20 illustre cette

différence. Sur la figure 3.20(a), nous avons représenté l'évolution de la figure d'éclairement sur l'axe obtenue avec une source monochromatique de longueur d'onde $\lambda_0 = 570nm$ éclairant un composant J_0 de paramètre $\rho_0 = 12,9mm^{-1}$ et de taille $D = 4,2mm$. Dans ces conditions, on observe que l'intensité sur l'axe présente une variation assez sensible en fonction de la distance z (de l'ordres de 20%), atteint un maximum en $z' = 242mm$, puis chute au-delà de la distance critique $z_c = 286mm$. La figure 3.20(b) illustre l'évolution de l'intensité sur l'axe, pour le même composant J_0 , mais obtenue dans le cas d'une source polychromatique de longueur d'onde λ_0 et de largeur spectrale $\Delta\lambda = 70nm$. Dans ces conditions, on observe que l'intensité sur l'axe est invariante par propagation jusqu'à la distance z' , et non z_c , à partir de laquelle elle chute brusquement.

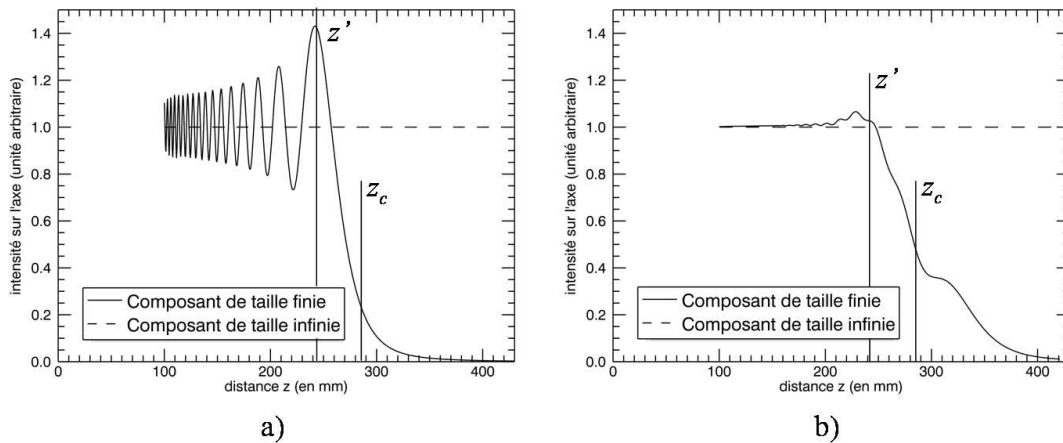


FIGURE 3.20 – Illustration de l'intensité sur l'axe pour un composant J_0 de paramètre $\rho_0 = 12,9mm^{-1}$ et de taille $D = 4,2mm$ en éclairissement monochromatique (a) et en éclairissement polychromatique (b). Les distances caractéristiques z_c et z' , obtenues respectivement par un calcul d'optique géométrique et par la méthode de la phase stationnaire, sont aussi représentées.

Ainsi, pour concevoir un système imageur robuste, c'est-à-dire ayant une grande profondeur de champ, nous devons placer le détecteur à une distance inférieure à la distance z' , de manière à ce que le composant fonctionne en régime de masque codé et que la figure d'éclairement soit invariante au niveau du détecteur.

3.3.2 Conséquences sur les fonctions de mérite

Avec un composant de taille finie D , la transmittance peut être modélisée comme le produit de la transmittance idéale infiniment étendue, t , par une fonction pupillaire notée pup :

$$\begin{cases} t'(x, y) = t(x, y) \times pup(x, y) \\ T'(f_x, f_y) = [T \otimes \widetilde{pup}](f_x, f_y) \end{cases} \quad (3.61)$$

Dans la suite, nous considérerons le cas où la fonction pupillaire, pup , est un disque de diamètre D . Sa TF , notée \widetilde{pup} , est donc une fonction J_1 de Bessel. Ainsi, la relation précédente nous montre que pour un composant limité par une pupille de forme circulaire, la TF de la transmittance est convoluée par une fonction J_1 de Bessel. Nous supposons donc, en première approximation, que la TF de la transmittance d'un composant J_0 est un anneau de rayon ρ_0 et d'épaisseur ϵ , définie par :

$$\epsilon = 1/D \quad (3.62)$$

Dans le cas d'un CSIG, la TF de la transmittance sera modélisée par un ensemble de N petits disques d'aire ϵ^2 répartis sur le cercle de rayon ρ_0 . Nous pouvons donc remarquer que l'aire de T_{J_0} est supérieure à celle de T_{CSIG} , tant que N n'est pas trop élevé, et la relation suivante est toujours vérifiée :

$$N\epsilon^2 \leq 2\pi\rho_0\epsilon \quad (3.63)$$

En augmentant le nombre d'ordres diffractés N , les petits disques qui forment T_{CSIG} vont se rapprocher jusqu'à former un anneau d'épaisseur ϵ , identique à T_{J_0} . Ainsi, le terme $N\epsilon^2$ tend vers $2\pi\rho_0\epsilon$ et le composant J_0 peut donc être vu comme le cas dégénéré d'un CSIG lorsque le nombre d'ordres diffractés N tend vers l'infini. Il existe alors une valeur de N maximale, notée N_{max} , à partir de laquelle T_{CSIG} et T_{J_0} sont confondues, et qui vaut :

$$N_{max} = \frac{2\pi\rho_0}{\epsilon} \quad (3.64)$$

Pour une taille de composant donnée, il faudra donc choisir un nombre d'ordres diffractés N inférieur à N_{max} pour que le CSIG soit distinct du composant J_0 . De plus, en tenant compte de cet effet de pupille, l'expression de la FEP devient pour ces deux composants :

$$\begin{cases} FEP_{J_0}(x, y) \simeq 2\pi\rho_0\epsilon |J_0(2\pi\rho_0r)|^2 \\ FEP_{CSIG}(x, y) \simeq N\epsilon^2 \left| \sum_{k=1}^N \exp\left(i2\pi\frac{p_kx+q_ky}{a_0}\right) \right|^2 \end{cases} \quad (3.65)$$

Nous pouvons alors redéfinir la valeur du contraste pour les pics de la FTO . Dans le cas du composant J_0 , nous obtenons :

- un pic central de valeur 1
- un disque de rayon ρ_c et de valeur $2\epsilon^2/(2\pi\rho_0\epsilon) = 2\epsilon/(2\pi\rho_0)$,

et dans le cas du CSIG, nous obtenons :

- un pic central de valeur 1
- $(N^2/2 - N)$ pics intermédiaires de valeur $2\epsilon^2/(N\epsilon^2) = 2/N$
- N pics externes répartis sur le cercle de rayon ρ_c et de valeur $\epsilon^2/(N\epsilon^2) = 1/N$

Nous observons ici que la valeur du contraste est bien un nombre sans dimension pour les deux composants. Ceci n'était pas le cas lorsque nous avons défini la FEP pour un composant infiniment étendu, relation 3.24 page 65. Ainsi, le fait de tenir compte de la taille du composant rend les résultats plus proches de la réalité et plus cohérents. Par ailleurs, nous observons que le contraste de la FTO dépend de ϵ dans le cas du composant J_0 , mais pas dans le cas du CSIG. La relation 3.62 montre que ϵ est inversement proportionnel à la taille D du composant, ainsi, en réduisant la taille du composant, il est possible d'augmenter la valeur du contraste de la FTO , pour le composant J_0 mais pas pour le CSIG. La comparaison des valeurs du contraste pour ces deux composants est illustrée sur la figure 3.21. Sur ce graphe, nous avons reporté, pour différentes tailles de pupille D , la valeur du contraste d'un pic situé à la fréquence de $\rho_c/2$, pour un composant J_0 , pour un CSIG diffractant 24 ordres et pour un CIG diffractant 48 ordres. On observe bien sur cette figure que le contraste de la FTO du composant J_0 augmente lorsque la taille du composant diminue, alors qu'il ne varie pas dans le cas d'un CSIG.

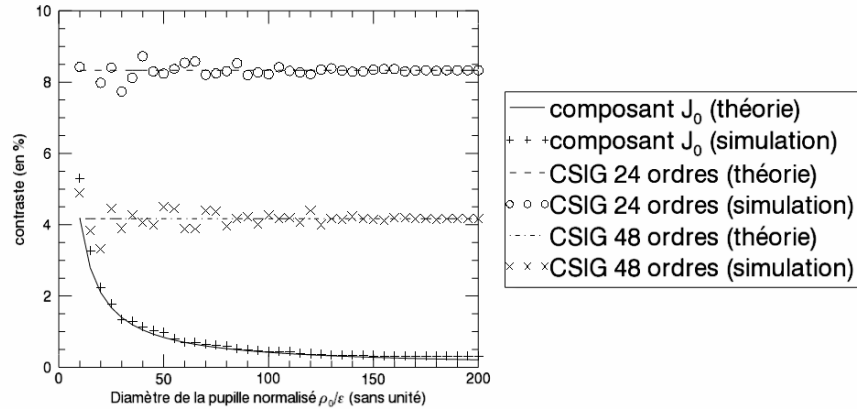


FIGURE 3.21 – Graphe représentant les résultats de simulation du contraste de la *FTO* pour un composant J_0 , un CSIG diffractant $N = 24$ ordres et un CSIG diffractant $N = 48$ ordres. Pour ces trois composants, qui ont le même paramètre ρ_0 , on trace le contraste de la *FTO* à la fréquence spatiale de $\rho_c/2$ en fonction de la taille de la pupille.

Enfin, la figure 3.22 illustre une coupe radiale de la *FTO* obtenue pour un composant J_0 , et pour trois CSIG différents diffractant respectivement $N = 12, 24$ et 48 ordres, ayant tous une même taille de composant D . La *FTO* d’une lentille de même fréquence de coupure est donnée à titre indicatif. Sur cette figure, on observe que le contraste des CSIG est meilleur que celui du composant J_0 , quel que soit le nombre d’ordres diffractés, mais plus N augmente, plus le contraste diminue et tend vers celui du composant J_0 .

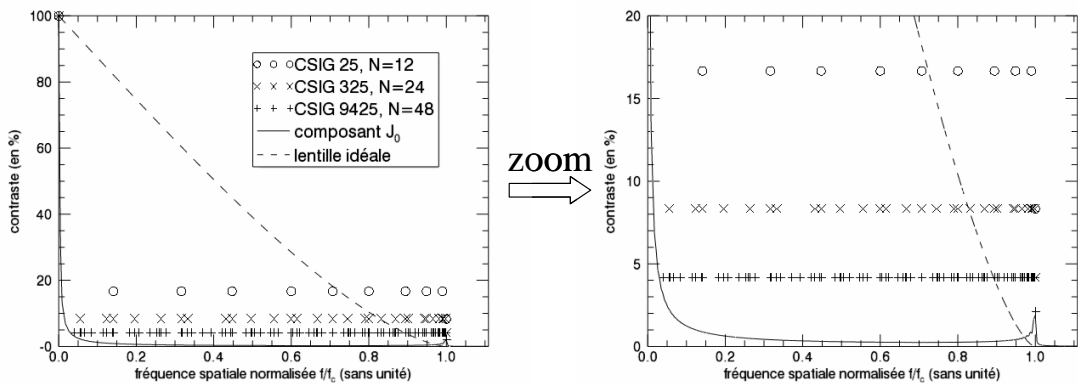


FIGURE 3.22 – Graphe illustrant une coupe radiale de la *FTO* pour un composant J_0 et pour trois CSIG diffractant respectivement $N=12, 24$ et 48 ordres. Plus N augmente, plus le contraste du CSIG tend vers celui du composant J_0 . Le contraste d’une lentille mince idéale de même fréquence de coupure est donné à titre indicatif.

3.3.3 Bilan radiométrique

L'analyse des fonctions de mérite d'un composant CAI a montré que la FEP est étalée dans l'espace réel, alors que la FTO a un support fini dans l'espace de Fourier. En particulier, l'information est contenue dans tout le disque de rayon ρ_c pour le composant J_0 et elle est concentré sur N' pics dans le cas du CSIG. Nous allons donc travailler préférentiellement dans l'espace de Fourier pour mesurer l'information sur la scène observée dans le spectre de l'image. Dans des conditions de mesure expérimentales, l'image acquise par le détecteur contiendra le signal utile provenant de la scène observée, mais aussi des bruits de mesure divers (lumière parasite, bruit du détecteur, etc.). L'étude radiométrique que nous allons présenter ici va consister à comparer le rapport entre le signal utile et le bruit, dans l'espace de Fourier, pour ces deux composants. Nous chercherons en particulier celui qui maximise le Rapport Signal sur Bruit (RSB), car c'est celui qui maximisera la fiabilité de mesure de l'information sur la scène observée.

Reprenons l'expression de la figure d'éclairement, donnée à la relation 3.18 page 62, et obtenue pour une source ponctuelle à l'infini sur l'axe, monochromatique de longueur d'onde λ et d'intensité moyenne I_λ . En mode masque codé, cette répartition d'éclairement formée sur le détecteur a pour expression :

$$I_{composant}(x, y) = I_\lambda |t_{composant}(x, y)|^2 \quad (3.66)$$

Par propriété de la TF , la valeur de l'intensité sur l'axe, $I_{composant}(0, 0)$, est liée à l'intégrale du spectre de l'image, noté $\tilde{I}_{composant}$, dans le plan de Fourier par la relation suivante :

$$\iint_{\mathbb{R}^2} \tilde{I}_{composant}(f_x, f_y) df_x df_y = I_{composant}(0, 0) = I_\lambda \quad (3.67)$$

Cette relation signifie que l'énergie contenue dans le spectre de l'image est la même quel que soit le composant et vaut I_λ . Or, comme nous venons de le préciser, ce spectre est constitué de l'ensemble des fréquences spatiales à l'intérieur de la fréquence de coupure, dans le cas du composant J_0 , et d'un nombre fini N' de fréquences spatiales à l'intérieur de cette même fréquence de coupure, pour le CSIG. Une même quantité d'énergie étant

répartie sur moins de pics, nous nous attendons donc à ce que le spectre de l'image obtenue avec un CSIG ait des valeurs plus élevées que celui obtenu avec le composant J_0 .

Pour vérifier cela, nous allons prendre la définition de la *FEP*, que nous avons donnée à la relation 3.22 page 65, pour exprimer l'intensité dans le plan du composant en fonction de la *FEP* :

$$I_{composant}(x, y) = \iint_{\mathbb{R}^2} I_{composant}(x, y) dx dy \times FEP_{composant}(x, y) \quad (3.68)$$

En adaptant la relation de Parseval-Plancherel, donnée par la relation 3.23 page 65, aux composants de taille finie, on trouve une intégrale de la figure d'éclairement qui vaut $I_\lambda/(2\pi\rho_0\epsilon)$ pour le composant J_0 et $I_\lambda/(N\epsilon^2)$ pour le CSIG. Un calcul de TF nous permet alors d'obtenir l'expression du spectre de l'image en fonction de la *FTO* de ces deux composants :

$$\begin{cases} \tilde{I}_{J_0}(f_x, f_y) = \frac{I_\lambda}{2\pi\rho_0\epsilon} FTO_{J_0}(f_x, f_y) \\ \tilde{I}_{CSIG}(f_x, f_y) = \frac{I_\lambda}{N\epsilon^2} FTO_{CSIG}(f_x, f_y) \end{cases} \quad (3.69)$$

Nous pouvons tout d'abord remarquer grâce à ces expressions que le pic central du spectre de l'image est plus faible pour un composant J_0 que pour un CSIG. En effet, la *FTO* en $(0, 0)$ est la même pour les deux composants et vaut 1, et le coefficient $N\epsilon^2$ est toujours inférieur au coefficient $2\pi\rho_0\epsilon$, d'après la relation 3.63, page 85. Ce pic central caractérise la valeur moyenne d'une image, mais n'apporte aucune information sur la texture de l'image. Ainsi, le composant J_0 présente l'avantage de minimiser l'énergie présente dans ce pic. De plus, nous venons de voir que le contraste d'une fréquence spatiale située à la moitié de la fréquence de coupure, $\rho_c/2$, vaut $(2\epsilon)/(2\pi\rho_0)$ pour un composant J_0 , et $2/N$ pour un CSIG. Nous en déduisons la valeur du spectre de l'image à cette fréquence, pour les deux composants :

$$\begin{cases} \tilde{I}_{J_0}(\rho_c/2) = \frac{I_\lambda}{2\pi\rho_0\epsilon} \frac{2\epsilon}{2\pi\rho_0} = I_\lambda \frac{2}{(2\pi\rho_0)^2} \\ \tilde{I}_{CSIG}(\rho_c/2) = \frac{I_\lambda}{N\epsilon^2} \frac{2}{N} = I_\lambda \frac{2}{(N\epsilon)^2} \end{cases} \quad (3.70)$$

En utilisant à nouveau la relation 3.63, on vérifie bien que la valeur du spectre obtenu avec un CSIG est toujours supérieure à celle obtenue avec un composant J_0 . En présence d'un bruit de mesure dans l'espace de Fourier, nous pouvons définir le Rapport Signal sur Bruit (*RSB*), comme le rapport de la valeur du spectre de l'image pour une fréquence spatiale donnée, sur la valeur moyenne du bruit dans l'espace de Fourier. La remarque précédente nous permet donc de montrer que le *RSB* sera meilleur avec un CSIG qu'avec un composant J_0 , ce qui permet d'envisager un système imageur plus robuste au bruit. Ce point constitue la première raison pour laquelle nous allons choisir le CSIG plutôt que le composant J_0 , et a donné lieu à une publication dans la revue *Optics Letters* [112]. La deuxième point est l'exploitation de la lacunarité, combinée à la contraction de la *FTO* due au grandissement, pour multiplexer différents types d'informations dans l'espace de Fourier. Nous verrons de cette manière dans le chapitre 6 que ce composant est bien adapté pour l'extraction d'information 3D.

3.4 Conclusion sur le choix du composant

Nous venons de mener une étude comparative des propriétés d'imagerie des composants continûment auto-imageants. Nous avons étudié deux familles de composants : celle pour laquelle la *TF* de la transmittance est constituée d'un cercle entier, représentée par le composant J_0 , et celle pour laquelle la *TF* de la transmittance est constituée d'un nombre fini de points situés à l'intersection entre ce cercle et une grille cartésienne, représentée par le CSIG. Nous allons récapituler ces propriétés pour montrer en quoi le CSIG est le composant le plus intéressant pour concevoir un système imageur simple, robuste et spécialisé.

Notre choix de suivre l'approche "sans lentille" nous a permis d'avoir un système imageur constitué d'un seul composant et d'un détecteur. Par ailleurs, la propriété d'invariance des composants *CAI* nous a permis d'envisager une fonction zoom qui peut être obtenue de la manière la plus simple qui soit : en translatant le détecteur par rapport au

composant le long de l'axe optique. Nous avons donc un système imageur à la fois simple et agile.

Par ailleurs, grâce à sa très grande profondeur de champ, le système imageur est tolérant et peut fonctionner dans des conditions opérationnelles défavorables (vibrations, chocs thermiques, etc.). Le système d'autofocus qui est traditionnellement utilisé pour compenser ces défauts n'est donc pas utile ici, rendant l'architecture optique encore plus simple. De même, nous avons vu que les composants *CAI* présentent de faibles aberrations géométriques et pas d'aberrations chromatiques en régime de masque codé. De ce fait, le domaine isoplanétique est plus important que celui d'une lentille, ce qui permet de simplifier et de rendre plus robuste le post-traitement utilisé pour déconvoluer les images, car nous pourrions appliquer le même traitement à tous les objets situés dans le champ de vue α_{max} . Enfin, nous avons vu que le composant J_0 et le CSIG collectent la même énergie provenant de la source, mais le CSIG la concentre dans moins de fréquences spatiales que le composant J_0 , ainsi, au niveau des fréquences spatiales utiles, la *FTM* d'un CSIG présente un meilleur contraste que celle d'un composant J_0 rendant le CSIG plus robuste au bruit.

Enfin, la périodicité de la transmittance d'un CSIG implique une discrétisation de la *FTM*. De ce fait, ce composant ne transmet qu'un nombre fini de fréquences spatiales, contrairement au composant J_0 qui transmet l'intégralité des fréquences à l'intérieur de la fréquence de coupure. Pour faire de l'imagerie généraliste, qui nécessite d'avoir toutes les fréquences spatiales pour avoir toute l'information sur les objets observés, nous en déduisons que le composant J_0 est le plus adapté. A l'inverse, pour le CSIG, cette lacunarité peut être mise à profit pour multiplexer plusieurs informations ensemble dans l'espace de Fourier. Dans le cas d'une information de distance, ce multiplexage permet d'envisager avec le CSIG un système imageur simple, robuste et spécialisé pour la vision 3D.

Chapitre 4

Du système imageur théorique à sa réalisation pratique, choix et conséquences

Sommaire

4.1	Réalisation pratique des composants	94
4.1.1	Choix du codage	94
4.1.2	Conséquence de la binarisation : perte de l'invariance	102
4.1.3	Détermination de la profondeur de champ	115
4.2	Réalisation d'un dispositif de démonstration	119
4.2.1	Construction de la caméra	119
4.2.2	Calibration de la longueur focale	123

Le système imageur *idéal* défini et présenté dans le chapitre précédent ne tenait pas compte des contraintes liées à la réalisation pratique du composant. Dans ce chapitre, nous allons analyser en détail ces contraintes ainsi que leurs conséquences sur les propriétés du système imageur *réel*. Puis, nous utiliserons ces résultats pour dimensionner et réaliser un démonstrateur. Nous présenterons enfin les différentes étapes de traitement d'image

adapté au CSIG que nous avons développées afin d'extraire les informations sur les objets observés avec la plus grande fiabilité possible. Nous utiliserons ce démonstrateur dans le chapitre suivant pour vérifier expérimentalement les propriétés d'imagerie des CSIG, comme l'imagerie 3D par exemple.

4.1 Réalisation pratique des composants

Dans le chapitre précédent, nous avons caractérisé la transmittance d'un composant diffractant par une fonction mathématique continue, 2D et à valeurs réelles ou complexes. Cette fonction assure que la lumière incidente venant d'une source à l'infini sur l'axe, et modulée par le composant optique, génère en aval de ce dernier une figure d'intensité invariante par propagation. Pour réaliser en pratique le système imageur s'appuyant sur ces faisceaux invariants, il nous faut trouver un moyen technique de réaliser cette fonction mathématique. Une solution consiste à coder localement le coefficient de transmission d'une lame mince, au moyen d'un masque d'amplitude et/ou un masque de phase, de manière à reproduire fidèlement cette fonction.

4.1.1 Choix du codage

Nous avons vu que les coefficients c_k , qui représentent l'efficacité de diffraction des N ordres du CSIG, doivent tous valoir $c_k = 1/N$ pour que le CSIG soit réalisable physiquement. Dans ce cas, la transmittance est une fonction réelle, continue, à valeurs dans $[-1, 1]$. Son expression, ainsi que celle de sa TF , deviennent alors :

$$\begin{cases} t_{CSIG}(x, y) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \exp\left(i2\pi \frac{p_k x + q_k y}{a_0}\right) \\ T_{CSIG}(f_x, f_y) = \frac{1}{N} \sum_{k=1}^N \delta\left(f_x - \frac{p_k}{a_0}, f_y - \frac{q_k}{a_0}\right) \end{cases} \quad (4.1)$$

La transmittance étant une fonction réelle, elle peut donc se décomposer en deux fonctions : l'une représentant sa valeur absolue et l'autre représentant son signe :

$$t_{CSIG}(x, y) = |t_{CSIG}(x, y)| \times \text{signe}(t_{CSIG}(x, y)), \quad (4.2)$$

et où la fonction *signe* est définie par :

$$\text{signe}(X) = \begin{cases} 1 & \text{si } X \geq 0 \\ -1 & \text{sinon} \end{cases} \quad (4.3)$$

La figure 4.1 illustre cette décomposition de la transmittance en deux fonctions, *valeur absolue* et *signe*, dans le cas d'un CSIG de paramètre $\eta^2 = 325$. La transmittance (a) qui est à valeurs dans l'intervalle $[-1, 1]$ est représentée en niveaux de gris, de -1 en noir à 1 en blanc. La fonction qui représente la valeur absolue de la transmittance (b) est continue et à valeurs dans $[0, 1]$. Elle est représentée en niveaux de gris, de 0 en noir à 1 en blanc. Enfin, la fonction qui représente le signe (c) est binaire et prend pour valeurs -1 (en noir) et 1 (en blanc).

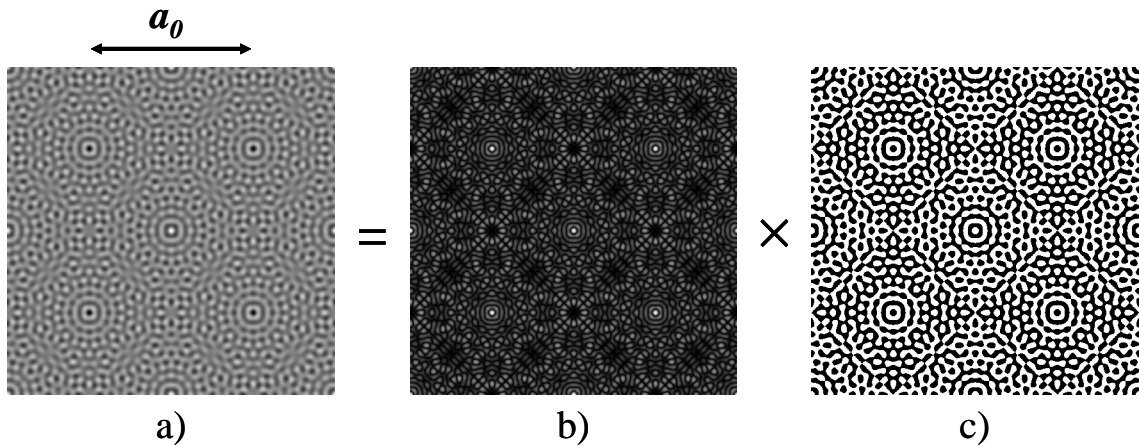


FIGURE 4.1 – Illustration de la transmittance (a), qui est le produit de la fonction *valeur absolue* (b) par la fonction *signe* (c), pour un CSIG de paramètre $\eta^2 = 325$. Un tableau de 2×2 motifs élémentaires de la transmittance est représenté.

Grâce à cette décomposition, nous observons que la transmittance du composant idéale peut être réalisée en utilisant deux masques. Un premier masque en amplitude qui absorbe ou réfléchit localement la lumière de manière à reproduire la valeur absolue de la transmittance idéale. En particulier, ce masque a une transmission nulle, là où la valeur absolue vaut 0, et une transmission totale, là où elle vaut 1. Puis un second masque en phase qui déphase localement la lumière. En particulier, ce masque introduit un déphasage relatif de π , là où la fonction vaut -1, et un déphasage relatif nul, là où la fonction vaut 1.

Cependant, d'un point de vue pratique, il est difficile de coder en amplitude une fonction 2D, continue et qui soit achromatique sur une grande plage spectrale (domaine visible, bande 3-5 μm , etc.). De plus, ce masque en amplitude étant réalisé avec un matériau absorbant ou réfléchissant, il va réduire par définition la quantité de lumière transmise, ce qui est défavorable pour concevoir un système imageur robuste. Enfin, le masque de phase n'introduit un déphasage relatif de π que pour une unique longueur d'onde, que nous appellerons la longueur d'onde de codage et que nous noterons λ_c . Aux autres longueurs d'onde, le déphasage est différent de π , rendant la transmittance chromatique. Ce masque ne fonctionne donc de manière optimale qu'à une seule longueur d'onde : la longueur de codage. Nous observons donc que la transmittance idéale d'un CSIG, dont le comportement serait indépendant de la longueur d'onde sur une grande plage spectrale, est pratiquement irréalisable, même en la codant avec deux masques. De plus, la transmittance idéale ne semble pas optimale du point de vue de l'énergie transmise par le composant. Par conséquent, nous devons accepter que le codage de la transmittance réelle ne soit qu'une approximation de la transmittance idéale.

Pour des raisons de simplicité et de robustesse, nous allons choisir de coder la transmittance sur un seul masque au lieu de deux. Nous choisissons aussi d'abandonner le codage de la fonction valeur absolue à cause des pertes énergétiques qu'il engendre. De plus, nous observons sur la figure 4.1 que le motif de la fonction *signe* (c) et celui de la transmittance idéale (a) sont visuellement très similaires. Nous espérons ainsi qu'avec ce motif binaire, nous obtiendrons une figure d'éclairement proche d'un faisceau non diffractant. Enfin, le codage de la fonction *signe* ne se fait que sur 2 niveaux. Ceci est un avantage car les fonctions binaires sont beaucoup plus simples à réaliser que les fonctions multi niveaux, malgré les avancées dans ce domaine [113]. Ainsi, dans la suite, nous coderons la fonction *signe* de la transmittance idéale pour obtenir la transmittance du CSIG réel.

Si nous partons de l'idée que le motif de la fonction *signe* est plus important que les valeurs elles-mêmes, alors nous pouvons envisager deux manières différentes pour coder le motif de la fonction *signe* : le codage en amplitude et le codage en phase. Le codage de la

fonction *signe* en amplitude est obtenu en introduisant un offset à la fonction *signe*. Il est caractérisé par une transmission nulle là où la fonction *signe* vaut -1, et une transmission totale là où la fonction *signe* vaut 1. L'expression de la transmittance pour le codage en amplitude est donc :

$$t_{amplitude}(x, y) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \text{signe}(t_{CSIG}(x, y)) \quad (4.4)$$

En utilisant un dépôt métallique sur un substrat transparent, il est possible d'obtenir exactement la fonction $t_{amplitude}$ sur une grande largeur spectrale, car les coefficients de réflexion des métaux sont assez peu sensibles à la longueur d'onde, au moins dans le domaine visible ou dans l'infrarouge. Ce codage permet ainsi de réaliser une transmittance achromatique. Cependant, la valeur moyenne de cette transmittance est 1/2, ce qui signifie qu'une partie de la lumière transmise par ce composant sera diffractée dans l'ordre zéro. Elle contribuera donc à la formation d'un fond continu qui nuira au contraste de la figure d'éclairement et, par extension, aux images obtenues avec notre système imageur. La figure 4.2 permet de comparer les profils de la transmittance pour un codage idéal et pour le codage en amplitude de la fonction *signe*. Cette coupe permet de bien visualiser l'offset introduit par ce codage.

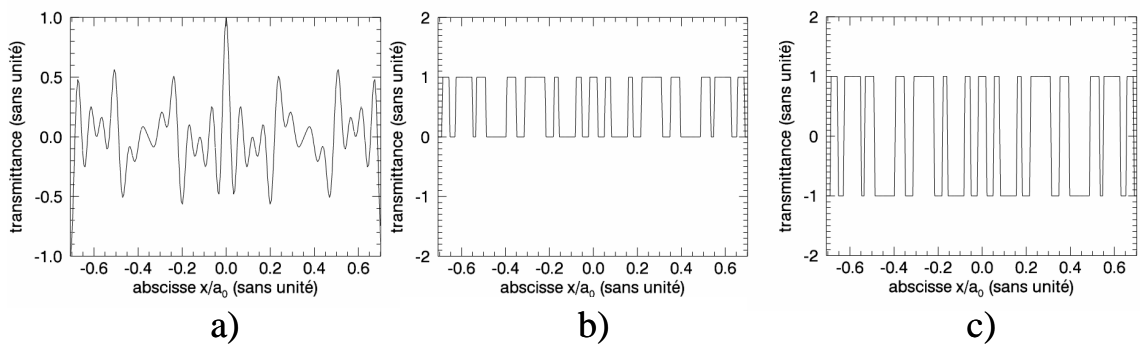


FIGURE 4.2 – Ces courbes représentent une vue en coupe de la transmittance du CSIG idéal de paramètre $\eta^2 = 325$ (a), du codage en amplitude de la fonction *signe* (b) et du codage en phase de cette même fonction *signe* (c). Ces courbes représentent une coupe diagonale du motif présenté à la figure 4.1(a).

L'autre codage de la fonction *signe* possible est le codage en phase tel que nous l'avons

décrit plus haut. L'expression de la transmittance pour le codage en phase est donc :

$$t_{phase}(x, y) = \frac{1 + \exp(i\pi \frac{\lambda_c}{\lambda})}{2} + \frac{1 - \exp(i\pi \frac{\lambda_c}{\lambda})}{2} \text{signe}(t_{CSIG}) \quad (4.5)$$

On retrouve bien le chromatisme de la transmittance dans cette expression de la transmittance binaire codée en phase. En revanche, à la longueur d'onde de codage λ_c , la valeur moyenne de la transmittance est nulle. Le contraste des images formées par ce composant sera donc meilleur que celui obtenu avec un composant codé en amplitude. Sur la figure 4.2 nous pouvons comparer les profils de la transmittance pour le codage idéal et pour le codage en phase de la fonction *signe*. En particulier, on remarque qu'avec sa valeur moyenne nulle, la transmittance codée en phase se rapproche plus de la transmittance idéale que celle codée en amplitude.

Pour mieux visualiser les propriétés de ces deux codages, nous allons analyser la *TF* de leurs transmittances. La fonction *signe* étant une fonction discontinue et conservant la périodicité 2D de la transmittance du CSIG idéal, sa *TF* est donc composée d'une infinité de pics de Dirac, de poids relatif $s_{k,l}$, et localisés sur la grille cartésienne de pas $1/a_0$. Pour le codage en amplitude, la *TF* de la transmittance peut donc s'écrire de la manière suivante :

$$T_{amplitude}(f_x, f_y) = \frac{1}{2} + \frac{1}{2} \sum_{k,l} s_{k,l} \delta\left(f_x - \frac{k}{a_0}, f_y - \frac{l}{a_0}\right) \quad (4.6)$$

et pour le codage en phase, la *TF* de la transmittance a pour expression :

$$T_{phase}(f_x, f_y) = \frac{1 + \exp(i\pi \frac{\lambda_c}{\lambda})}{2} + \frac{1 - \exp(i\pi \frac{\lambda_c}{\lambda})}{2} \sum_{k,l} s_{k,l} \delta\left(f_x - \frac{k}{a_0}, f_y - \frac{l}{a_0}\right) \quad (4.7)$$

La figure 4.3 illustre les *TF* des transmittances pour différents codages. Nous avons choisi un CSIG de paramètre $\eta^2 = 325$ car il ne diffracte que $N = 24$ ordres, ce qui permet de bien distinguer les N pics principaux des pics secondaires. Le codage de la transmittance du CSIG idéal (a) donne une *TF* qui présente uniquement les N pics principaux. La faible valeur de ces pics est due à l'absorption d'une grande partie de la lumière par ce composant. La *TF* de la fonction *signe* (b) possède aussi ces N pics principaux, mais une grande quantité de pics secondaires est aussi présente du fait des

discontinuités de cette fonction. Le composant binaire codé en amplitude (c) possède, en plus des pics de la TF de la fonction *signe*, un pic central prépondérant, ce qui est en accord avec la remarque que nous avons faite sur la relation 4.4. Le composant binaire codé en phase, quant à lui, a une TF en tout point similaire à la TF de la fonction *signe*, lorsqu'il est éclairé par une source de longueur d'onde $\lambda = \lambda_c$ (d). En revanche, lorsque la longueur d'onde de la source s'éloigne de λ_c , le pic central augmente, comme on peut l'observer pour une source de longueur d'onde $\lambda = 1,2\lambda_c$ (e) ou de longueur d'onde $\lambda = 1,4\lambda_c$ (f). Ceci permet d'illustrer l'effet du chromatisme de la transmittance que nous avons observé à la relation 4.5.

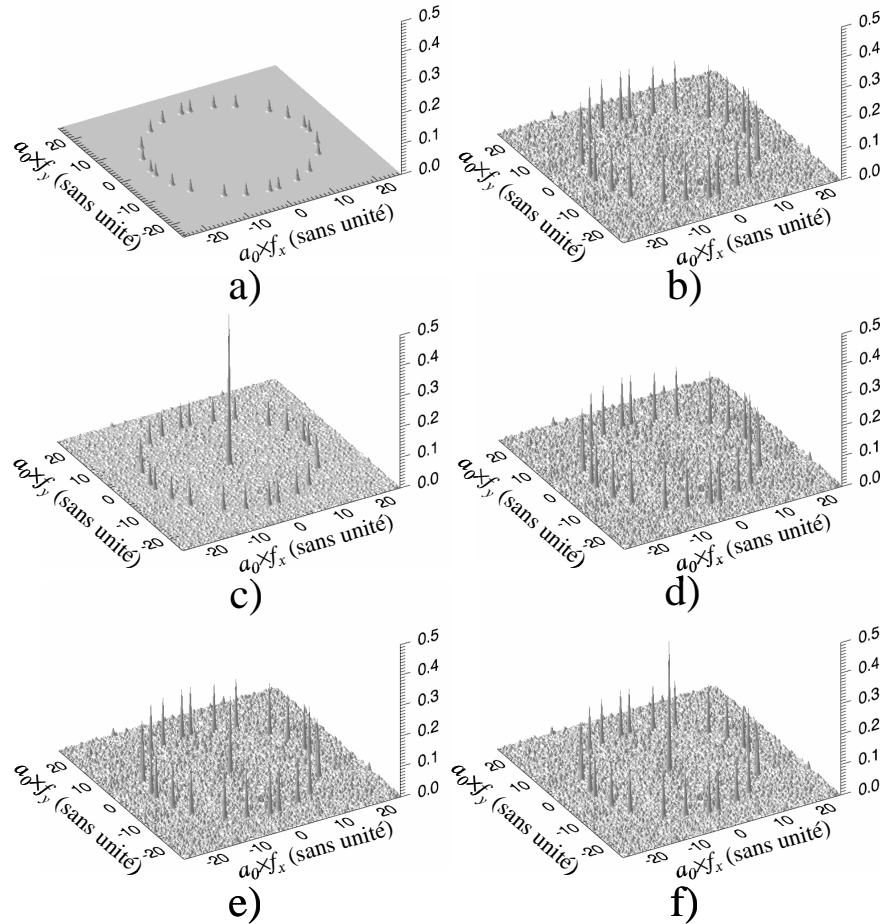


FIGURE 4.3 – Illustration de la TF de la transmittance d'un CSIG de paramètre $\eta^2 = 325$, pour différents cas de figure : le composant idéal (a), la TF de la fonction *signe* (b), le composant binaire codé en amplitude (c), le composant binaire codé en phase et éclairé à la longueur d'onde $\lambda = \lambda_c$ (d), à la longueur d'onde $\lambda = 1,2\lambda_c$ (e) et à la longueur d'onde $\lambda = 1,4\lambda_c$ (f).

Pour quantifier la qualité de ces codages et nous permettre ainsi de choisir le codage optimal, nous allons définir plusieurs fonctions de mérite basées sur l'efficacité de diffraction des ordres. Tout d'abord, nous définissons l'efficacité utile de diffraction, notée τ_u , comme le rapport de l'énergie diffractée dans les N ordres utiles sur l'énergie diffractée dans tous les ordres. Cette fonction nous permet de savoir quel codage concentre le plus d'énergie possible dans les N pics utiles. Puis nous définissons le taux d'énergie transmise, noté τ_e , comme le rapport de l'énergie transmise sur l'énergie incidente, calculé sur un motif élémentaire de la transmittance. Cette fonction nous renseigne sur le codage qui transmet le plus d'énergie possible. Enfin, nous définissons le taux global, noté τ_g , comme le produit de l'efficacité utile de diffraction, τ_u , et du taux d'énergie transmise, τ_e . Cette fonction permet de voir quel codage minimise l'énergie diffractée dans les ordres parasites, tout en maximisant l'énergie transmise. Autrement dit, cette fonction permet de trouver le codage du composant qui permet d'avoir le comportement le plus proche du comportement théorique tout en maximisant le bilan radiométrique.

Le tableau 4.1 donne les valeurs que prennent ces fonctions pour les trois codages envisagés (codage idéal avec deux masque, codage de la fonction *signe* en amplitude et en phase). Les valeurs sont calculées pour le CSIG de paramètre $\eta^2 = 9425$ car c'est ce CSIG que nous utiliserons plus loin pour concevoir le système imageur de démonstration. La première ligne du tableau nous indique que, parmi les codages binaires, c'est le codage en phase qui maximise l'énergie dans les N pics utiles. La seconde ligne nous montre que c'est le codage en phase qui maximise l'énergie transmise, y compris devant le codage idéal. Ceci est dû à l'absence de masque d'amplitude qui absorbe ou réfléchit une partie de l'énergie incidente. La dernière ligne, qui représente le produit des deux fonctions de mérite τ_u et τ_e , nous montre que c'est le codage binaire en phase qui est le plus intéressant, car il cumule l'avantage de transmettre un maximum d'énergie et de la concentrer au mieux dans les N pics utiles. Ce résultat vient confirmer l'intuition que nous avons eue en analysant les expressions de la transmittance données par les relations 4.4 et 4.5. D'un point de vue radiométrique, c'est donc ce codage qui est le plus intéressant pour faire de l'imagerie, et

c'est celui que nous retiendrons pour la réalisation d'un prototype.

codage	idéal	amplitude	phase
τ_u (en %)	100,0	32,1	64,2
τ_e (en %)	2,1	50,0	100,0
τ_g (en %)	2,1	16,0	32,1

TABLE 4.1 – Analyse de la répartition de l'énergie dans les ordres de diffraction pour différents codage et pour un CSIG de paramètre $\eta^2 = 9425$.

L'évolution de la moyenne des fonctions de mérite en fonction de la longueur d'onde est illustrée à la figure 4.4. On observe ici dans le domaine visible que l'influence du chromatisme n'est pas significative, le codage binaire en phase gardant toujours une meilleure valeur que le codage idéal.

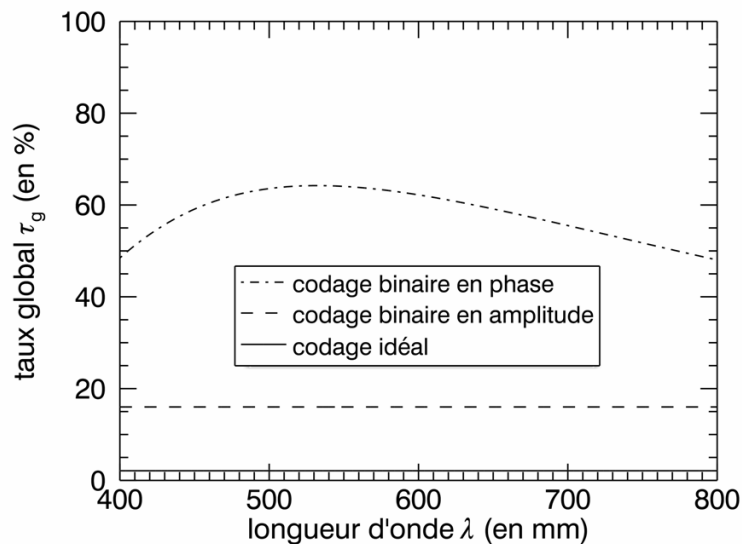


FIGURE 4.4 – Illustration de l'évolution du taux global τ_g en fonction de la longueur d'onde pour le CSIG de paramètre $\eta^2 = 9425$. Les courbes montrent que malgré son chromatisme, le codage en phase est meilleur que les autres codages sur une large bande spectrale, ici le domaine visible.

4.1.2 Conséquence de la binarisation : perte de l'invariance

La binarisation est une opération non linéaire transformant la transmittance, qui est une fonction continue, en une fonction discontinue. Par conséquent, le spectre en fréquences spatiales de la transmittance binaire est plus riche et le composant binaire va diffracter une multitude d'ordres, là où le composant idéal ne diffractait que les N ordres principaux localisés sur le cercle de Montgomery. Nous allons analyser dans cette partie l'influence de ces pics supplémentaires dus à la binarisation sur la figure d'éclairement propagée, et en particulier sur la propriété d'invariance par propagation de cette figure d'éclairement.

Localisation de l'énergie diffractée

La binarisation conserve la périodicité 2D, de période a_0 , de la transmittance. La TF de la transmittance binaire est donc toujours localisée sur la grille cartésienne de pas $1/a_0$. Les expressions de la transmittance et de sa TF , données pour un codage idéal par la relation 4.1, prennent alors la forme générale suivante :

$$\begin{cases} t_{binaire}(x, y) = \sum_{p,q} c_{p,q} \exp(i2\pi \frac{px+qy}{a_0}) \\ T_{binaire}(f_x, f_y) = \sum_{p,q} c_{p,q} \delta(f_x - \frac{p}{a_0}, f_y - \frac{q}{a_0}) \end{cases} \quad (4.8)$$

où (p, q) est un couple d'entiers naturels et où les coefficients $c_{p,q}$ sont des nombres complexes qui dépendent du codage. En particulier, pour les codages binaires en amplitude et en phase, ces coefficients vérifient les relations 4.6 et 4.7. Les coefficients $c_{p,q}$ représentent l'efficacité de diffraction d'un ordre. La somme de ces coefficients élevés au carré représente donc l'énergie diffractée par tous ces ordres. La relation de Parseval-Plancherel nous permet de relier cette énergie diffractée à l'expression de la transmittance, comme suit :

$$\sum_{(p,q) \in \mathbb{Z}^2} |c_{p,q}|^2 = \frac{1}{a_0^2} \iint_{motif} |t_{binaire}(x, y)|^2 dx dy \quad (4.9)$$

Pour un composant binaire codé en amplitude, l'intégrale de la transmittance vaut $1/2$, et pour un composant binaire codé en phase, cette même intégrale vaut 1. Dans tous les cas, il s'agit d'un nombre fini. Nous en déduisons donc que l'énergie contenue dans les pics de la TF de la transmittance est finie. Nous pouvons en conclure que la valeur des coefficients $c_{p,q}$ décroît et tend vers zéro, lorsque la coordonnée radiale du pic associé, notée $\rho_{p,q}$, augmente et tend vers l'infini dans le plan de Fourier. L'angle de diffraction associé au coefficient $c_{p,q}$, que nous avons défini au chapitre 3, page 63, par la relation 3.19, devient ici :

$$\sin(\theta_{p,q}) = \frac{\lambda \rho_{p,q}}{a_0} = \frac{\lambda \sqrt{p^2 + q^2}}{a_0} \quad (4.10)$$

Ainsi, d'un point de vue physique, cela signifie que plus l'angle de diffraction est élevé, plus l'efficacité de diffraction est faible. La figure 4.5 illustre, pour un CSIG de paramètre $\eta^2 = 325$, cette évolution de l'énergie diffractée en fonction de l'angle de diffraction normalisé, c'est-à-dire du rapport $\theta_{p,q}/\theta_{diff}$.

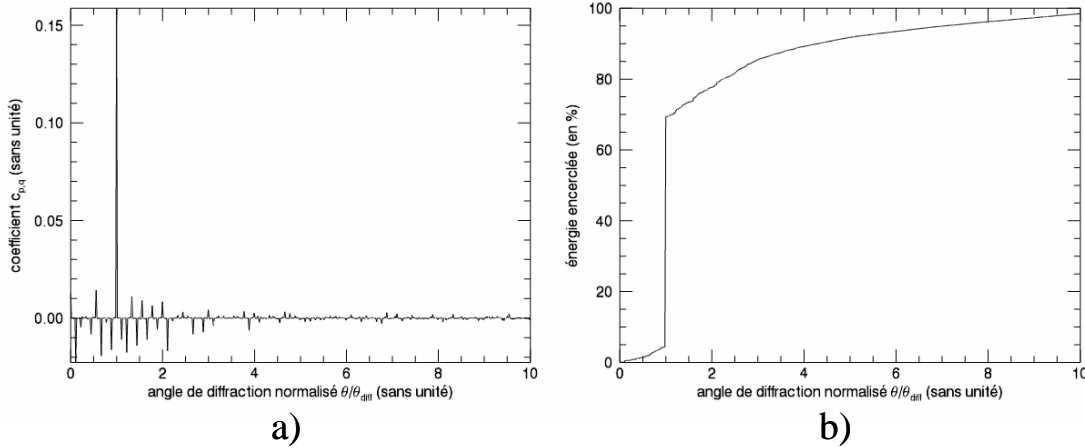


FIGURE 4.5 – La courbe (a) représente une coupe de la TF de la transmittance d'un CSIG de paramètre $\eta^2 = 325$ le long de l'axe $f_y = 0$ dans l'espace de Fourier. La courbe (b) illustre le pourcentage d'énergie diffractée en fonction de l'angle de diffraction normalisé pour le même CSIG.

Nous observons sur la courbe (a) que les coefficients $c_{p,q}$ tendent vers zéro en valeur absolue et que le coefficient correspondant à un des N principaux est prépondérant. La courbe (b) qui présente l'énergie encerclée dans le plan de Fourier permet de faire les

mêmes conclusions. En particulier, le saut présent à la valeur $\theta_{p,q} = \theta_{diff}$, signifie que les N pics principaux concentrent une partie prépondérante de l'énergie diffractée par le composant. De plus, nous observons que l'énergie encerclée est proche de 100% à dix fois l'angle de diffraction θ_{diff} . Cela signifie que la quasi totalité de l'énergie diffractée par le composant se trouve dans les ordres dont l'angle de diffraction est inférieur à $10 \times \theta_{diff}$.

Considérons un CSIG de paramètre $\eta^2 = 325$ et de période $a_0 = 1,4mm$. Eclairé par une source à $\lambda = 570nm$, l'angle de diffraction de ce CSIG vaut $\theta_{diff} = \lambda\eta/a_0 \simeq 0,4^\circ$. Le paramètre a_0 est choisi de manière à ce que ce CSIG soit représentatif du CSIG que nous utiliserons plus loin pour réaliser le démonstrateur. Sur la figure 4.5, nous observons que la majorité de l'énergie est contenue dans les ordres dont l'angle est inférieur à 10 fois l'angle θ_{diff} . Ainsi, la majorité de l'énergie incidente est diffractée dans un cône de 4° . Par conséquent, nous nous situons dans le régime paraxial et nous allons donc pouvoir continuer à modéliser la propagation de l'onde en aval du composant par la Fonction de Transfert de l'Espace Libre (*FTEL*) dans l'approximation scalaire, comme nous l'avons fait initialement pour définir les composants continûment auto-imageants théoriques.

Battements et effet Talbot

Considérons un CSIG binaire éclairé par une onde plane de longueur d'onde λ et d'intensité moyenne I_λ , en incidence normale par rapport au CSIG. L'équation 4.8 nous indique que le composant binaire transforme une onde plane incidente en une grande quantité d'ondes planes diffractées. Chaque onde diffractée est déphasée au cours de la propagation et le terme de phase est donné par la *FTEL*, définie au chapitre 3 page 51. L'onde propagée globale prend alors la forme suivante :

$$U_{prop}(x, y, z) = \sqrt{I_\lambda} \sum_{(p,q) \in \mathbb{Z}^2} c_{p,q} \exp\left(i2\pi \frac{z}{\lambda} \sqrt{1 - \lambda^2 \frac{p^2 + q^2}{a_0^2}}\right) \exp\left(i2\pi \frac{px + qy}{a_0}\right) \quad (4.11)$$

L'intensité propagée est le module carré de l'amplitude propagée. Elle peut donc s'écrire comme le produit de l'onde propagée par son complexe conjugué :

$$I_{prop}(x, y, z) = U_{prop}(x, y, z) \times U_{prop}^*(x, y, z) \quad (4.12)$$

En combinant les relations 4.11 et 4.12, nous obtenons l'expression générale de l'intensité propagée qui peut se mettre sous la forme d'une quadruple somme,

$$I_{prop}(x, y, z) = I_\lambda \sum_{(p,q,p',q') \in \mathbb{Z}^4} c_{p,q} c_{p',q'}^* \exp\left(i2\pi \frac{z}{Z_{p,q,p',q'}}\right) \exp\left(i2\pi \frac{(p-p')x + (q-q')y}{a_0}\right) \quad (4.13)$$

et la TF de cette figure d'éclairement prend donc la forme suivante :

$$\tilde{I}_{prop}(f_x, f_y, z) = I_\lambda \sum_{(p,q,p',q') \in \mathbb{Z}^4} c_{p,q} c_{p',q'}^* \exp\left(i2\pi \frac{z}{Z_{p,q,p',q'}}\right) \delta\left(f_x - \frac{(p-p')}{a_0}, f_y - \frac{(q-q')}{a_0}\right) \quad (4.14)$$

où $Z_{p,q,p',q'}$ est une distance caractéristique, dont nous verrons la signification physique plus loin, et dont l'expression est :

$$Z_{p,q,p',q'} = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \lambda^2 \frac{p^2+q^2}{a_0^2}} - \sqrt{1 - \lambda^2 \frac{p'^2+q'^2}{a_0^2}}} \quad (4.15)$$

La relation 4.14 nous montre tout d'abord que le spectre en fréquences spatiales de l'intensité propagée, \tilde{I}_{prop} , est localisé sur la grille cartésienne de pas $1/a_0$ car les couples $(p-p', q-q')$ sont des couples d'entiers qui peuvent prendre toutes les valeurs possibles. Par conséquent, la figure d'éclairement conservera sa périodicité 2D, de période a_0 , dans le plan transverse. Par ailleurs, le terme de phase associé à chaque terme de la somme dépend de z et de λ . Nous supposons donc que la figure d'éclairement ne sera plus invariante par propagation ni achromatique. Pour illustrer ces propriétés, nous allons présenter une simulation de la figure d'éclairement propagée obtenue en aval d'un CSIG binaire codé en phase, de paramètres $\eta^2 = 9425$ et $a_0 = 7,5mm$, et éclairé par une source ponctuelle, à l'infini sur l'axe, et monochromatique de longueur d'onde $\lambda = 570nm$. La figure 4.6 montre la forme que prend l'intensité à différentes distances de propagation ($25mm$, $50mm$ et $75mm$).

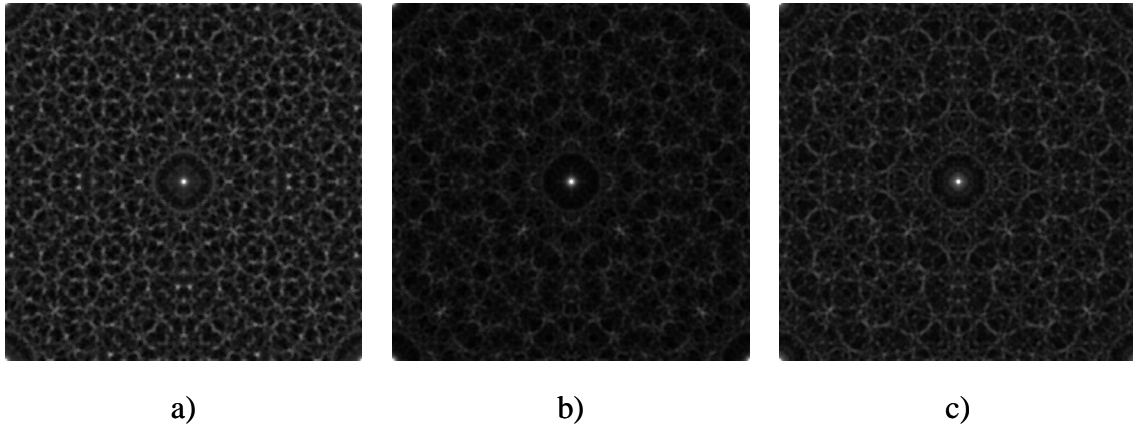


FIGURE 4.6 – Illustration de la figure d'éclairement générée par un CSIG binaire codé en phase de paramètres $\eta^2 = 9425$ et $a_0 = 7,5mm$, éclairée par une source monochromatique de longueur d'onde $\lambda = 570nm$. L'intensité est donnée pour une distance de propagation de $25mm$ (a), de $50mm$ (b) et de $75mm$ (c). Seul un motif élémentaire de taille $a_0 \times a_0$ est représenté.

Nous observons bien que la figure d'éclairement change en fonction de la distance de propagation. Pour mieux visualiser cette dépendance de la figure d'éclairement en fonction de la distance z , nous allons plutôt analyser l'évolution de la TF de l'intensité propagée. Nous avons vu au chapitre précédent que la FTO d'un CSIG est composée de N' pics formant une sorte de rosace dans le plan de Fourier, comme le montre la FTO pour le CSIG de paramètre $\eta^2 = 9425$ sur la figure 4.7(a). Nous allons classer ces $N' = 1153$ pics en fonction de leurs coordonnées polaires (ρ, φ) dans l'espace de Fourier. Nous allons les ranger par ordre de ρ croissant, et, pour un ρ donné, par ordre de θ croissant. Ce tri nous permet d'illustrer sur un graphe la valeur des pics de la FTO . La figure 4.7 illustre la valeur que prennent ces pics pour les trois figures d'intensité présentées à la figure 4.6, pour une distance de propagation de $25mm$ (b), $50mm$ (c) et $75mm$ (d). La comparaison de ces trois graphes montre très clairement que les valeurs des pics sont différentes d'une distance de propagation à l'autre. En outre, pour un composant codé en phase, la TF de la transmittance, T_{phase} , est constituée de N pics principaux dont la valeur absolue vaut $0,117$ et de nombreux autres pics parasites. En négligeant ces autres pics, le calcul d'autocorrélation de T_{phase} donne une FTO dont la valeur des pics intermédiaires vaut approximativement $2 \times 0,117^2 \simeq 0,027$. Sur les graphes de la figure 4.7, on observe que les

valeurs des pics, bien que variables d'une fréquence spatiale à une autre, et d'une distance à une autre, ont pour valeur moyenne 0,027, c'est-à-dire la valeur que nous venons de trouver avec le modèle simplifié de T_{phase} .

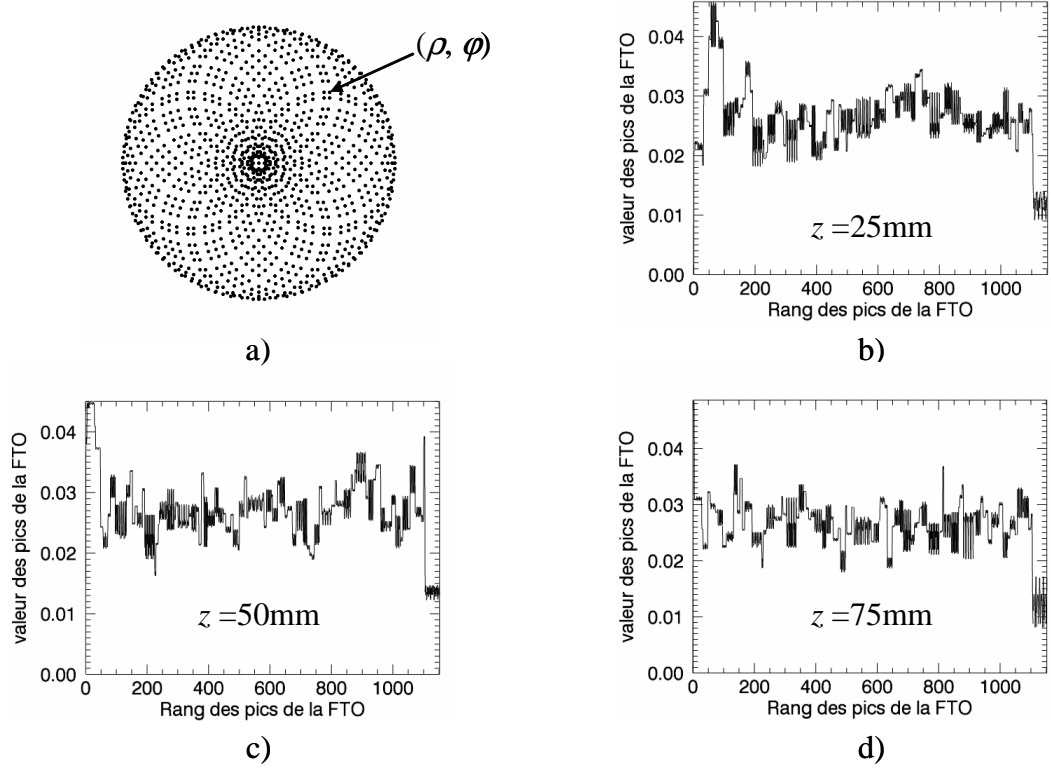


FIGURE 4.7 – La *FTO* d'un CSIG de paramètre $\eta^2 = 9425$ est constituée de N' pics (a). En classant ces pics par coordonnées polaires (ρ, φ) croissantes, nous obtenons les graphes (b), (c), (d) qui donnent la valeur des pics de la *TF* des images présentées à la figure 4.6.

La figure 4.8 montre l'évolution de tous les pics de la *FTO* du CSIG de paramètre η^2 en fonction de z . Sur cette figure, une ligne correspond à un des graphes présenté à la figure 4.7. Une colonne représente l'évolution d'un seul pic en fonction de z . Les valeurs sont représentées en niveaux de gris de la valeur la plus faible 0 (en noir) à la valeur la plus élevée 1 (en blanc). Sur cette image nous observons les pics de la *TF* de l'image ne sont plus invariants par propagation. En particulier, leur évolution varie d'autant plus vite que le rang du pic est élevé, c'est-à-dire que la fréquence spatiale de ce pic est élevée. Ainsi, à cause de la binarisation, nous perdons *a priori* les propriétés d'invariance par propagation et d'achromatisme de la figure d'éclairement du composant idéal.

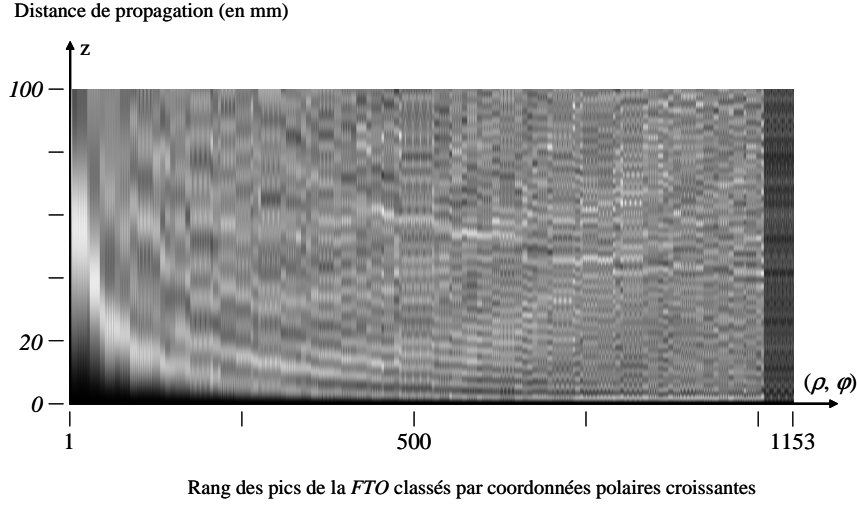


FIGURE 4.8 – Evolution des pics de la *FTO* d'un CSIG binaire codé en amplitude, de paramètres $\eta^2 = 9425$ et $a_0 = 7,5\text{mm}$, et éclairé par une source monochromatique de longueur d'onde $\lambda = 570\text{nm}$.

Pour mieux faire ressortir les propriétés physiques de la figure d'éclairement, nous allons analyser les symétries de la relation 4.13. Tout d'abord, nous pouvons remarquer qu'en remplaçant chaque couple (p, q, p', q') par le couple $(-p', -q', -p, -q)$, les coordonnées $(p - p', q - q')$ du pic dans l'espace de Fourier restent inchangées. Il y a donc au moins deux contributions différentes pour un même pic. De plus, cette transformation change le terme de phase $\exp(i2\pi \frac{z}{Z_{pq,p'q'}})$ en son conjugué. Enfin le coefficient de pondération $c_{p,q}c_{p',q'}^*$ devient $c_{-p',-q'}c_{-p,-q}^*$. Si on remarque que la fonction *signe* est une fonction paire suivant l'axe x et l'axe y , on en déduit que la *TF* de la fonction *signe* est aussi paire suivant les axes f_x et f_y . Par conséquent, les coefficients $c_{p,q}$ vérifient les relations suivantes :

$$\forall (p, q) \in \mathbb{Z}^2, \begin{cases} c_{p,q} = c_{-p,q} & : \text{symétrie d'axe } f_x \\ c_{p,q} = c_{p,-q} & : \text{symétrie d'axe } f_y \\ c_{p,q} = c_{-p,-q} & : \text{symétrie centrale} \end{cases} \quad (4.16)$$

Nous pouvons ainsi en déduire que les termes $c_{p,q}c_{p',q'}^*$ et $c_{-p',-q'}c_{-p,-q}^*$ sont conjugués. Ainsi, dans la quadruple somme qui forme l'expression générale de l'intensité propagée, Eq. 4.13, nous remarquons que tous les termes peuvent être regroupés deux par deux. L'intensité propagée peut alors prendre la forme suivante, qui fait apparaître un terme en

cosinus dépendant de z et de λ :

$$I_{prop}(x, y, z) = 2I_\lambda \sum_{(p,q,p',q') \in \mathbb{Z}^2} c_{p,q,p',q'} \cos \left(2\pi \frac{z}{Z_{p,q,p',q'}} + \phi_{p,q,p',q'} \right) \exp \left(i2\pi \frac{(p-p')x + (q-q')y}{a_0} \right) \quad (4.17)$$

où les coefficients $c_{p,q,p',q'}$ et $\phi_{p,q,p',q'}$ représentent respectivement l'amplitude et la phase d'un nombre complexe et sont définis par les relations suivantes :

$$\begin{cases} c_{p,q,p',q'} = |c_{p,q} c_{p',q'}^*| \\ \phi_{p,q,p',q'} = \arg(c_{p,q} c_{p',q'}^*) \end{cases} \quad (4.18)$$

Chaque terme de la somme qui constitue l'intensité propagée évolue donc périodiquement par rapport à z et la période de cette évolution, appelée *période de battement*, est précisément le terme $Z_{p,q,p',q'}$ que nous avons défini à la relation 4.15. Ce battement caractérise l'interférence entre deux ordres diffractés par le composant binaire. Le composant binaire diffractant une multitude d'ordre, la figure d'éclairement est donc constituée d'une multitude d'interférences de périodes $Z_{p,q,p',q'}$ différentes, comme on peut le voir sur la figure 4.8. De plus, cette période de battement est d'autant plus grande que la différence entre les angles de diffraction des deux ordres est faible. Pour les composants que nous étudions, les rayons diffractés sont dans le régime paraxial, donc l'expression de la période de battement peut être simplifiée de la manière suivante :

$$Z_{p,q,p',q'}(\lambda) = \frac{\lambda}{\sqrt{1 - \lambda^2 \frac{p^2+q^2}{a_0^2}} - \sqrt{1 - \lambda^2 \frac{p'^2+q'^2}{a_0^2}}} \simeq \frac{2a_0^2}{\lambda [(p'^2 + q'^2) - (p^2 + q^2)]} \quad (4.19)$$

Nous observons sur cette expression de la période de battement que pour tous les couples (p, q, p', q') vérifiant $p'^2 + q'^2 = p^2 + q^2$, la période de battement est infinie. Par conséquent, le terme correspondant de la somme qui définit l'intensité propagée, Eq. 4.17, est invariant par propagation selon l'axe z . La figure d'éclairement générée par un composant binaire peut ainsi être vue comme une somme de figures d'intensité élémentaires, chacune ayant une période de battement propre, et certaines étant invariantes car leur période de battement est infinie. Si nous classons les éléments de la quadruple somme, dans la

relation 4.17, en fonction de la période de battement, nous pouvons décomposer la figure d'éclairement propagée en deux termes : un terme de battement, noté I_{Talbot} , qui varie périodiquement en fonction de z , et un terme invariant, noté I_{invar} :

$$I_{prop}(x, y, z) = I_{Talbot}(x, y, z) + I_{invar}(x, y), \quad (4.20)$$

avec,

$$I_{Talbot}(x, y, z) = 2I_\lambda \sum_{p^2+q^2 \neq p'^2+q'^2} c_{p,q,p',q'} \cos\left(2\pi \frac{z}{Z_{p,q,p',q'}} + \phi_{p,q,p',q'}\right) \exp\left(i2\pi \frac{(p-p')x + (q-q')y}{a_0}\right) \quad (4.21)$$

et

$$I_{invar}(x, y) = 2I_\lambda \sum_{p^2+q^2 = p'^2+q'^2} c_{p,q,p',q'} \cos\left(\phi_{p,q,p',q'}\right) \exp\left(i2\pi \frac{(p-p')x + (q-q')y}{a_0}\right) \quad (4.22)$$

Le terme invariant correspond au comportement que nous recherchons pour concevoir un système imageur à grande profondeur de champ. Cependant, le contenu fréquentiel de ce terme est mélangé au contenu fréquentiel du terme de Talbot. Ainsi, ces deux termes ne peuvent pas être séparés dans l'espace de Fourier. Le terme de Talbot reste donc un effet indésirable dont on ne peut pas se débarrasser. Dans la suite, nous allons chercher sur quels paramètres (composant, source, etc.) nous pouvons jouer pour minimiser le terme de Talbot, I_{Talbot} , par rapport au terme invariant, I_{invar} , de manière à retrouver au mieux la propriété d'invariance du CSIG idéal. Nous allons en particulier étudier l'influence de la largeur spectrale de la source.

Régime panchro en éclairage polychromatique

La relation 4.19 nous montre que la période de battement d'un terme de la somme dépend de la longueur d'onde λ . Nous allons analyser ici l'évolution de ce battement lorsque la source n'est plus monochromatique, comme dans le paragraphe précédent, mais polychromatique. Pour cela, nous allons considérer une source ponctuelle à l'infini sur l'axe, incohérente, de spectre I_λ et d'intensité totale I_0 vérifiant :

$$I_0 = \int_{\mathbb{R}^+} I_\lambda d\lambda \quad (4.23)$$

La source étant incohérente, la figure d'intensité polychromatique est la somme incohérente des figures d'intensité monochromatiques générées à chaque longueur d'onde. En reprenant la relation 4.20, la figure d'éclairement polychromatique s'écrit alors de la manière suivante :

$$I_{poly}(x, y, z) = \int_{\mathbb{R}^+} I_{prop}(x, y, z) d\lambda = \int_{\mathbb{R}^+} I_{Talbot}(x, y, z) d\lambda + \int_{\mathbb{R}^+} I_{invar}(x, y) d\lambda \quad (4.24)$$

Dans les équations 4.21 et 4.22, nous allons noter les coefficients pondérateurs pour chaque terme de la somme respectivement $g_{panchro}$, pour le terme invariant et $g(z)$ pour le terme de Talbot. De plus, avec un codage binaire en phase de la transmittance, nous avons vu à la relation 4.7 que les coefficients $c_{p,q}$ peuvent dépendre de λ . Ainsi, en éclairage polychromatique, les fonctions $g_{panchro}$ et $g(z)$ ont pour expression :

$$\begin{cases} g_{panchro} = \int_{\mathbb{R}^+} 2I_{\lambda} c_{p,q,p',q'}(\lambda) \cos(\phi_{p,q,p',q'}(\lambda)) d\lambda \\ g(z) = \int_{\mathbb{R}^+} 2I_{\lambda} c_{p,q,p',q'}(\lambda) \cos\left(2\pi \frac{z}{Z_{p,q,p',q'}(\lambda)} + \phi_{p,q,p',q'}(\lambda)\right) d\lambda \end{cases} \quad (4.25)$$

Pour plus de simplicité dans l'interprétation de ces équations, supposons que l'on considère le codage en amplitude, pour lequel les coefficients $c_{p,q}$ ne dépendent pas de λ . En utilisant la définition de I_0 , Eq. 4.19, les relations précédentes deviennent alors :

$$g_{panchro} = 2I_0 c_{p,q,p',q'} \cos(\phi_{p,q,p',q'}) \quad (4.26)$$

et

$$g(z) = \begin{cases} c_{p,q} c_{p',q'}^* \int_{\mathbb{R}^+} I_{\lambda} \exp\left(i2\pi \frac{(p'^2+q'^2)-(p^2+q^2)}{2a_0^2} z\lambda\right) d\lambda \\ + \\ c_{p,q}^* c_{p',q'} \int_{\mathbb{R}^+} I_{\lambda} \exp\left(-i2\pi \frac{(p'^2+q'^2)-(p^2+q^2)}{2a_0^2} z\lambda\right) d\lambda \end{cases} \quad (4.27)$$

La fonction $g_{panchro}$ ne change pas par rapport au cas monochromatique, à ceci près que l'intensité I_0 représente ici l'intensité totale d'une source polychromatique, alors qu'elle représentait l'intensité totale d'une source monochromatique dans le cas précédent. La fonction $g(z)$, quant à elle, se décompose en deux exponentielles qui font apparaître l'expression de la TF du spectre de la source, noté \tilde{I} , par rapport à la variable λ . Nous

pouvons donc exprimer la fonction $g(z)$ en fonction de \tilde{I} comme suit :

$$g(z) = c_{p,q}c_{p',q'}^*\tilde{I}\left(\frac{(p'^2 + q'^2) - (p^2 + q^2)}{2a_0^2}z\right) + c_{p,q}^*c_{p',q'}\tilde{I}\left(-\frac{(p'^2 + q'^2) - (p^2 + q^2)}{2a_0^2}z\right) \quad (4.28)$$

Pour illustrer l'évolution de la fonction $g(z)$ en fonction de la distance de propagation z , nous allons considérer le cas simple d'une source ayant un spectre gaussien, de longueur d'onde centrale λ_0 et d'écart type $\Delta\lambda$. Le spectre ainsi que sa TF par rapport à λ ont pour expression :

$$\begin{cases} I_\lambda = I_0 \frac{1}{\Delta\lambda\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\lambda-\lambda_0)^2}{2\Delta\lambda^2}\right) \\ \tilde{I}(\Lambda) = I_0 \exp(-i2\pi\lambda_0\Lambda) \exp(-2\pi^2\Delta\lambda^2\Lambda^2) \end{cases} \quad (4.29)$$

En remplaçant cette expression de la TF du spectre de la source dans la relation 4.28, nous trouvons une expression analytique pour l'évolution de $g(z)$ en fonction de la distance de propagation z :

$$g(z) = 2I_0c_{p,q,p',q'} \exp\left(-2\pi^2\frac{z^2}{Z_{p,q,p',q'}^2(\Delta\lambda)}\right) \cos\left(2\pi\frac{z}{Z_{p,q,p',q'}(\lambda_0)} + \phi_{p,q,p',q'}\right) \quad (4.30)$$

Nous observons qu'avec une source gaussienne, l'évolution de la fonction $g(z)$ est le produit de deux fonctions. Une fonction en exponentielle décroissante qui tend vers zéro lorsque z augmente, et une fonction cosinus qui s'apparente à la fonction $g(z)$ dans le cas d'une source monochromatique de longueur d'onde λ_0 . La première fonction est un facteur de visibilité qui vient diminuer peu à peu l'amplitude des variations de la fonction $g(z)$ pour la faire tendre vers zéro. Avec cet exemple heuristique, nous pouvons comprendre de manière générale qu'en régime polychromatique, la largeur spectrale de la source introduit un facteur de visibilité qui annule la fonction $g(z)$ au-delà d'une certaine distance caractéristique, appelée distance panchromatique et notée $Z_{panchro}$. Ainsi, en deçà de la distance panchromatique, $g(z)$ est prédominante par rapport à $g_{panchro}$ et les pics vont varier en fonction de z . Au contraire, au-delà de cette distance, $g(z)$ devient négligeable devant $g_{panchro}$ et les pics sont globalement invariants par rapport à z .

Pour illustrer cette analyse théorique, nous allons reprendre la simulation présentée dans l'étude précédente pour une source monochromatique. Nous allons garder le CSIG

binaire codé en phase, et de paramètres $\eta^2 = 9425$ et $a_0 = 7,5mm$. Comme source à large spectre, nous allons considérer une Diode ElectroLuminescente (*DEL*) de type Luxeon LXML-PWN1-0100. Son spectre, illustré à la figure 4.9 peut être modélisé, en négligeant le pic à 440nm, par une gaussienne de valeur moyenne $\lambda_0 = 570nm$ et d'écart-type $\Delta\lambda = 57nm$.

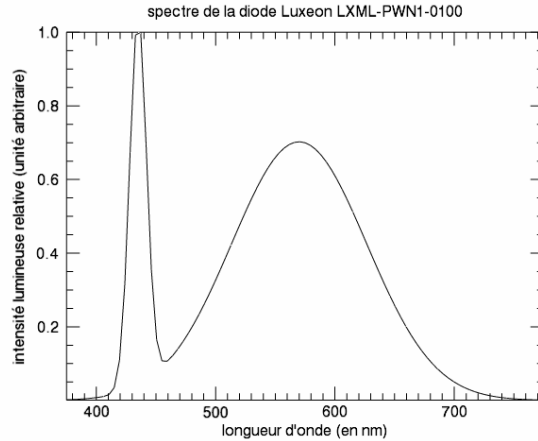


FIGURE 4.9 – Modélisation de la *DEL* Luxeon LXML-PWN1-0100 utilisée pour simuler l'intensité propagée en éclairage polychromatique.

La figure 4.10 rappelle le résultat de la simulation en éclairage monochromatique (a). Elle présente ensuite les résultats de la simulation obtenue dans les mêmes conditions, mais avec la source Luxeon (b). En régime polychromatique, nous pouvons faire deux observations. Tout d'abord les pics varient dans une zone proche du composant, puis ils deviennent quasi-invariants (valeur grise continue) au fur et à mesure que la distance de propagation z augmente. Ceci est totalement en accord avec la conclusion que nous avons tirées de l'analyse théorique, concernant la distance panchromatique. De plus, que ce soit en éclairage monochromatique ou polychromatique, nous observons que les variations persistent d'autant plus longtemps que la fréquence spatiale du pic est faible. Ainsi, les propriétés d'évolution des pics dépendent de la localisation de ce pic dans l'espace de Fourier. Ceci est plutôt un inconvénient car le régime panchromatique n'est pas atteint par tous les pics en même temps. De plus, la largeur spectrale de la source n'a pas d'influence sur cette propriété donc elle ne peut être utilisée pour compenser cet inconvénient.

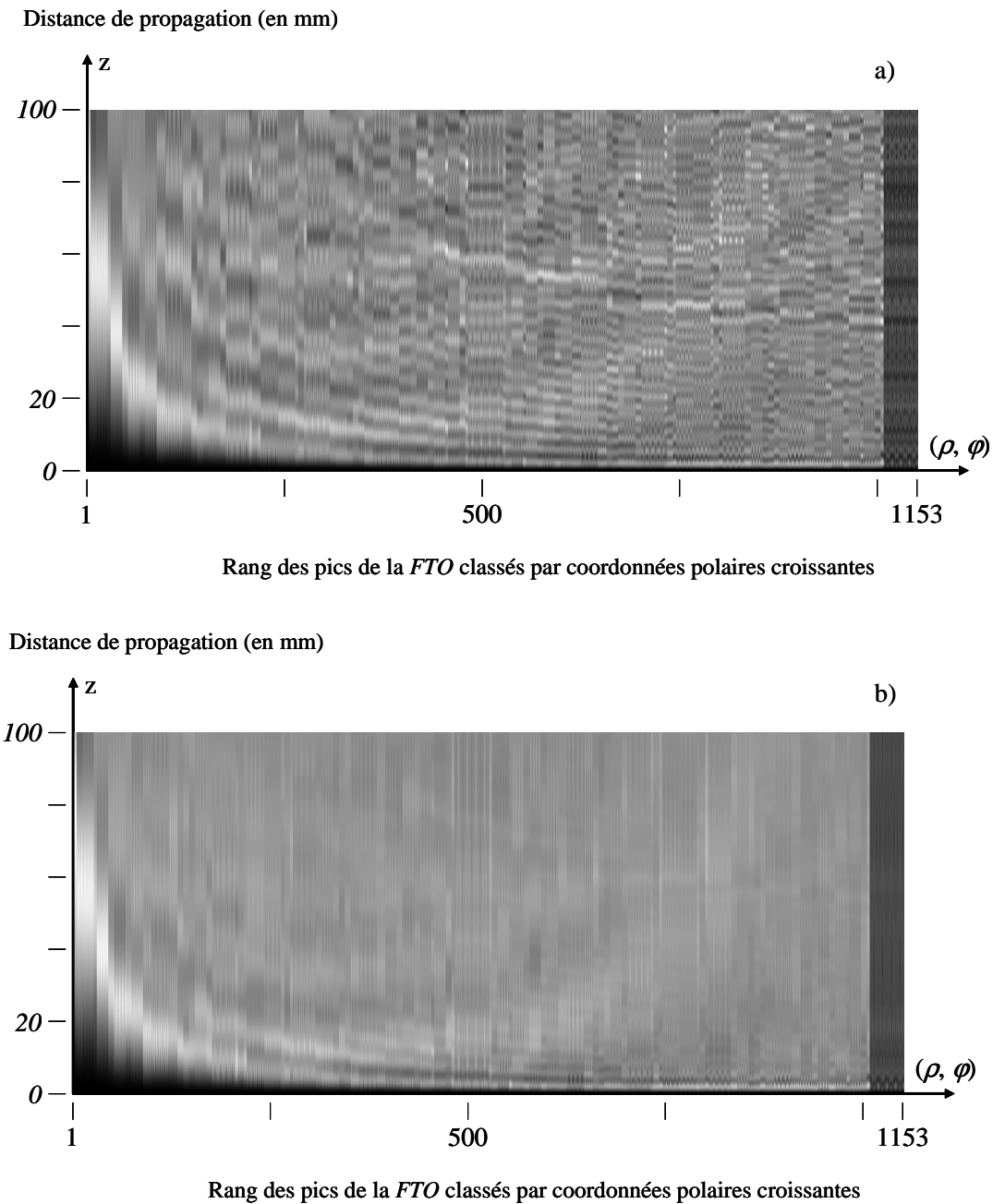


FIGURE 4.10 – Illustration de l'évolution des pics de la *FTO* d'un CSIG binaire codé en amplitude, de paramètre $\eta^2 = 9425$, de période $a_0 = 7,5mm$. Dans le premier cas (a), la source est monochromatique de longueur d'onde $\lambda = 570nm$. Dans le second cas (b), la source est la *DEL* Luxeon dont le spectre est donné à la figure 4.9.

Cette étude théorique, appuyée sur des simulations numériques, nous a permis de montrer qu'en choisissant le codage simplifié qui maximise l'énergie diffractée dans les N ordres utiles, nous obtenons une composant dont le comportement et intrinsèquement

proche de celui du CSIG idéal. De plus, l'influence des ordres secondaires située en dehors du cercle de Montgomery, et dont l'énergie a été minimisée par le choix du codage, peut être atténuée grâce à l'élargissement spectral de la source. Ainsi, ces deux propriétés cumulées permettent d'obtenir un CSIG réel présentant un régime panchromatique proche du régime invariant d'un CSIG idéal, et ce, malgré un codage binaire de la transmittance. Cette analyse nous conforte donc dans l'idée que le codage en phase est le codage optimal pour concevoir notre système imageur. L'ensemble de ces résultats, sur le choix du codage et sur la démonstration du régime panchromatique en éclairage polychromatique, a été publié dans la revue *Optics Express* [114].

4.1.3 Détermination de la profondeur de champ

Nous venons de voir que la binarisation est responsable de la perte d'invariance de la *FEP* du système imageur. La *FEP* dépend en particulier de la largeur spectrale de l'objet observé et son comportement tend vers celui d'un CSIG idéal lorsque cette largeur spectrale augmente. Nous allons maintenant en analyser les conséquences sur la formation des images.

Supposons que l'objet (ou la scène) observé(e) a un rayon angulaire inférieur à l'angle critique α_c que nous avons défini au chapitre 3, page 74. Dans ce cas, son image géométrique dans le plan de détection, notée O , est inscrite dans le domaine isoplanétique du CSIG, et l'image formée sur le détecteur, notée O' , peut être modélisée comme la convolution de la *FEP* par l'image géométrique de l'objet O :

$$O'(x, y) = [FEP \otimes O](x, y) \quad (4.31)$$

Dans l'espace de Fourier, le processus d'imagerie est donc modélisé par le produit de la *FTO* par la *TF* de O , c'est-à-dire le spectre de l'objet, notée \tilde{O} . La *TF* de l'image enregistrée sur le détecteur, notée \tilde{O}' , a donc pour expression :

$$\tilde{O}'(f_x, f_y) = FTO(f_x, f_y) \times \tilde{O}(f_x, f_y) \quad (4.32)$$

Toute l'information que notre système imageur acquiert sur la scène observée est contenue dans la valeur complexe des N' pics qui constituent \tilde{O}' . Comme le montre la relation précédente, ces valeurs sont le produit de deux termes : un terme lié à la FTO qui caractérise l'appareil de mesure et un terme lié au spectre l'objet observé. La finalité de notre système imageur est de fournir une information fiable sur les objets observés. Il est donc nécessaire de s'affranchir de la modulation introduite par la FTO , qui représente un biais de mesure. Pour cela, deux approches sont possibles. La première consiste à prévoir la modulation de la FTO , éventuellement en s'aidant d'une information *a priori* sur l'objet observé, puis à diviser le spectre de l'image mesurée \tilde{O}' par cette modulation. L'avantage de cette méthode est que la perte d'invariance de la FTO , liée à la binarisation, n'est plus un problème car elle peut être prévue. L'inconvénient est que le calcul de la modulation dépend fortement des conditions expérimentales : il doit être changé pour chaque objet observé. Cette approche n'est donc pas robuste. L'autre approche consiste à supposer que la FTO est invariante dans les conditions d'observation. C'est le cas avec un composant continûment auto-imageant idéal, par définition, mais nous venons de voir que c'est aussi le cas avec des composants binaires, sous réserve qu'ils soient éclairés par des sources à large spectre. L'avantage de cette approche est que, une fois la FTO connue, un même traitement d'image peut être appliqué à tous les objets. L'inconvénient est que le traitement est valide tant que les objets ont une largeur spectrale suffisante pour générer un régime panchro, et tant que le détecteur est placé dans la zone du régime panchro.

Nous choisissons de nous placer dans le second cas, où l'étape de démodulation est la même pour tous les objets de la scène. Pour définir le domaine de validité de cette méthode, il faut connaître le domaine sur lequel la FTO est invariante, c'est-à-dire qu'il faut définir la profondeur de champ du système imageur. Nous allons tout d'abord étudier plus en détail le terme invariant de la figure d'éclairement, I_{invar} . Nous supposons que cette figure d'éclairement est très proche de l'autocorrélation de la TF de la fonction *signe*. Pour un codage binaire en phase, à la longueur d'onde de codage, la TF de la transmittance est constituée des N pics principaux. Nous allons supposer que les autres

pics sont négligeables. Pour un CSIG de paramètre $\eta^2 = 9425$, les coefficients des N pics principaux valent $c_k \simeq 0,12$. Comme pour un composant idéal, nous supposons que la FTO est l'autocorrélation de la TF de la fonction *signe*. Dans ce cas, les pics de la FTO valent $2c_k^2 \simeq 0,027$. Nous supposons que cette valeur des pics est la valeur des pics de la TF de I_{invar} . Dans ce cas, cette valeur est la référence vers laquelle doit tendre la FTO du composant binaire lorsque z augmente. La figure 4.11 reprend les résultats des simulations présentées à la figure 4.10 et illustre l'évolution de quelques pics de la FTO en fonction de z .

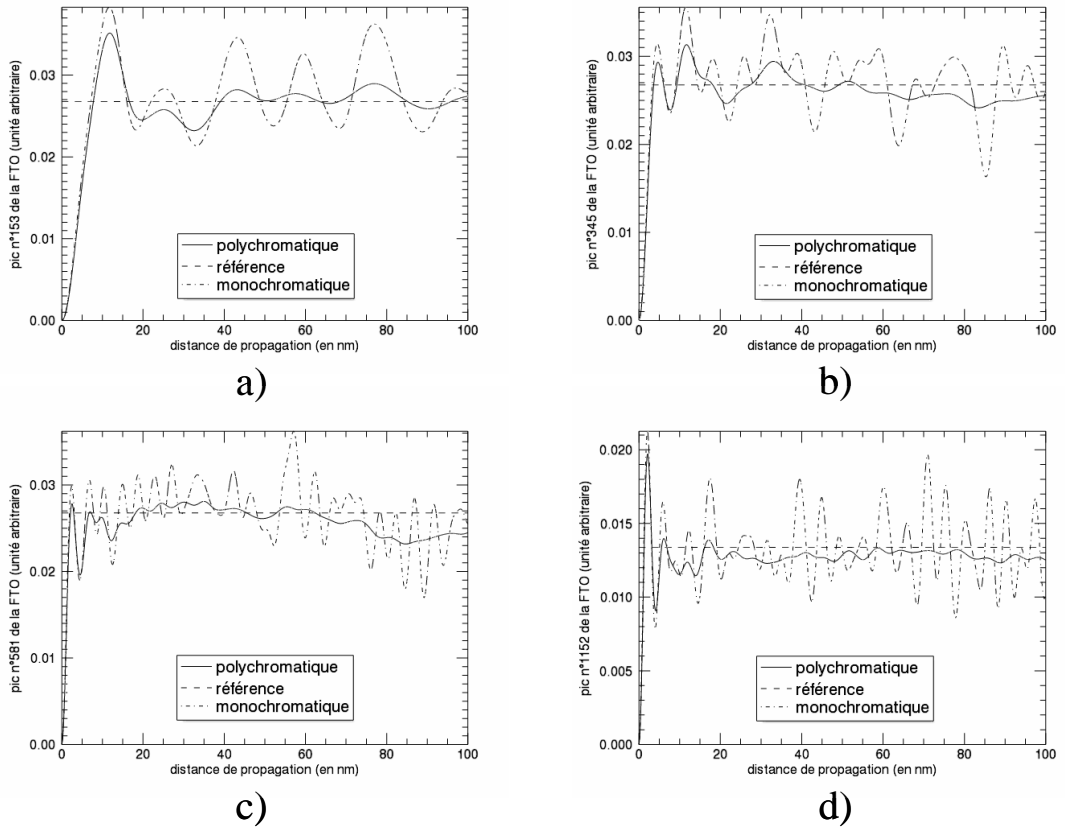


FIGURE 4.11 – Evolution des pics n°153, n°345, n°581 et n°1152 en fonction de z . Ces pics correspondent respectivement à une fréquence spatiale de $\rho_c/4$ (a), $\rho_c/2$ (b), $3\rho_c/4$ (c) et ρ_c (d). Pour chaque pic, les évolutions en éclairage monochromatique et polychromatique sont représentées, ainsi que la valeur de référence vers laquelle elles tendent en régime panchromatique.

La figure 4.11(a) montre le comportement du pic n°153 qui correspond à la fréquence $\rho_c/4$, le pic n° 345 (b) correspond à la fréquence $\rho_c/2$, le pic n°581 (c) à la fréquence

$3\rho_c/4$ et le pic n°1152 (d) à la fréquence de coupure ρ_c . On observe que les variations des pics en fonction de z sont bien plus faibles en régime polychromatique qu'en régime monochromatique. On se rapproche ainsi du régime invariant illustré par la courbe en pointillés qui représente la valeur de référence. De plus, nous vérifions grâce à ces graphes que l'atténuation est d'autant plus rapide et d'autant plus efficace que la fréquence spatiale du pic est élevée.

Pour caractériser la profondeur de champ nous mesurons l'écart-type de la différence entre la *FTO* réelle et la *FTO* de référence. La figure 4.12 illustre cet écart-type, exprimé en pourcentage de la valeur de référence, pour le cas d'un éclairage monochromatique et polychromatique (a). Les paramètres de la simulation sont les mêmes que ceux qui ont été utilisés précédemment. Nous observons que l'éclairage polychromatique permet de réduire l'écart-type de la variation des pics d'un facteur 2 par rapport à l'éclairage monochromatique. La mesure des pics est donc plus fiable. De plus, sur ce graphe, nous observons une variation lente de l'écart-type en fonction de z . Pour montrer que cette fonction est due aux pics basses fréquences de la *FTO*, nous avons recalculé cet écart-type en ne prenant que les pics compris entre $\rho_c/4$ et ρ_c , c'est-à-dire en supprimant un quart des pics de la *FTO*. Nous obtenons le graphe (b) où cette variation a disparu. Nous vérifions ainsi que cette variation est bien due aux basses fréquences.

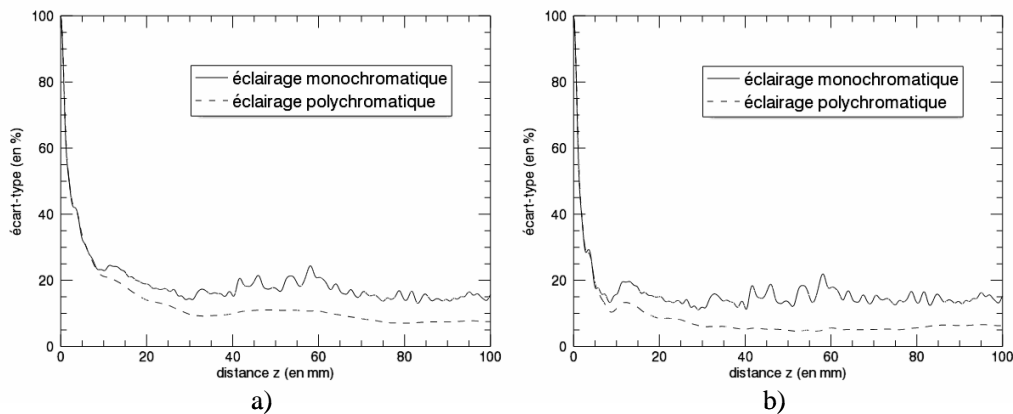


FIGURE 4.12 – Evolution de l'écart-type de la modulation des pics de la *FTO* en éclairage monochromatique et polychromatique, pour tous les pics de la *FTO* (a), et ne tenant pas compte des pics basses fréquences inférieurs à $\rho_c/4$ (b).

Pour toutes les simulations que nous venons de présenter, nous avons considéré un CSIG de paramètres $\eta^2 = 9425$ et $a_0 = 7,5mm$, dont la transmittance binaire est codée en phase. Pour ce composant, nous constatons sur le graphe 4.12(b) que la figure d'éclairément obtenue en éclairément polychromatique, avec la DEL Luxeon de paramètres $\lambda_0 = 570nm$ et $\Delta\lambda = 57nm$, atteint un régime invariant à partir d'une distance qui vaut environ $z_{min} \simeq 40mm$. Par ailleurs, si nous supposons que le composant a une taille $D = 37,5mm$ et que l'image est acquise avec un détecteur de taille $D_{det} = 12,3mm$, nous en déduisons alors que la distance critique, définie au chapitre 3 page 82, vaut dans ce cas $z_c \simeq 1700mm$. Nous pouvons alors placer le détecteur à une distance F quelconque dans la zone d'invariance, entre z_{min} et z_c . Si l'on choisit par exemple une longueur focale F de l'ordre de $80mm$, on constate alors que la profondeur de champ peut atteindre une taille de l'ordre de 20 fois cette longueur focale. Cette étude nous a donc permis de démontrer qu'un système imageur constitué d'un CSIG peut avoir une très grande profondeur de champ, dans certaines conditions d'éclairément, même si le codage du composant n'est pas idéal.

4.2 Réalisation d'un dispositif de démonstration

4.2.1 Construction de la caméra

L'analyse théorique des propriétés d'imagerie des CSIG ainsi que l'étude de la faisabilité technique de ces composants nous permet maintenant d'envisager la réalisation pratique d'un système imageur. Le système que nous allons présenter ci-après ne constitue pas un système imageur au sens d'un système optimisé pour répondre à un cahier des charges précis répondant à une mission d'observation précise. Il est avant tout un dispositif de démonstration permettant de vérifier la validité du modèle d'imagerie présenté au chapitre 3, page 49.

Le système imageur a été conçu pour fonctionner dans le domaine visible afin de s'affranchir des contraintes de manipulation propres aux caméras infrarouge, comme la

mise en froid du détecteur par exemple. Il est constitué d'un CSIG, d'un détecteur et d'une monture qui les relie entre eux. Le CSIG a pour paramètres $\eta^2 = 9425$ et $a_0 = 7,5mm$. Il diffracte $N = 48$ ordres et, d'après la relation 3.26, page 66, sa *FTO* est constituée de $N' = 1153$ pics. La figure 4.13 illustre la répartition des N ordres de la *TF* de la transmittance (a) et des N' pics de la *FTO* (b) dans le plan de Fourier.

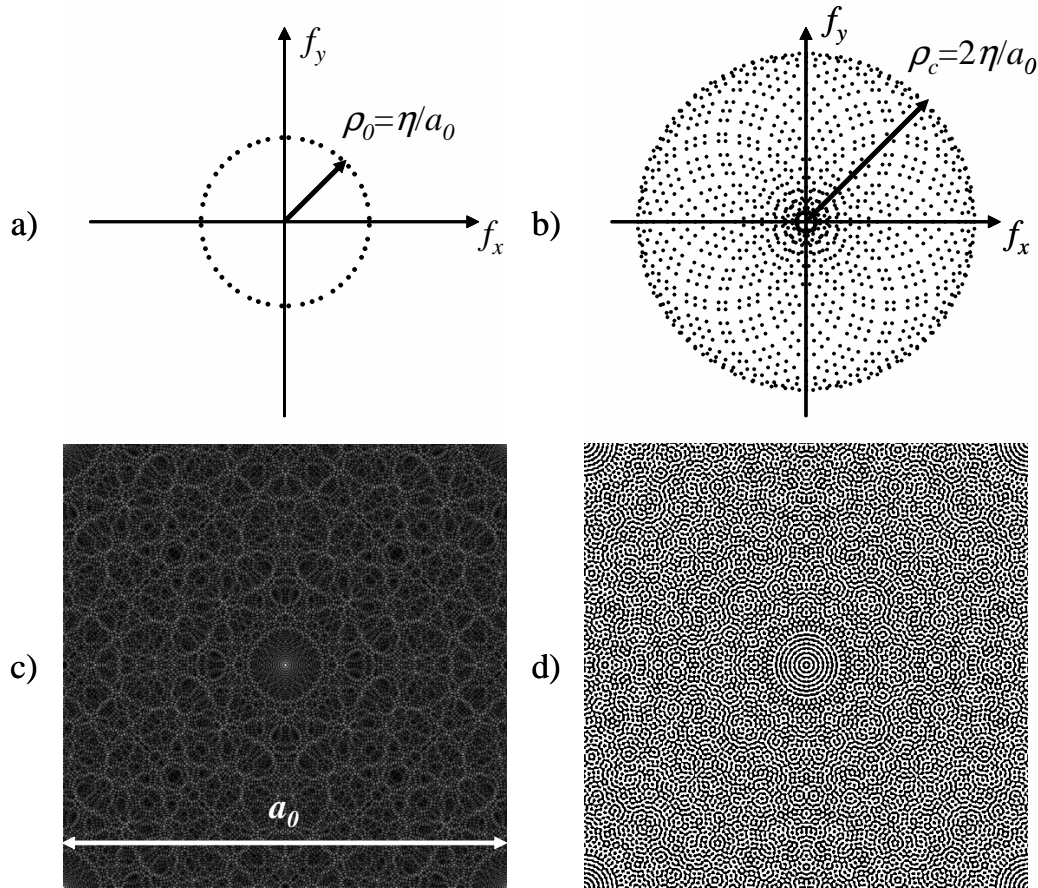


FIGURE 4.13 – Le paramètre $\eta^2 = 9425$ du CSIG utilisé pour réaliser le démonstrateur a été choisi pour que la *TF* de la transmittance (a) et la *FTO* (b) aient une répartition régulière des pics dans l'espace de Fourier. Un motif élémentaire, de taille $a_0 \times a_0$, de la *FEP* (c) et de la fonction *signe* de la transmittance (d) est aussi illustré.

Le paramètre η^2 a été choisi de manière à ce que le CSIG diffracte suffisamment d'ordre pour que le plan de Fourier soit régulièrement échantillonné par la *FTO*. A partir de ces paramètres, nous pouvons calculer l'angle de diffraction des ordres du CSIG :

$$\theta_{diff} \simeq \frac{\lambda\eta}{a_0} \simeq 0,4^\circ \quad (4.33)$$

pour une longueur d'onde caractéristique du domaine visible $\lambda = 570nm$. Avec un tel angle, les rayons diffractés sont dans le régime paraxial et les résultats obtenus précédemment sur l'étude de la binarisation sont applicables sur ce système de démonstration.

Suite à l'étude de la partie 4.1.1, nous avons choisi de coder en phase la fonction *signe* de la transmittance, illustrée sur la figure 4.13(d), en prévoyant une utilisation dans le domaine visible. La réalisation du composant a été confiée à la société HOLOTETRIX qui a assuré un codage exact de la fonction *signe* à la longueur d'onde de codage $\lambda_c = 532nm$. Le support du composant est un disque de verre de diamètre $50mm$. Une couche de diélectrique a été déposée sur ce support pour coder en phase la transmittance binaire du CSIG. La zone active, où est codée la transmittance, est limitée à un disque de diamètre $D = 37,5mm$ par un masque chromé externe. La figure 4.14 donne le schéma et la photo du composant avec ses dimensions.

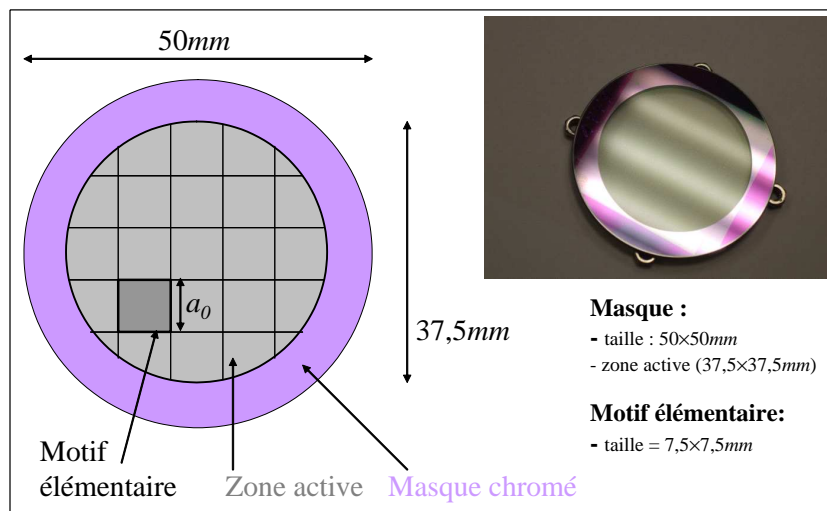


FIGURE 4.14 – Schéma du composant, réalisé par la société HOLOTETRIX, contenant une zone active de diamètre $D = 37,5mm$ où est codée la transmittance, et une zone inactive qui sert de pupille. La photo du composant est donnée en médaillon.

Le détecteur est une caméra DALSA de modèle Pantera TF 1M60 et sensible dans le domaine visible. Son plan focal est constitué d'une matrice de 1024×1024 pixels. Chaque pixel a une taille $t_{pix} = 12\mu m$ environ. La fréquence de Nyquist du détecteur vaut donc $f_{Nyq} = \frac{1}{2t_{pix}} \simeq 41.7mm^{-1}$. La figure 4.15 montre un schéma de la caméra DALSA ainsi que sa réponse spectrale.

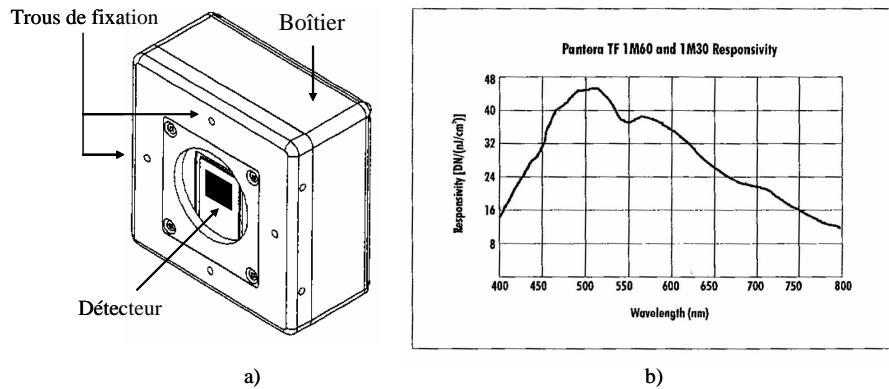


FIGURE 4.15 – Schéma de la caméra DALSA utilisée pour réaliser le système imageur (a). Le détecteur est constitué d’une matrice de 1024×1024 pixels de taille $t_{pix} = 12\mu m$. La réponse spectrale de cette caméra (b) est donnée à titre indicatif.

Enfin, la monture du système imageur a été réalisée à l’ONERA. Elle est constituée d’un cylindre en acier de $60mm$ comportant à une extrémité, une base d’accroche permettant de le fixer à la caméra, et l’autre extrémité, un logement permettant de venir fixer le composant. La monture permet de relier le composant parallèlement au détecteur et à une distance fixe $F = 60mm$. L’intérieur du cylindre a été peint en noir avec une peinture mate afin de réduire au maximum les réflexions parasites de lumière sur le détecteur. La figure 4.16 montre une vue éclatée du système imageur avec le composant, la monture et le détecteur, ainsi qu’une vue du système imageur assemblé.

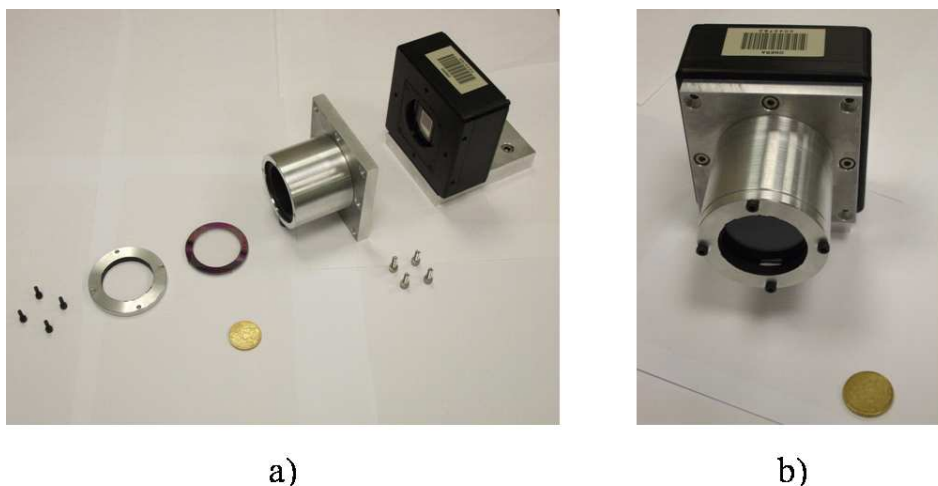


FIGURE 4.16 – La vue éclatée (a) du système imageur montre le composant, la caméra et les éléments de la monture qui permettent de relier les deux. La figure (b) montre le système imageur une fois assemblé.

Avec les paramètres que nous avons choisis pour ce CSIG, la fréquence de coupure de la *FTO* vaut :

$$\rho_c = \frac{2\eta}{a_0} \simeq 25,9\text{mm}^{-1} \quad (4.34)$$

Le paramètre a_0 a été déterminé de manière à ce que la fréquence de coupure du CSIG soit inférieure à la fréquence de coupure du détecteur : $\rho_c < f_{Nyq}$. La lacunarité de la *FTO* permet de dépasser la limite de Shannon-Nyquist en ayant $\rho_c > f_{Nyq}$. Dans cette configuration, les pics externes de la *FTO* sont repliés, mais n'affectent pas les autres pics car ils peuvent tomber dans des zones vides du plan de Fourier ; ceci n'est possible que parce que la *FTO* est lacunaire. Cette stratégie est particulièrement pertinente pour la mesure de *FTM* pixel, pour la caractérisation de détecteurs. Cependant, n'ayant pas de contrainte sur les objets à observer, nous avons choisi de ne pas nous placer dans le cas $\rho_c > f_{Nyq}$ pour la conception de notre démonstrateur. Ce choix devra être remis en cause au moment où la démarche de co-conception sera appliquée pour une mission particulière de manière à se mettre dans la situation la plus favorable.

4.2.2 Calibration de la longueur focale

Après l'assemblage du système imageur, nous avons procédé à une expérience de étalonnage pour mesurer de manière précise la longueur focale du système imageur. Pour cela, nous avons placé une source ponctuelle à une distance finie d du système imageur, que nous avons faite varier entre 130mm et 500mm . La figure 4.17(a) montre le schéma de cette expérience. Pour chaque position de la source, l'image générée sur le détecteur est dilatée, comme le montre la figure 4.17(b), d'un facteur de grandissement M dont on rappelle la définition :

$$M = \frac{a_z}{a_0} = \left(1 + \frac{z}{d}\right) \quad (4.35)$$

Pour chaque position de la source, nous mesurons la distance d (en mm) et la taille du motif dilaté a_z (en pixels). Connaissant le paramètre a_0 de manière *a priori*, nous pouvons alors en déduire le facteur de grandissement M grâce à la relation 4.35, puis

nous pouvons remonter à la distance z , qui n'est autre que la longueur focale F de notre système imageur, ainsi qu'à la taille d'un pixel t_{pix} que l'on souhaite calibrer.

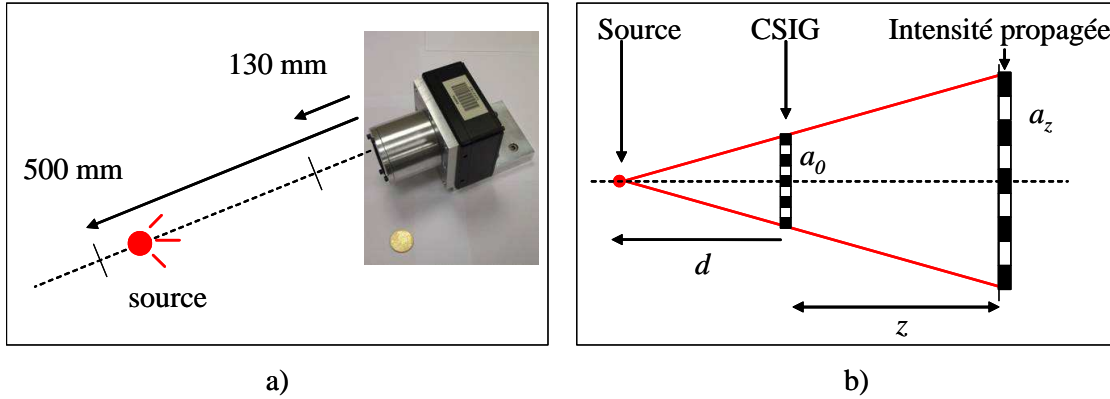


FIGURE 4.17 – L'expérience réalisée pour mesurer la longueur focale F est représentée sur le schéma (a). Elle consiste à acquérir une image pour chaque position d d'une source lumineuse variant entre 130mm et 500mm . Pour chaque distance, le motif prend une taille particulière a_z , comme indiqué sur le schéma (b). La relation 4.35 permet de relier les paramètres d , a_z et F , et donc d'estimer la longueur focale F .

La figure 4.18 illustre les résultats de cette étape de calibration. Les mesures de la distance d et de la taille du motif associée a_z , associées aux connaissances *a priori* des paramètres a_0 , t_{pix} et F permettent de trouver la courbe du grandissement M . Cette courbe est comparée au modèle obtenu par la relation 4.35 avec les mêmes paramètres. Ces deux courbes sont initialement différentes. Nous avons changé la valeur des paramètres t_{pix} et F de manière itérative jusqu'à ce que les courbes expérimentales et théoriques coïncident, comme l'indique la figure 4.18. Cette méthode nous a permis d'estimer de manière précise ces deux paramètres : on trouve un longueur focale $F = 61,7\text{mm}$ et une taille pixel $t_{pix} = 11,64\mu\text{m}$.

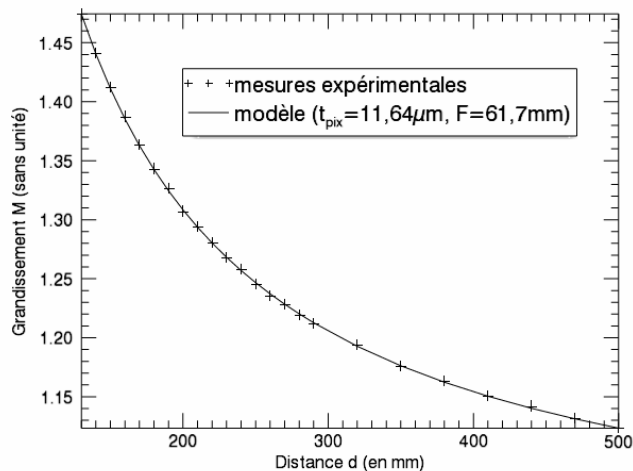


FIGURE 4.18 – Illustration du grandissement M mesuré pour différentes distances d entre la source et le système imageur. La relation 4.35 nous donne un modèle pour le grandissement que nous arrivons à faire correspondre aux données expérimentales pour une longueur focale valant $F = 61,7\text{mm}$ et une taille pixel valant $t_{pix} = 11,64\mu\text{m}$.

En conclusion, nous avons cherché dans ce chapitre le composant optique qui modulerait la lumière venant d'une source ponctuelle placée à une distance infinie, de manière à générer un faisceau lumineux le plus proche possible de celui qui serait généré par un CSIG idéal. Pour cela, nous avons décidé que la transmittance de ce composant devait être codée sur deux niveaux seulement, afin d'être simple à réaliser technologiquement, et en phase, pour transmettre un maximum d'énergie. Nous avons ensuite montré que ce composant devait coder la fonction *signe* de la transmittance d'un CSIG idéal, de manière à maximiser l'énergie diffractée dans les N ordres principaux. Cependant, la présence des ordres diffractés secondaires, dus à la binarisation du codage, a introduit des battements dans la figure d'éclairement propagée. L'analyse de la dépendance de ces battements à la longueur d'onde a permis de montrer que la largeur spectrale de la source pouvait être utilisée pour les diminuer et ainsi retrouver la propriété d'invariance par propagation. De cette manière, nous avons validé la faisabilité d'un système imageur simple, constitué d'un CSIG et d'un détecteur, et pourvu d'une grande profondeur de champ. Nous avons mis en pratique ces considérations pour réaliser un prototype de système imageur dont nous allons explorer les capacités d'imagerie dans le chapitre suivant.

Chapitre 5

Développement de briques de restauration d'image adaptées à notre système imageur spécialisé

Sommaire

5.1	Description du montage expérimental	128
5.2	Mise en forme des images en vue d'une restauration	131
5.2.1	L'inhomogénéité d'éclairage sur le détecteur	131
5.2.2	L'influence du fenêtrage de l'image	132
5.2.3	Le filtrage introduit par le composant et les pixels du détecteur	135
5.3	Méthode de reconstruction d'objets par rééchantillonnage dans l'espace de Fourier	138
5.3.1	Principe du traitement d'image	138
5.3.2	Domaine de validité lié au théorème d'échantillonnage	140
5.3.3	Résultats expérimentaux	142
5.4	Méthode de reconstruction d'objets utilisant l'imagerie com- primée	144
5.4.1	Description de la classe d'objet connue <i>a priori</i>	144

5.4.2	Reconstruction à l'aide de l'algorithme Twist	145
5.4.3	Résultats expérimentaux	147
5.5	Limites et perspectives	150
5.5.1	Comparaison des domaines de validité des deux méthodes	150
5.5.2	Perspectives	152

L'étude de la réalisation pratique des CSIG nous a permis de montrer que même avec un codage simplifié de la transmittance, il est possible de retrouver, sous certaines conditions, la propriété d'invariance par propagation de la figure d'éclairement, propre au CSIG théorique. Nous avons utilisé ce résultat pour dimensionner un système imageur de démonstration. Dans la démarche de co-conception, la finalité du système imageur est de mesurer une information sur la scène observée et de la restituer avec la plus grande fiabilité possible. Dans ce chapitre, nous allons présenter le montage expérimental que nous avons mis en place pour prendre des images de différents objets lumineux avec notre système imageur de démonstration. Puis, nous allons analyser les sources d'erreurs de mesures introduites par l'appareil, c'est-à-dire par notre système imageur. Enfin, nous allons explorer plus en détail le fonctionnement du processus d'imagerie d'un CSIG. Pour cela, nous présenterons deux méthodes de traitement d'image utilisées pour reconstruire les objets observés. Ces méthodes diffèrent par l'hypothèse initiale de l'information *a priori* sur les objets. La comparaison des objets reconstituibles avec ces deux méthodes va permettre de préciser le périmètre de chacune d'elle et montrer leur complémentarité.

5.1 Description du montage expérimental

Pour tester les capacités d'imagerie des CSIG, nous avons choisi de considérer des objets lumineux très simples et de formes variées (rose, anneaux, mire, etc.), comme le montre la figure 5.1. Le spectre de ces objets est donné à titre indicatif.

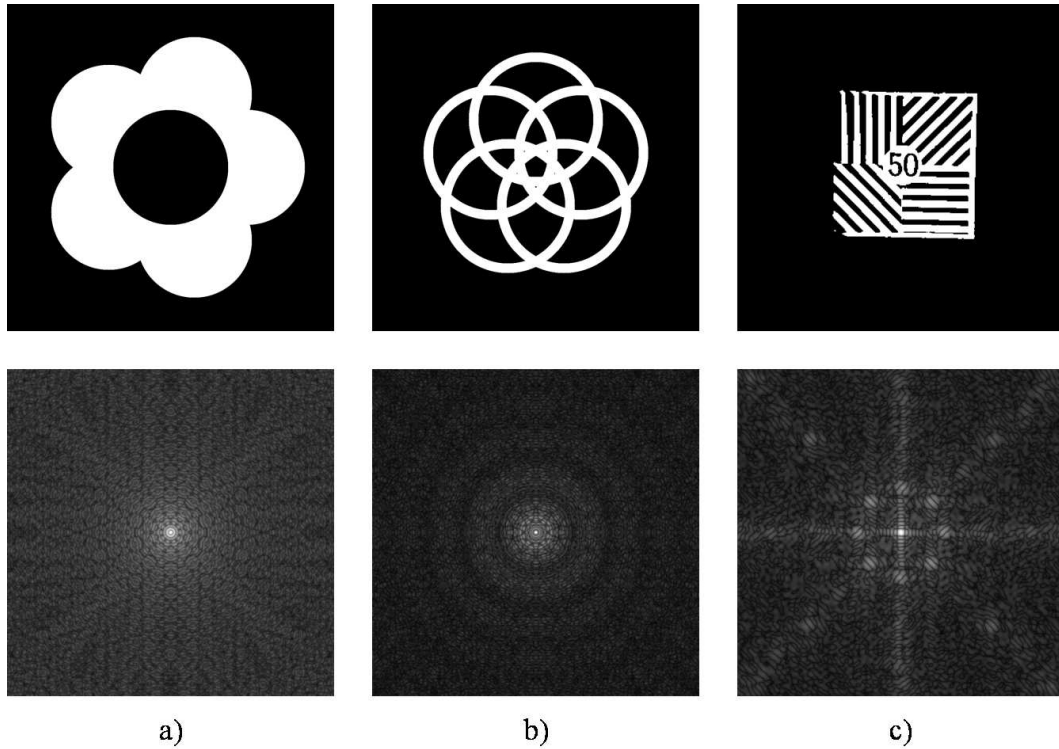


FIGURE 5.1 – Illustration sur la première ligne des objets lumineux de formes diverses, comme une rose (a), des anneaux (b) ou une mire (c), que nous allons utiliser pour tester les capacités d’imagerie des CSIG. La seconde ligne montre le module du spectre de ces objets.

Ces objets sont construits au moyen d’un support transparent sur lequel on vient imprimer un masque noir opaque, dans le cas de la rose ou de l’anneau, ou sur de la pellicule photographique, dans le cas de la mire. Pour transformer cet objet en un objet lumineux, nous avons mis en place le montage présenté à la figure 5.2. Comme source lumineuse, nous utilisons la même LED Luxeon que celle utilisée pour l’étude du régime panchromatique. La lumière émise par cette source est collimatée par une lentille de longueur focale $F = 140mm$. Un diffuseur est intercalé entre la source et la lentille de manière à détruire l’image géométrique de la source et à obtenir un éclairage homogène dans le plan pupillaire de la lentille. Nous plaçons le masque qui code la forme de l’objet arbitrairement à $50mm$ en aval de la lentille. En aval de ce masque nous pouvons observer à l’œil nu l’objet lumineux (rose, anneau, mire, etc.) sur fond noir. Pour acquérir une image de cet objet avec notre système imageur, nous le plaçons à une distance $d = 430mm$ sur l’axe.

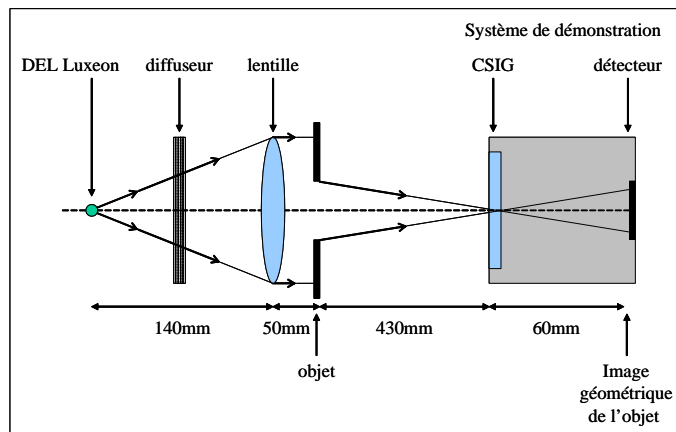


FIGURE 5.2 – Schéma du montage expérimental utilisé pour générer les objets lumineux. La *DEL Luxeon* est collimatée par une lentille de longueur focale $F = 140\text{mm}$. Un diffuseur est intercalé entre les deux de manière à obtenir un éclairage lambertien en sortie de la lentille. Un masque placé devant la lentille permet de générer toutes sortes d'objets lumineux. Ces objets sont observés par le système imageur que nous avons décrit au chapitre précédent.

La figure 5.3 donne quelques exemples d'images des objets lumineux que nous venons de décrire, obtenues avec notre système imageur de démonstration. Nous constatons que les images diffèrent fortement des objets observés. Tout d'abord l'image de l'objet est périodisée, ce qui fait que l'on observe plusieurs fois l'objet. De plus, de nombreux "filaments de lumière", dus à la *FEP* étendue du CSIG, remplissent toute l'image. Enfin, nous observons la présence d'inhomogénéités d'éclairage qui font que l'image est moins intense d'un bord à l'autre du détecteur. Dans la suite de ce chapitre, nous allons présenter les différentes étapes de traitement d'image que nous avons développées afin de reconstruire une image fidèle de l'objet.

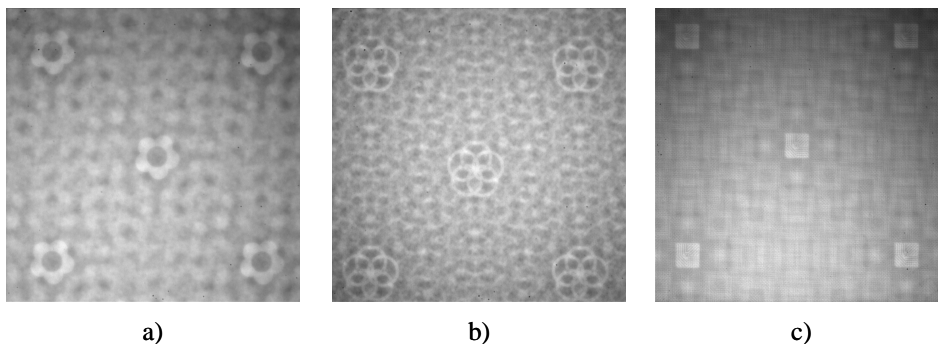


FIGURE 5.3 – Illustration des images expérimentales typiquement obtenues avec notre système imageur pour les objets en forme de rose (a), d'anneaux (b), de mire (c) présentés à la figure 5.1.

5.2 Mise en forme des images en vue d'une restauration

L'image produite par un système imageur peut généralement s'écrire sous la forme suivante :

$$I_m = (FEP_{pix} \otimes FEP \otimes O_{bj}) \times G(x, y) + offset(x, y) + b(x, y) \quad (5.1)$$

où I_m est l'image formée sur le détecteur, O_{bj} représente l'image géométrique de l'objet, FEP_{pix} représente la convolution de l'image par la taille d'un pixel, FEP est la réponse du CSIG, G et $offset$ représentent le gain et l'offset qui peut être introduit par le détecteur et/ou par les composants optiques, et enfin b représente un bruit de mesure additif. Pour nous placer dans un cas favorable, vis-à-vis du bruit, les images présentées dans la suite seront en fait la moyenne de plusieurs acquisitions faites avec notre système imageur. Dans cette partie, nous allons analyser certains termes qui ont une influence sur l'image, comme l'inhomogénéité d'éclairement, le filtrage pixel, ou le filtrage par la FTO , afin de les compenser. Ces étapes de traitement d'image correspondent à la démarche de conception généraliste, que nous avons présentée dans l'introduction, et qui consiste à corriger les défauts et le filtrage introduits par l'appareil pour reproduire l'image la plus fidèle possible de l'objet observé. Nous allons ici appliquer cette démarche à notre système imageur de démonstration.

5.2.1 L'inhomogénéité d'éclairement sur le détecteur

La figure 5.4(a) présente l'image d'une rose obtenue avec le montage décrit précédemment. Le premier effet que nous observons sur cette image est l'inhomogénéité d'éclairement sur le détecteur. Pour différentes raisons liées à la non uniformité d'éclairement de l'objet ou à la perte d'éclairement en bord de champ, l'offset et le gain de l'image peuvent changer localement. Cette variation d'éclairement moyen sur le détecteur étant lentement variable, nous en déduisons qu'elle n'affecte que les basses fréquences du spectre de l'image. Pour supprimer cet effet, nous avons donc choisi d'interpoler l'image acquise par le polynôme de degré 2 qui passe au mieux par tous les points de l'image. En soustrayant

par la suite ce polynôme à l'image, on obtient une image dont le fond uniformisé. La figure 5.4 montre l'amélioration apportée par ce traitement d'image sur l'image d'un objet en forme de rose : le contraste de l'image est homogène sur tout le détecteur.

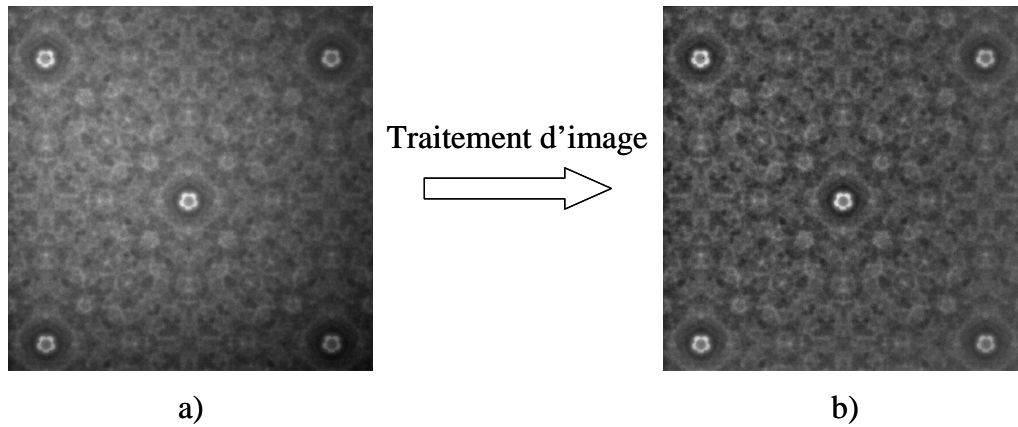


FIGURE 5.4 – Illustration de l'image d'une rose obtenue avec le système imageur (a). On observe que la répartition d'intensité est inhomogène. Une opération de traitement d'image permet d'uniformiser cette image (b).

Cette méthode corrige indistinctement les effets d'inhomogénéité liés à l'éclairement de l'objet ou au système imageur.

5.2.2 L'influence du fenêtrage de l'image

Une fois l'image mise en forme, il nous faut récupérer l'information sur l'objet observé qui est entièrement localisée au niveau des N' pics qui constituent la FTO . Pour cela, nous devons effectuer une opération de TF . Plusieurs approches sont possibles. Nous allons tout d'abord envisager la Transformée de Fourier Discrète, notée TFD , car elle est adaptée aux signaux discrets tels qu'une image numérique. L'avantage de cette méthode est que les algorithmes existants pour calculer la TFD sont généralement très rapides. Cependant, le calcul de la TFD donne un spectre échantillonné avec un pas $1/D_{det}$ dans l'espace de Fourier, qui est généralement différent du pas $1/a_0$ de la grille cartésienne sur laquelle repose les pics de la FTO . Dans ce cas, l'énergie contenue dans un pic de la FTO peut se retrouver répartie sur plusieurs pixels de la TFD et la mesure que nous en ferons sera erronée. Ceci est une limitation très importante qui nous a fait envisager une autre

méthode de calcul de la TF : le calcul de TF exacte. En reprenant la définition de la TF , nous pouvons calculer la TF de l'image uniquement aux fréquences spatiales qui nous intéressent, c'est-à-dire aux fréquences spatiales de la FTO .

$$FTO(f_x, f_y) = \iint_{\mathbb{R}^2} I_m(x, y) \exp(i2\pi[f_x x + f_y y]) dx dy \quad (5.2)$$

Cette fois-ci, la valeur obtenue par le calcul est exacte, quelle que soit la taille du motif de la FEP , mais le temps de calcul est beaucoup plus élevé, typiquement 300 fois plus, sous le logiciel *IDL* (version 8.0), et avec un ordinateur ayant un processeur Intel Core 2 Duo à 3Ghz, et doté de 3.25 Go de RAM. Ce temps de calcul est très long si on envisage une extraction des pics de la FTO pour une application en temps réel, mais il pourrait être réduit en codant cette opération directement en langage *C*. Nous avons alors envisagé une dernière approche permettant de combiner les avantages des deux premières méthodes. L'astuce consiste à sélectionner dans l'image une sous-image dont la taille correspond à celle du motif. De cette manière le pas d'échantillonnage de la TFD devient $1/a_0$ et est adapté à la grille cartésienne. Cette opération, appliquée à l'image homogénéisée présentée à la figure 5.4, donne la sous-image de la figure 5.5.

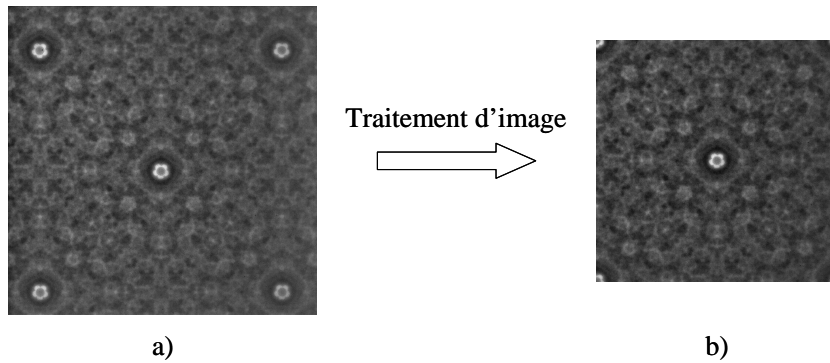


FIGURE 5.5 – Illustration de l'image expérimentale d'un objet en forme de rose obtenue avec notre système imageur et corrigée de l'inhomogénéité d'éclairement (a). Dans le cas général, la taille du motif n'est pas un multiple de la taille du détecteur. En sélectionnant une sous-image qui contient exactement un motif (b), on obtient une image adaptée à la propriété circulante de la TFD , permettant ainsi d'extraire les bonnes fréquences.

La taille de cette sous-image est un multiple de la période du motif, ce qui assure que la TFD donnera les fréquences spatiales de la FTO . Nous combinons donc l'avantage

d'avoir une mesure exacte des pics de la *FTO*, tout en ayant le temps de calcul court propre à la *TFD*. La figure 5.6 illustre cette discussion en présentant la valeur des pics de la *FTO* mesurées successivement par les trois méthodes. Nous observons bien que le calcul de *TFD* donne des valeurs erronées avec la première méthode, car la taille de l'image vaut 1,27 fois celle d'un motif. En revanche, la troisième donne les valeurs exactes des fréquences, comme la seconde méthode, car la taille de l'imagette est maintenant égale à un motif. Les temps de calculs obtenus, sous *IDL* et avec notre configuration d'ordinateur, par la méthode de *TFD* générale, de *TF* exacte, et de *TFD* adaptée, valent respectivement de 0.17, 52 et 0.12 secondes. Ce qui confirme que la troisième méthode bénéficie des avantages des deux premières.

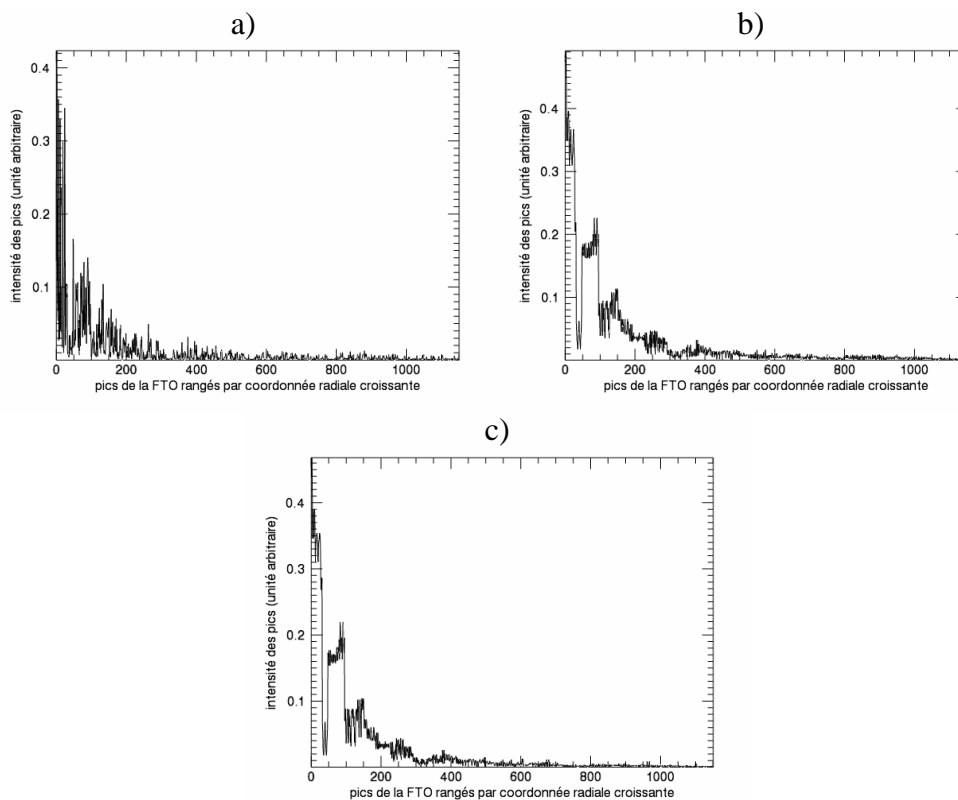


FIGURE 5.6 – (a) Le calcul de la valeur des pics de la *FTO* en utilisant la méthode de la *TFD* sur l'image présentée à la figure 5.4, et dont la taille vaut 1,27 fois celle du motif, donne des valeurs erronées. (b) En utilisant la méthode de la *TF* exacte, nous obtenons des valeurs correctes, mais au détriment d'un temps de calcul très long. (c) Enfin, en sélectionnant la sous image dont la taille est égale à la période du motif, on obtient aussi des valeurs correctes par la méthode de la *TFD*, mais avec un temps de calcul réduit.

5.2.3 Le filtrage introduit par le composant et les pixels du détecteur

Supposons que nous avons corrigé le gain et l'offset de l'image, et que le bruit a été réduit, par l'acquisition de plusieurs images par exemple, de manière à ce qu'il soit négligeable devant le signal. A partir de la relation 5.1, page 131, nous pouvons modéliser la TF de l'image enregistrée sur le détecteur, notée \tilde{I}_m , dans l'espace de Fourier, comme le produit de la FTO du CSIG et de la FTO pixel, par la TF de l'image géométrique de l'objet, notée \tilde{O}_{bj} :

$$\tilde{I}_m(f_x, f_y) = FTO_{pix}(f_x, f_y) \times FTO(f_x, f_y) \times \tilde{O}_{bj}(f_x, f_y) \quad (5.3)$$

Dans cette relation, \tilde{I}_m est le résultat de la mesure, les FTO peuvent être connues de manière *a priori* ou être modélisées et \tilde{O}_{bj} est le signal que l'on souhaite retrouver. Que ce soit dans le cas du CSIG théorique présenté au chapitre 3 ou du CSIG réel présenté au chapitre 4, la valeur des pics de la FTO sont non nulles. Ainsi, dans les conditions expérimentales que nous avons décrites, c'est à dire en présence d'un bruit négligeable devant le signal, \tilde{O}_{bj} peut être retrouvé simplement en divisant le spectre de l'image mesurée \tilde{I}_m par la FTO du CSIG et du pixel.

La figure 5.7 donne les valeurs des pics de la FTO de notre système imageur, classés par coordonnées polaires croissantes, obtenues dans le plan de détection situé à une distance $F = 61,7mm$ d'un CSIG binaire codé en phase à la longueur d'onde de codage $\lambda_c = 532nm$, et de paramètres $\eta^2 = 9425$ et $a_0 = 7,5mm$, lorsqu'il est éclairé par la DEL Luxeon de longueur d'onde $\lambda_0 = 570nm$ et de largeur spectrale $\Delta\lambda = 80nm$.

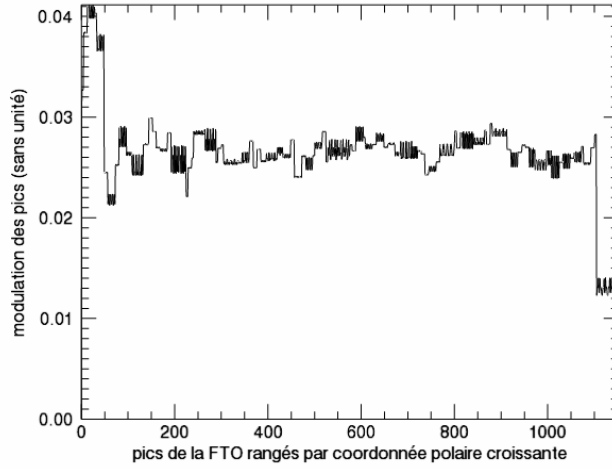


FIGURE 5.7 – Illustration des pics de la FTO obtenus lorsqu’une source de type DEL Luxeon de longueur d’onde centrale $\lambda_0 = 570nm$ et de largeur spectrale $\Delta\lambda = 80nm$ éclaire un CSIG binaire codé en phase à la longueur d’onde de codage $\lambda_c = 532nm$, de paramètres $\eta^2 = 9425$ et $a_0 = 7,5mm$, et forme une image dans le plan de détection placé à une distance $F = 61,7mm$ du CSIG. Les pics sont classés par coordonnées polaires croissantes.

Par ailleurs la FTO d’un pixel, notée FTO_{pix} , peut être modélisée simplement en supposant que le pixel a une forme carrée de côté t_{pix} . De cette manière, FTO_{pix} est modélisée par une fonction sinus cardinal de la manière suivante :

$$sinc(f_x, f_y) = \frac{\sin(\pi t_{pix} f_x)}{\pi t_{pix} f_x} \times \frac{\sin(\pi t_{pix} f_y)}{\pi t_{pix} f_y} \quad (5.4)$$

Comme la fonction $sinc$ décroît lorsque la fréquence spatiale augmente, on s’attend donc, de manière générale, à ce que le filtrage pixel affecte surtout les fréquences spatiales élevées. La figure 5.8 illustre cet effet dans les mêmes conditions expérimentales que précédemment. Sur cette figure, chaque croix représente la valeur du filtrage pixel pour chaque pic de la FTO du CSIG. Les pics sont classés en fonction de leurs coordonnées radiales dans l’espace de Fourier. Ainsi, la croix la plus à droite correspond à la fréquence de coupure, qui vaut $\rho_c \simeq 25,9mm^{-1}$ pour notre CSIG. La fréquence spatiale maximale du graphe correspond à la fréquence de Nyquist du détecteur, qui vaut $f_{Nyq} \simeq 41,7mm^{-1}$ avec notre caméra DALSA. Dans ces conditions, nous observons que le filtrage pixel introduit une atténuation maximale de l’ordre de 15%, ce qui est suffisamment élevé pour que l’on en tienne compte dans la mise en forme des images.

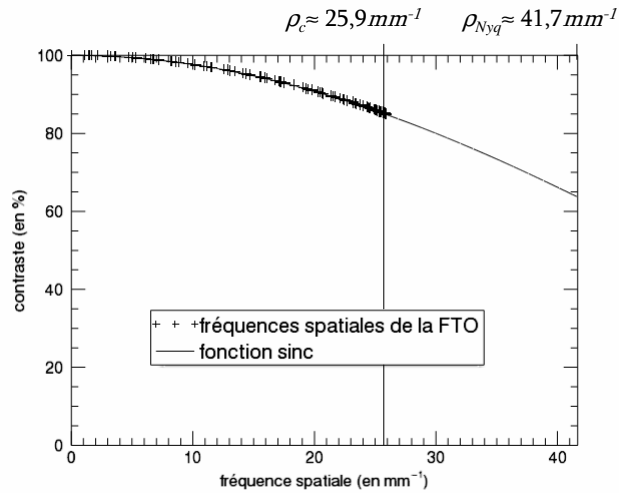


FIGURE 5.8 – Illustration de la modulation des pics de la *FTO* due au filtrage pixel. Nous observons que cette modulation est suffisamment importante, de l'ordre de 15% à la fréquence de coupure, pour être prise en compte.

Nous pouvons alors compenser ces filtrages sur la sous-image présentée à la figure 5.5. Pour cela, nous allons calculer son spectre en fréquences spatiales, puis nous allons diviser les valeurs de chaque pic obtenu, par les valeurs de la *FTO* du CSIG réel obtenues par simulation et présentées à la figure 5.7 et par la *FTO* d'un pixel modélisée à la relation 5.4. En calculant la *TF* inverse du spectre compensé, nous obtenons l'image de la rose corrigée des déformations introduites par le système imageur. Cette image est illustrée par la figure 5.9.

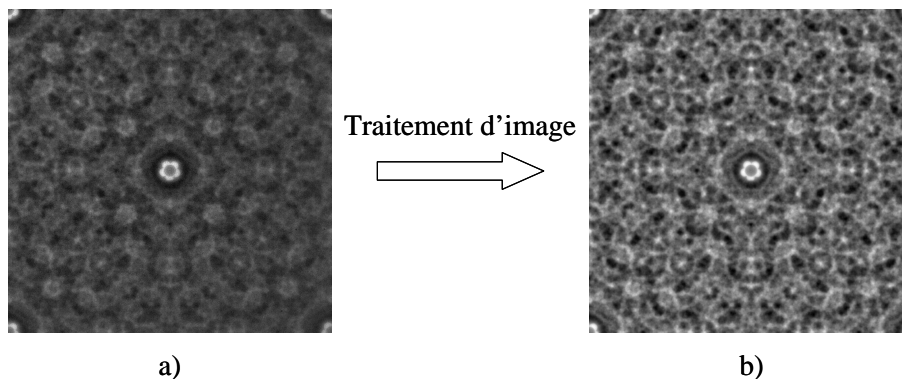


FIGURE 5.9 – Illustration (a) de la sous-image illustrée à la figure 5.5(a). En sélectionnant dans son spectre, calculé par *TFD*, les fréquences qui correspondent à la *FTO* et en divisant leurs valeurs par celles de la *FTO* réelles présentées à la figure 5.7, on obtient après calcul de *TFD* inverse une image améliorée (b).

Il est important de remarquer que le calcul de TFD permet d'obtenir le spectre de l'image pour les fréquences qui nous intéressent, mais aussi à d'autres fréquences spatiales. Pour toutes les fréquences qui ne correspondent pas à celles de la FTO , nous savons donc que le signal mesuré ne provient pas de l'objet : c'est du bruit. Au moment du calcul de la TF inverse, nous choisissons de ne sélectionner que les fréquences spatiales d'intérêt. De cette manière, nous supprimons une grande partie du bruit de mesure, comme on peut l'observer en comparant attentivement les deux images de la figure 5.9.

A ce stade, nous avons identifié les principales sources de filtrage pouvant influencer la mesure du spectre de l'objet observé. Ces différentes étapes de traitement d'image constituent un outil que nous allons désormais appliquer à chaque image expérimentale, de manière à supprimer, ou du moins à réduire le plus possible, l'influence de l'éclairement de la source et celle du système imageur. Avec les images corrigées, nous pouvons alors nous concentrer sur le processus d'imagerie propre au CSIG.

5.3 Méthode de reconstruction d'objets par rééchantillonnage dans l'espace de Fourier

L'image présentée à la figure 5.9 est corrigée des erreurs de mesure introduites par notre système imageur. Nous allons maintenant présenter la méthode de traitement d'image la plus simple qui permet de supprimer les rebonds et les répliques de l'image, pour obtenir l'image la plus fidèle possible de l'objet observé. Pour cette méthode, nous allons supposer que nous n'avons aucune information *a priori* sur les objets observés. Dans la section suivante, nous traiterons le cas où nous possédons une information *a priori*.

5.3.1 Principe du traitement d'image

Comme nous l'avons vu à la relation 5.3, le spectre de l'image mesurée peut être modélisé par le produit de la FTO et du spectre de l'objet. La FTO d'un CSIG est par

définition une fonction discrète dans l'espace de Fourier, alors que le spectre de l'objet sera dans le cas général une fonction continue, comme le montre la figure 5.10 où la *FTO* du CSIG de paramètres $\eta^2 = 9425$ et a_0 , est superposée au spectre d'une rose de diamètre angulaire $\alpha \simeq 8mrad$. Le CSIG échantillonne donc ce spectre en un nombre fini N' des fréquences spatiales.

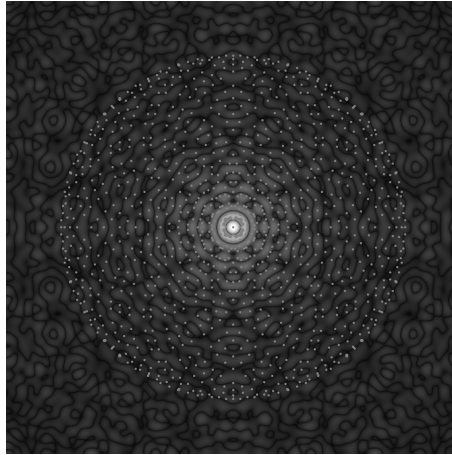


FIGURE 5.10 – Illustration de la *FTO* discrète d'un CSIG (a) qui vient échantillonner le spectre d'un objet (b), généralement continue, dans l'espace de Fourier. Ici (b) représente le module du spectre de l'objet en forme de rose, illustré à la figure 5.9.

Pour retrouver les fréquences spatiales qui n'ont pas été mesurées par le CSIG, la méthode la plus simple consiste à rééchantillonner le spectre en interpolant les valeurs des fréquences mesurées. Pour cela, nous avons utilisé la fonction *tri_surf* du langage de programmation *IDL*. Cette fonction accepte en entrée les coordonnées des $N' = 1153$ pics de la *FTO* et les valeurs mesurées de ces pics, c'est-à-dire les valeurs échantillonnées du spectre. En sortie, on peut obtenir par interpolation les valeurs du spectre sur une grille régulière de fréquences spatiales situées à l'intérieur de la fréquence de coupure de la *FTO*. La fonction *tri_surf* adapte l'échantillonnage du spectre en cherchant la surface qui passe au mieux par les N' points que nous lui avons donnés en entrée. Comme les valeurs des pics sont des valeurs complexes, nous appliquons cette fonction sur la partie réelle puis sur la partie imaginaire des fréquences mesurées. Enfin, en recombinaison des deux, on obtient la valeur complexe du spectre rééchantillonné. Une fois cette opération de rééchantillonnage effectuée, il suffit simplement d'effectuer une opération de *TF* inverse

pour obtenir l'image reconstruite de l'objet, comme le montre la figure 5.11.

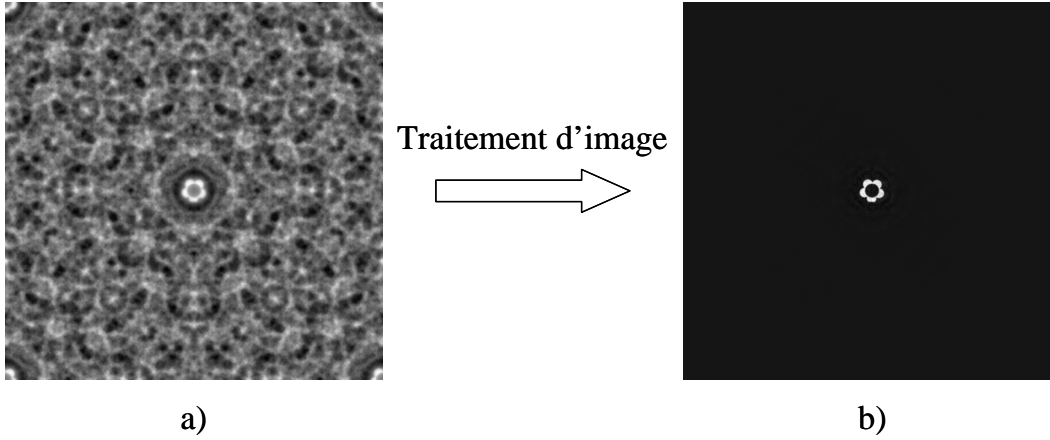


FIGURE 5.11 – A partir de l'image compensée de tous les effets venant du système imageur (a), la méthode de rééchantillonnage dans l'espace de Fourier permet de reconstruire l'objet observé : ici, une petite rose (b).

Cette figure présente le cas où le CSIG échantillonne bien le spectre d'un objet dans l'espace de Fourier, mais ce n'est pas toujours le cas. Nous allons maintenant essayer de déterminer dans quelles conditions les objets peuvent être reconstruits par cette méthode.

5.3.2 Domaine de validité lié au théorème d'échantillonnage

Le spectre de l'objet étant échantillonné dans l'espace de Fourier par la *FTO* du CSIG, un pas d'échantillonnage dans l'espace de Fourier peut être défini par la distance entre deux pics voisins de la *FTO*. Cependant la répartition de pics de la *FTO*, illustrée sur la figure 4.13(d) à la page 120, n'est pas régulière, bien que localisée sur la grille cartésienne de pas $1/a_0$. Nous allons donc définir comme pas d'échantillonnage, noté p_{ech} , la distance moyenne entre deux pics de la *FTO*. Pour calculer cette distance moyenne, nous allons remarquer que *FTO* d'un CSIG qui diffracte N ordres est incluse dans un disque de rayon ρ_c et contient N' pics. Ce disque peut donc être décomposé en N' surfaces élémentaires de surface p_{ech}^2 . Le pas d'échantillonnage prend alors pour expression :

$$p_{ech} = \sqrt{\frac{\pi \rho_c^2}{N'}} \simeq \frac{2\eta}{a_0 N} \sqrt{2\pi} \quad (5.5)$$

Avec les paramètres de notre système imageur, ce pas d'échantillonnage vaut $p_{ech} \simeq 1,35mm^{-1}$. Pour donner un ordre de grandeur, le pas de la grille cartésienne vaut $1/a_0 \simeq 0,13mm^{-1}$. Ainsi, nous constatons qu'il y a en moyenne un pic de la *FTO* tous les dix points de la grille cartésienne.

Avec cette définition du pas d'échantillonnage, nous pouvons appliquer au spectre le théorème d'échantillonnage de Shannon-Nyquist. Ce théorème énonce qu'un signal est bien échantillonné si son contenu fréquentiel a une fréquence de coupure inférieure à la fréquence d'échantillonnage $1/p_{ech}$. Dans notre cas c'est l'inverse car l'échantillonnage se fait, dans l'espace de Fourier, avec le pas p_{ech} . Ainsi, ce spectre est bien échantillonné si sa *TF* inverse, c'est-à-dire l'image géométrique de l'objet, a une étendue inférieure au disque de diamètre $1/p_{ech}$. La figure 5.12 illustre cette condition d'échantillonnage.

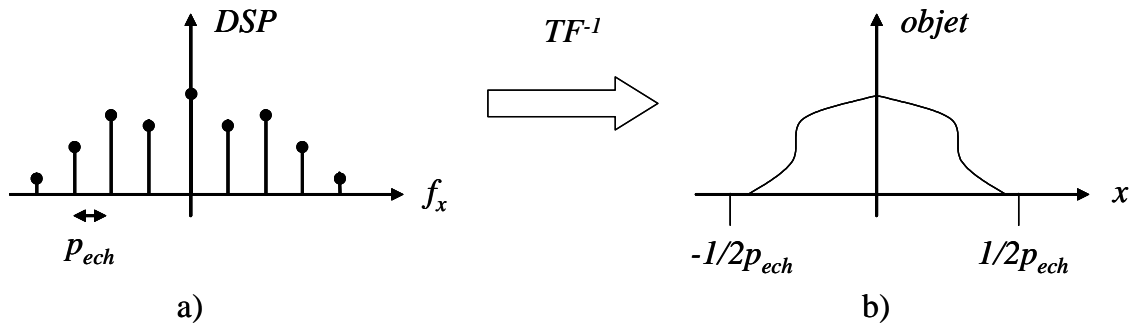


FIGURE 5.12 – Illustration du théorème d'échantillonnage de Shannon-Nyquist. (a) Pour un spectre échantillonné dans l'espace de Fourier avec un pas p_{ech} , le théorème énonce que ce spectre est bien échantillonné si (b) l'objet a une taille inférieure à $1/p_{ech}$ dans l'espace réel.

Avec les paramètres de notre système imageur, le rayon de ce disque vaut $1/(2p_{ech}) \simeq 0,37mm$, soit environ $a_0/20$. En divisant ce rayon par la longueur focale de notre système imageur, nous obtenons le rayon angulaire maximal, noté FOV_{ech} (pour *Field of View* en anglais), de la scène observée afin que le CSIG échantillonne correctement son spectre et que les objets présents dans cette scène puissent être reconstruit par une méthode simple de rééchantillonnage dans l'espace de Fourier. Avec la longueur focale $F = 61,7mm$, nous obtenons comme rayon angulaire maximal :

$$FOV_{ech} = \frac{1}{2Fp_{ech}} \simeq 6mrad \quad (5.6)$$

soit environ $0,3^\circ$, ce qui est très faible par rapport au domaine isoplanétique que nous avons défini au chapitre 3, page 74, et qui est de l'ordre de 17° .

5.3.3 Résultats expérimentaux

Pour vérifier que le pas d'échantillonnage p_{ech} , que nous avons défini de manière arbitraire, est pertinent, nous avons enregistré l'image de disques de tailles différentes, représentées sur la figure 5.13.

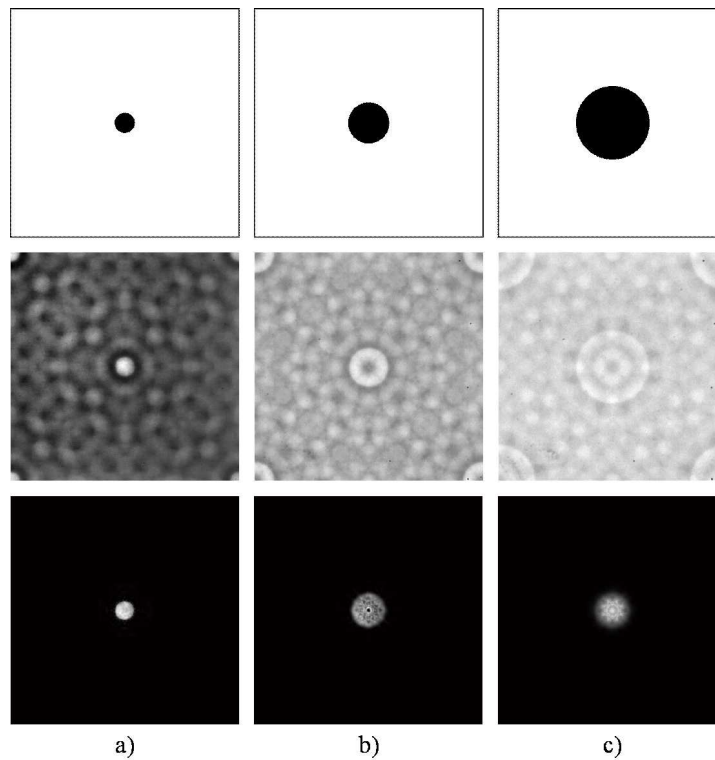


FIGURE 5.13 – Illustration de l'effet de la taille de l'objet observé sur la reconstruction par la méthode de rééchantillonnage dans l'espace de Fourier. La première ligne illustre les objets observés. La seconde présente les images expérimentales enregistrées avec notre système imageur. Et la dernière ligne donne le résultat de la restauration par notre méthode de rééchantillonnage. Nous constatons que le disque de diamètre $0,7mm$ est reconstruit, que la reconstruction est limite pour le disque de diamètre $1,4mm$ et elle échoue pour le disque de diamètre $2,8mm$.

Sur cette figure, la première ligne représente les objets observés : un disque de diamètre $0,7mm$ (a) inférieur au champ de vue, un disque de diamètre $1,4mm$ (b) équivalent au champ de vue, et un disque de diamètre $2,8mm$ (c) supérieur au champ de vue sur le détecteur. La seconde ligne donne les images expérimentales de ces objets et la dernière

ligne présente les objets reconstruits grâce à la méthode du rééchantillonnage dans l'espace de Fourier. On constate que pour le petit disque et pour le disque moyen, les objets sont correctement restaurés. En revanche, l'image est mal restaurée dans le cas du grand disque car son diamètre, de $2,8\text{mm}$, dépasse le champ de vue du CSIG.

Cette expérience nous permet de confirmer que le champ de vue maximal tolérable avec cette méthode de reconstruction correspond bien à celui que nous avons prévu. Par conséquent le choix du pas d'échantillonnage tel que nous l'avons défini est bien pertinent. Cette méthode est donc limitée aux scènes réparties dans un très faible champ de vue. Cependant, à l'intérieur de ce champ de vue, tous les objets sont reconstructibles. La figure 5.14 présente le cas d'un objet texturé plus complexe que le simple disque lumineux, comme l'objet en forme de mire présenté à la figure 5.1(c). Nous observons que cette mire est très bien reconstruite avec cette méthode.

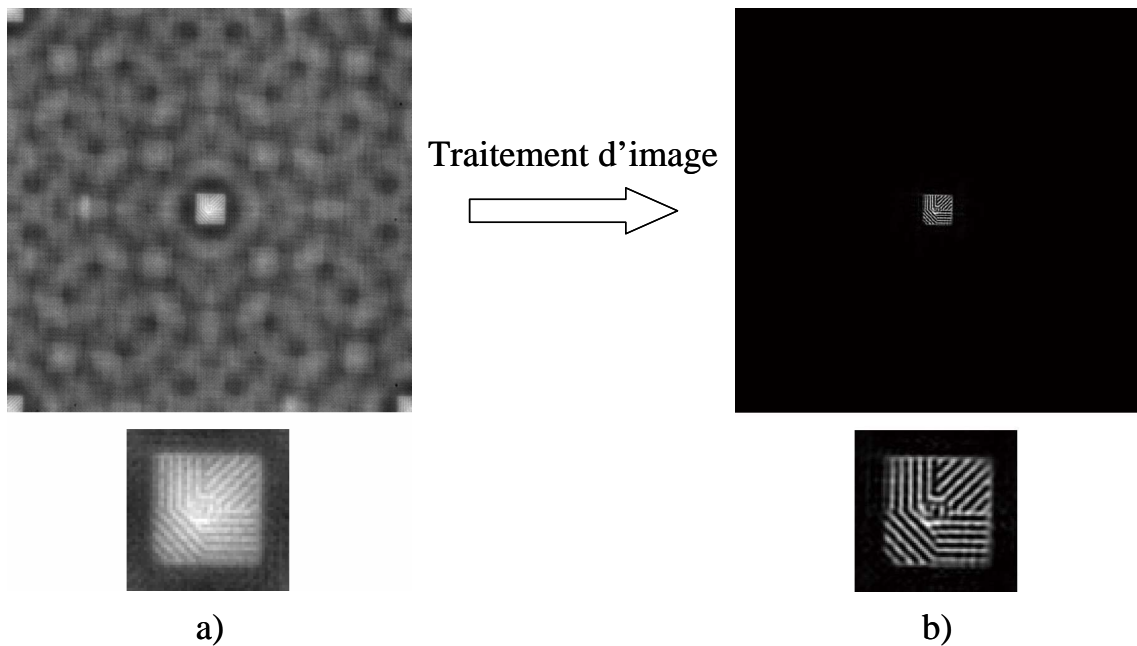


FIGURE 5.14 – Cette méthode de reconstruction est appliquée à un objet texturé plus complexe : une mire. Sur l'image expérimentale (a) on observe que l'objet est présent, mais avec un mauvais contraste. L'image reconstruite (b) montre, entre autres, une nette amélioration du contraste.

Ainsi, en conclusion, nous pouvons dire que cette méthode de reconstruction est limitée aux scènes contenues dans un faible champ de vue, afin que le spectre soit bien échantil-

lonné, mais elle est capable de reconstituer tous types d'objets, simples ou texturés, dans la limite où la fréquence de coupure du spectre est inférieure à celle du CSIG pour ne pas perdre en résolution. La limitation de champ de vue par cette méthode étant importante, il est nécessaire d'explorer d'autres méthodes de reconstruction. Nous nous sommes en particulier intéressé à la méthode d'imagerie comprimée, qui s'appuie sur une information *a priori* sur l'objet, car cette méthode correspond à notre démarche de co-conception.

5.4 Méthode de reconstruction d'objets utilisant l'imagerie comprimée

La méthode d'imagerie comprimée, dite *compressed imaging* en anglais, est actuellement utilisée dans de nombreux domaines. Ce traitement d'image est utilisé de manière emblématique dans le domaine de l'imagerie médicale pour effectuer de la compression d'information [115]. Ce traitement d'image n'étant pas une spécialité au sein de notre équipe de recherche, nous avons alors initié une collaboration avec Ryoichi Horisaki, un chercheur de la *Graduate School of Information Science and Technology* de l'Université d'Osaka au Japon, qui maîtrise ces outils. Cette collaboration s'est faite lors d'un séjour de trois mois de Ryoichi à l'ONERA et nous a permis de concevoir un traitement d'image, utilisant l'imagerie comprimée, adapté à notre composant, et à notre besoin d'imagerie.

5.4.1 Description de la classe d'objet connue *a priori*

Cette méthode de traitement d'image part de l'hypothèse que l'objet est lacunaire dans une base de projection particulière (base en ondelettes, espace de Fourier, espace de la variation totale, etc.). Dans notre cas, nous nous intéresserons plus particulièrement aux objets qui ont une répartition d'intensité relativement uniforme et une forme bien définie. Le disque lumineux que nous avons étudié avec la méthode précédente et typiquement un de ces objets peu texturés. La communauté qui travaille sur l'imagerie

comprimée a pour habitude d'utiliser une image, dite *fantôme*, composée de 10 ellipses, de tailles, d'orientations et d'intensités différentes, pour simuler une scène et pour tester leur algorithmes de compression et de reconstruction d'image. La figure 5.15 illustre cette image *fantôme*.



FIGURE 5.15 – Illustration de l'image dite *fantôme de Shepp Logan*, composée de 10 ellipses de tailles, d'orientations et d'intensités différentes. Cette image constitue une référence pour tester et comparer les algorithmes d'imagerie comprimée [30].

De tels objets sont facilement modélisables mathématiquement avec un nombre restreint de paramètres. Par exemple, le disque est entièrement décrit par un unique paramètre, son rayon, et l'ellipse est décrite avec deux paramètres, son petit axe et son grand axe. De manière générale, la simplicité des objets, au sens où nous l'avons définie, assure que leur projection dans une base adaptée soit décrite par un nombre limité de coefficients, ce qui permet de réduire la quantité d'information nécessaire pour la construction de l'objet. Cette hypothèse sur la simplicité des objets observés constitue l'information *a priori* de ce traitement d'image.

5.4.2 Reconstruction à l'aide de l'algorithme Twist

La méthode proposée par Ryoichi Horisaki [116], et que nous avons appliquée aux images obtenue avec notre système imageur, consiste à projeter l'image dans l'espace de gradients, appelé *total variation domain (TV)* en anglais. Dans cet espace, les objets peu texturés sont décrits par un nombre fini de coefficients, noté σ . L'algorithme de Ryoichi

Horisaki, appelé Twist pour *Two-step iterative shrinkage/threshold algorithm* est un processus qui cherche l'ensemble de coefficients, dans la base TV , permettant de reproduire le plus fidèlement possible l'image observée. Un terme de régularisation permet de sélectionner les solutions qui utilisent les moins de coefficients possibles pour arriver à ce résultat. Le principe de reconstruction est décrit par la relation suivante :

$$\hat{O}_{bj} = \underset{O_{bj}}{\operatorname{argmin}} \|I_m - FEP \otimes O_{bj}\| + K\mathcal{R}(O_{bj}) \quad (5.7)$$

où \hat{O}_{bj} est l'estimée de l'image géométrique de l'objet observé, et \mathcal{R} est un régulariseur dans l'espace TV . Le coefficient de pondération K permet de donner plus de poids au premier terme de l'équation, qui caractérise la fidélité de restauration de l'image, ou au second terme qui caractérise la compression du signal dans l'espace TV . Pour que l'objet soit bien reconstruit, le nombre σ de coefficients qui décrivent l'objet dans l'espace TF doit vérifier la relation suivante, qui est le pendant du critère de Shannon pour l'échantillonnage du spectre :

$$\sigma \leq \kappa \times N' \quad (5.8)$$

où N' est le nombre de points de mesure et où κ est constante qui dépend du système imageur et qui est déterminée empiriquement. Dans le cas de notre système imageur, les points de mesure sont les valeurs complexes des $N' = 1153$ pics de la FTO , et Ryoichi Horisaki a déterminé que la constante vaut $\kappa \simeq 0,48$. A partir de ces données, nous pouvons en déduire que les objets seront reconstructibles si le nombre de coefficient, σ , est inférieur à une valeur maximale $\sigma_{max} \simeq 550$.

Cet algorithme est normalement utilisé sur une image unique, dégradée par du bruit ou par une FEP étendue. Dans le cas du CSIG, la FEP est étendue et périodique, de période a_0 , ce qui signifie que l'image enregistrée par le détecteur contient plusieurs répliques de l'image géométrique de l'objet. Dans ces conditions, l'algorithme Twist ne peut fonctionner que si les différentes répliques ne se superposent pas, c'est-à-dire si les objets ne sont pas trop grands. On s'attend donc à avoir un champ de vue de forme carrée et de taille maximale $FOV_{Twist} = a_0/(\sqrt{2}F)$, comme le montre la figure 5.16, illustrant

ce que nous avons vu au chapitre 3, page 60.

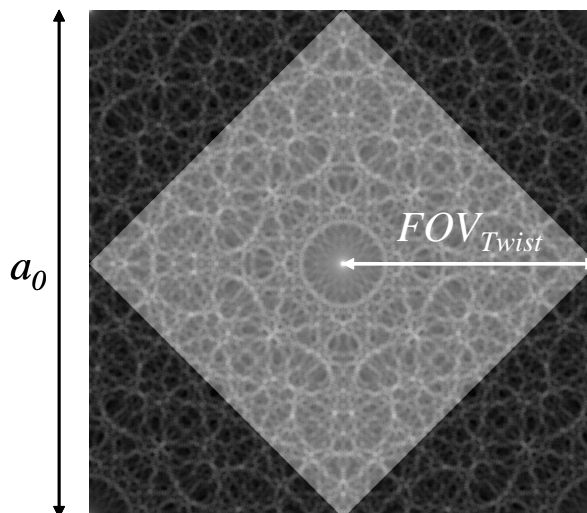


FIGURE 5.16 – Illustration du motif élémentaire de la *FEP* du CSIG de paramètre $\eta^2 = 9425$, de taille $a_0/\sqrt{2}$ (carré gris clair). Pour tout objet de taille inférieure à ce motif, la superposition avec ses répliques sera nulle. Cette zone définit donc le champ de vue de cette méthode, noté FOV_{Twist} .

5.4.3 Résultats expérimentaux

Comme pour la méthode de rééchantillonnage dans l'espace de Fourier, nous avons pris, avec notre système imageur, l'image de disques de tailles différentes, puis nous avons appliqué le traitement d'image de Ryoichi Horisaki pour obtenir les images reconstruites. La figure 5.17 illustre ces objets sur la première ligne. Il s'agit de quatre disques de diamètres $5mm$ (a), $10mm$ (b), $20mm$ (c), et $25mm$ (d), dans le plan objet, ce qui correspond respectivement à des diamètres de $0,7mm$, $1,4mm$, $2,8mm$ et $3,5mm$ sur le détecteur. La seconde ligne présente les images expérimentales de ces disques, après suppression des effets dus au système imageur. La dernière ligne présente les objets reconstruits grâce à la méthode Twist. On observe que les petits disques de diamètres $0,7mm$ et $1,4mm$ sont parfaitement reconstruits. La reconstruction est limitée pour le disque intermédiaire de diamètre $2,8mm$, et elle échoue dans le cas du grand disque de diamètre $3,5mm$. Pour les quatre disques, le nombre de coefficients vaut respectivement $\sigma = 139$ (a), $\sigma = 309$ (b), $\sigma = 549$ (c) et $\sigma = 719$ (d). Nous remarquons ainsi que σ ne dépend pas

uniquement de la forme de l'objet, mais aussi de sa taille. Nous avons vu que l'objet ne pouvait être correctement reconstruit que si le paramètre σ était inférieur à $\sigma_{max} = 550$. Ceci explique pourquoi les trois plus petits disques sont bien reconstruits, mais pas le quatrième.

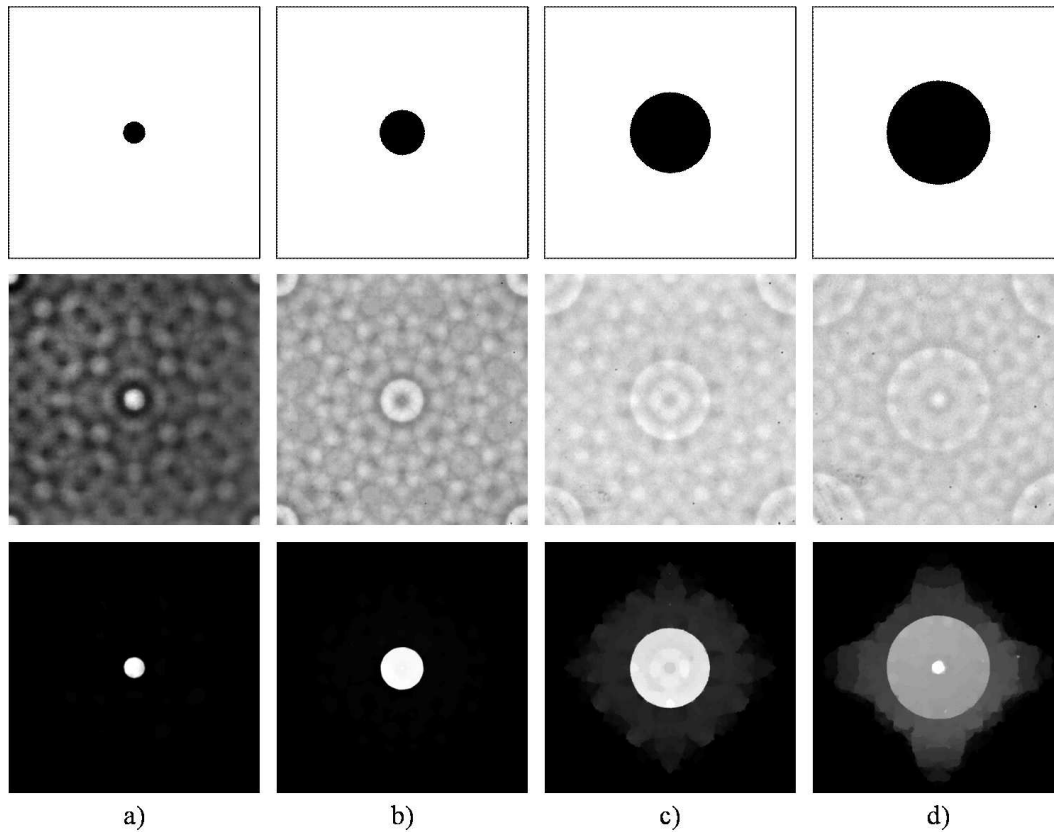


FIGURE 5.17 – Illustration de la restauration, par la méthode Twist, de cercles de diamètres différents. La première ligne illustre les objets observés. La seconde ligne présente les images expérimentales enregistrées avec notre système imageur. La dernière ligne montre les objets reconstruits. On observe que les disques de diamètre $0,7mm$ et $1,4mm$ sont reconstruits, que la reconstruction est limite pour le disque de diamètre $2,8mm$ et qu'elle échoue pour le disque de diamètre $3,5mm$.

Pour vérifier l'hypothèse sur le champ de vue, nous allons donc considérer non pas un grand objet, mais deux petits objets écartés les uns des autres. La figure 5.18 représente une scène constituée de deux objets lumineux : un petit anneau et une petite rose, d'un diamètre de $0,2mm$, et écartés d'une distance de $3,4mm$, soit environ $a_0/2$. Cette distance correspond à la demi diagonale du carré de côté $a_0/\sqrt{2}$, donc à la distance maximale séparant deux objets à l'intérieur du champ de vue FOV_{Twist} . La figure 5.18(b) montre que

les deux objets sont bien reconstruits ; le paramètre σ vaut ici 132, ce qui est bien inférieur à $\sigma_{max} = 550$. Ceci permet de vérifier expérimentalement que le champ de vue maximal avec cette méthode de traitement d'image est bien FOV_{Twist} . La figure 5.18(c) montre en revanche que même si les objets pris séparément ont une taille angulaire compatible avec la restauration par rééchantillonnage, leur écartement empêche une bonne reconstruction. Ainsi la méthode Twist permet de reconstruire les objets présents dans une scène de rayon angulaire plus large, à condition que la relation $\sigma < \sigma_{max}$ soit respectée, c'est-à-dire que l'objet soit peu texturé.

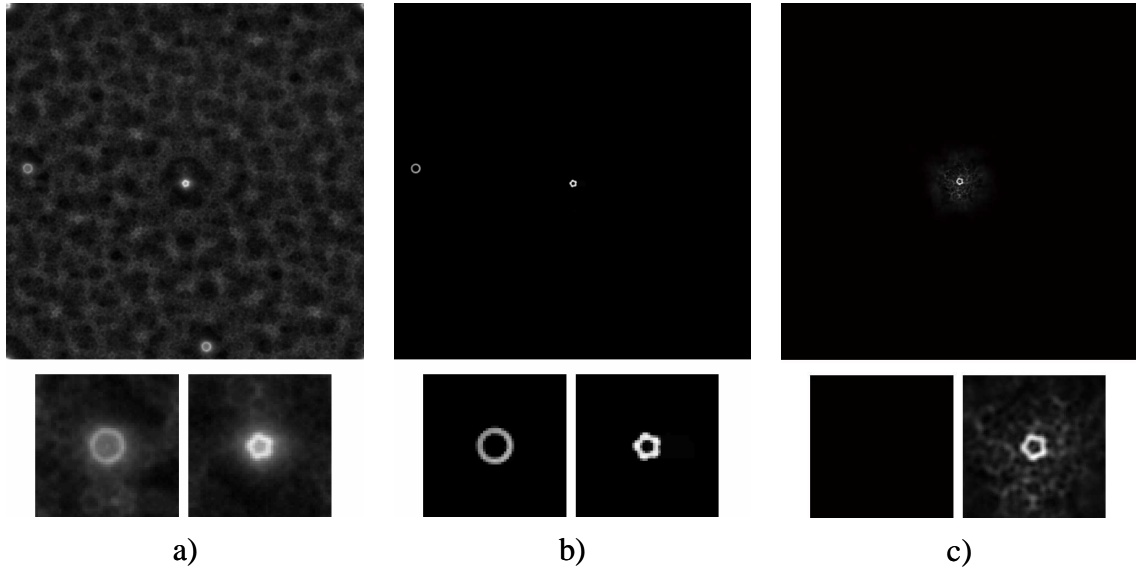


FIGURE 5.18 – Illustration (a) d'une scène constituée de deux petits objets (un anneau et la rose) écartés de $a_0/\sqrt{2}$. Avec la méthode Twist (b) l'un anneau et la rose sont correctement reconstruits, ce qui confirme que le champ de vue vaut $FOV_{Twist} = a_0/\sqrt{2}$. En revanche, avec la méthode de rééchantillonnage, seule la rose située dans le champ de vue FOV_{ech} est bien reconstruite.

Pour vérifier que ce traitement d'image est bien adapté aux objets peu texturés, et non aux objets texturés, nous avons essayé de reconstruire l'image de la mire présentée à la figure 5.14. Le figure 5.19 montre qu'avec la méthode Twist, l'objet reconstruit est un carré plus ou moins uniforme. Ainsi, la forme de la mire peut être reconstruite, mais pas sa texture. Ceci est normal car le paramètre σ vaut ici 1857, ce qui est largement supérieur à $\sigma_{max} = 550$.

Enfin, nous pouvons remarquer que l'algorithme Twist peut être utilisé pour restaurer des images en présence de bruit [30]. Il semble donc plus robuste que le traitement d'image consistant à rééchantillonner le spectre dans l'espace de Fourier.

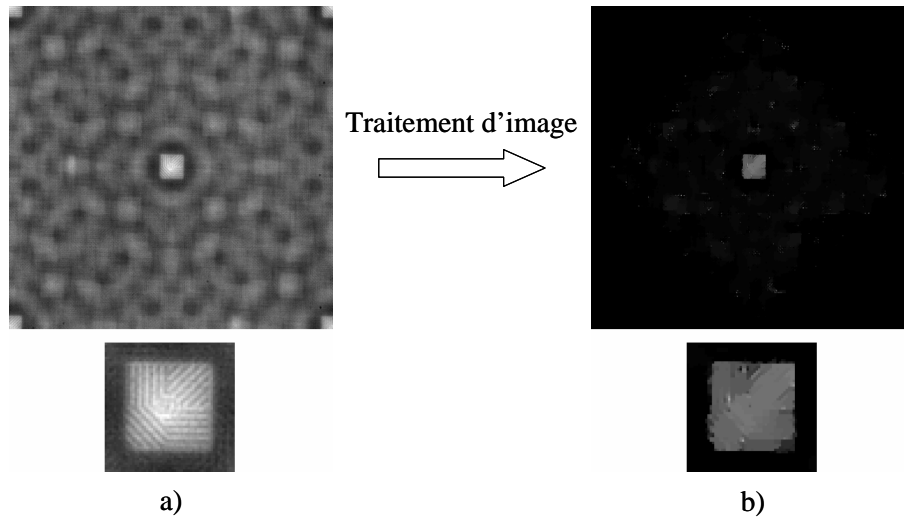


FIGURE 5.19 – La méthode Twist est utilisée pour reconstruire la mire à partir de l'image expérimentale (a). L'image reconstruite (b) montre la forme est retrouvée, mais pas la texture.

5.5 Limites et perspectives

Pour reconstruire les images obtenues avec un CSIG, nous nous sommes intéressés à deux méthodes de traitement d'image différentes : la méthode de rééchantillonnage dans l'espace de Fourier et l'algorithme Twist. Les résultats expérimentaux ont montré que les objets que l'on peut reconstruire, ainsi que le champ de vue dépendent fortement du traitement d'image utilisé. Nous allons effectuer ici une analyse comparative de ces résultats afin de déterminer le domaine de validité de chacune de ces méthodes. Nous essaierons ensuite de trouver quelles en sont les limitations et s'il est possible de les dépasser.

5.5.1 Comparaison des domaines de validité des deux méthodes

Dans les parties précédentes, nous avons appliqué la méthode de rééchantillonnage et la méthode Twist aux mêmes objets pour voir si elles pouvaient les reconstruire correctement.

Comme objets, nous avons considéré des disques de diamètres différents allant de 0,7 à 3,5mm, une mire texturée, ainsi qu'une scène composée d'un petit anneau et d'une petite rose éloignés l'un de l'autre. Pour chacun de ces objets la reconstruction fidèle de l'objet a été possible avec l'une ou l'autre de ces méthodes de traitement d'image. Le tableau 5.1 récapitule les résultats obtenus pour chacun de ces objets.

Objet	disque	disque	disque	disque	mire	scène
Taille (en mm)	0,7	1,4	2,8	3,5	0,56	3,4
Paramètre σ	139	309	549	719	1857	132
Méthode 1	oui	limite	non	non	oui	non
Méthode 2	oui	oui	limite	non	non	oui

TABLE 5.1 – Tableau récapitulatif montrant la réussite ou de l'échec de la restauration de différentes images pour les deux méthodes de traitement d'image envisagées.

A la vue de ces résultats, nous pouvons constater que la méthode de rééchantillonnage du spectre fonctionne bien sur tous types d'objets (uniformes ou texturés), mais elle est limitée aux objets de petites tailles. A l'inverse, la méthode Twist permet de reconstruire des objets de plus grande taille, mais que cette méthode est restreinte aux objets peu texturés, représentés dans notre cas par moins de 550 coefficients dans l'espace TV . La figure 5.20 schématise le domaine de validité de chacune de ces méthodes en fonction de la taille des objets, ou de manière plus générale de la taille de la scène observée ainsi que de la complexité des objets.

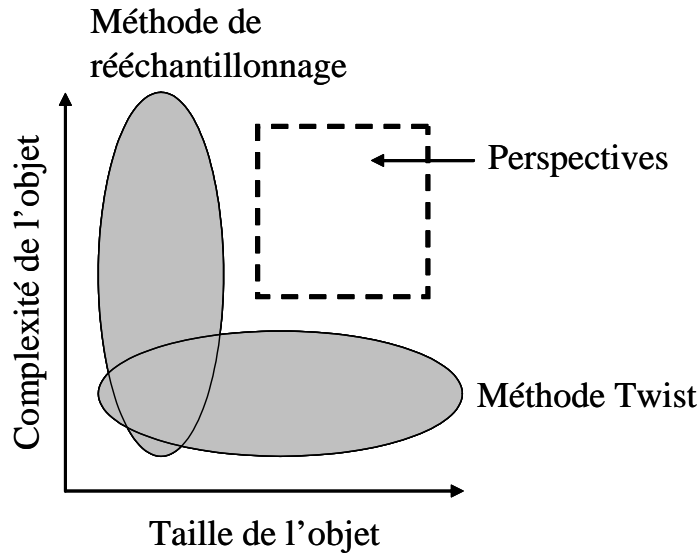


FIGURE 5.20 – Illustration du domaine de validité des deux méthodes de reconstruction d'image envisagées, le rééchantillonnage dans l'espace de Fourier et l'imagerie comprimée. Nous constatons qu'elles ont des propriétés complémentaires : la première est plutôt adaptée aux objets texturés, mais limitée aux objets de petite taille, alors que la seconde est limitée aux objets peu texturés, mais peut reconstruire des objets de tailles plus grandes.

5.5.2 Perspectives

Quelle que soit la méthode, la restauration est limitée par le nombre de points de mesure. Dans le cas de la méthode de rééchantillonnage, la conséquence est une limite sur le champ de vue de la scène observable. Dans le cas de la méthode Twist, cela limite la complexité de l'objet. Il faut donc trouver un moyen d'augmenter le nombre de mesures afin de dépasser ces limitations. Pour cela, plusieurs approches sont possibles. Tout d'abord, on peut élargir notre approche de conception des CSIG aux composants diffractant un nombre fini d'ordres, mais dont la répartition sur l'anneau de Montgomery ne respecte pas forcément l'intersection avec une grille cartésienne. Par ailleurs, si on s'autorise à acquérir plusieurs images, il est possible de faire de la synthèse d'ouverture et d'augmenter le nombre de points de mesures en faisant tourner le composant, ou le système imageur tout entier, autour de l'axe optique. Puis, nous avons vu que la qualité de la reconstruction des objets dépend de la base dans laquelle le signal mesuré est pro-

jeté. La base TV , par exemple, est ainsi adaptée aux objets peu texturés. Il serait donc intéressant d'explorer d'autres bases de projection adaptées à d'autres types d'objets. Enfin, si l'on souhaite conserver un nombre de pics limités, la réflexion doit se porter sur les applications qui pourraient se satisfaire de ce nombre limité de mesures pour extraire l'information recherchée.

Chapitre 6

Exploration des capacités d'imagerie 3D

Sommaire

6.1	Principe de la mesure de distance avec un CSIG	156
6.1.1	Codage de l'information 3D dans l'espace de réel	156
6.1.2	Codage de l'information 3D dans l'espace de Fourier	159
6.1.3	Importance de la discrétisation de la <i>FTO</i>	161
6.1.4	Précision de mesure	164
6.2	Application à la localisation 3D d'objets faiblement étendus .	166
6.2.1	Montage expérimental	166
6.2.2	Mesure de l'éloignement de l'objet	167
6.2.3	Reconstruction de la forme de l'objet	168
6.2.4	Mesure de la position angulaire	170
6.3	Autres applications envisagées	170
6.3.1	Surveillance d'une case distance	171
6.3.2	Tomographie : cartographie 3D de la scène	172

Le système imageur de démonstration, que nous avons présenté au chapitre 4, permet de prendre des images d'une scène observée quelconque, mais ne mesure qu'un nombre fini de fréquences spatiales de cette scène du fait de la discrétisation de la *FTO* du CSIG. Au chapitre 5, page 127, nous venons de démontrer que malgré cet échantillonnage de

l'information provenant de la scène observée, des traitements d'image, tels que le rééchantillonnage dans l'espace de Fourier ou le traitement par l'algorithme *Twist*, permettant de restaurer entièrement les objets observés sous certaines conditions. Nous allons voir dans ce chapitre comment tirer profit de la discrétisation de la *FTO* pour obtenir, en plus de la reconstruction de l'objet observé, une information de distance sur cet objet, et ainsi faire de l'imagerie 3D. Nous développerons tout d'abord un modèle pour décrire comment l'information de distance est codée dans l'image acquise par notre système imageur. Puis nous confronterons ce modèle à l'expérience en mesurant la localisation dans l'espace d'un objet, ou de plusieurs objets, peu étendu(s). Enfin, pour exploiter cette propriété d'imagerie 3D des CSIG, nous proposerons différentes applications possibles.

6.1 Principe de la mesure de distance avec un CSIG

Au chapitre 3, page 75, nous avons vu que pour un objet à distance finie d du système imageur, le motif de la figure d'éclairement est dilaté dans le plan de détection par rapport au motif de la *FEP* obtenu pour un objet à l'infini. Dans cette partie, nous allons analyser comment l'information de distance d est codée dans l'espace réel et dans l'espace de Fourier. Ceci nous mènera à comprendre pourquoi le CSIG est un composant particulièrement bien adapté pour faire de l'imagerie 3D.

6.1.1 Codage de l'information 3D dans l'espace de réel

Considérons un système imageur composé d'un CSIG de paramètres η^2 et a_0 , et ayant une longueur focale F , et un objet lumineux situé à une distance d de ce système. La figure 6.1 montre que par rapport à la figure d'éclairement I_{CSIG} générée par un objet situé à l'infini, la figure d'éclairement mesurée au niveau du détecteur, notée I_m , est dilatée d'un facteur M défini par :

$$M = 1 + \frac{F}{d} \tag{6.1}$$

et a pour expression :

$$I_m(x, y) = \frac{1}{M^2} I_{CSIG} \left(\frac{x}{M}, \frac{y}{M} \right) \quad (6.2)$$

Malgré la dilatation, cette figure d'éclairement reste 2D-périodique et sa période vaut :

$$a_F = a_0 \times M = a_0 \left(1 + \frac{F}{d} \right) \quad (6.3)$$

Les paramètres a_0 et F du système imageur étant connus de manière *a priori*, il est donc possible de remonter à la distance d , à partir de la mesure de a_F , en inversant la relation 6.3 :

$$d = \frac{F}{\frac{a_F}{a_0} - 1} \quad (6.4)$$

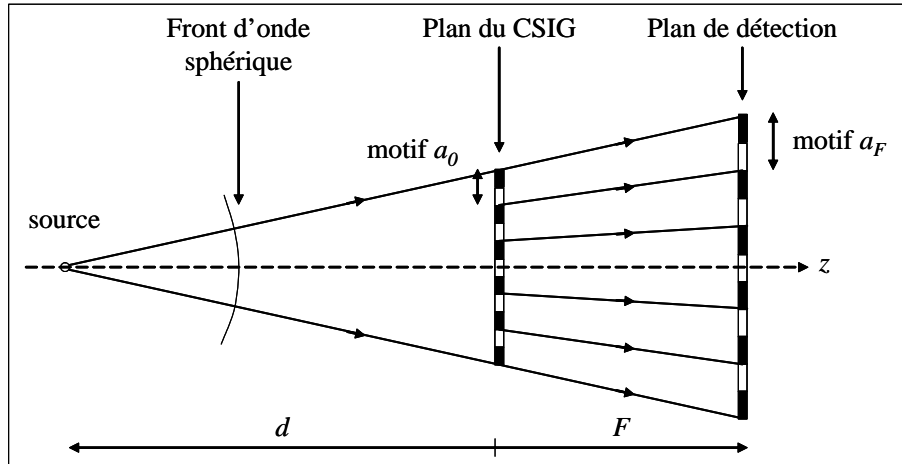


FIGURE 6.1 – Illustration du grandissement de la figure d'éclairement dans le plan de détection lorsque l'objet se situe à une distance d finie.

Cette mesure de la période a_z peut être obtenue dans l'espace réel dans certaines conditions. En particulier, pour une source ponctuelle située à une distance d , la figure d'éclairement générée par un CSIG ne diffère de la *FEP* que d'une homothétie de rapport M est d'un coefficient multiplicatif K . Il est alors possible d'estimer le paramètre a_z , à partir de l'estimée du coefficient de dilatation, notée \hat{M} , en utilisant un algorithme qui minimise l'écart entre l'image mesurée et ce modèle :

$$(\hat{K}, \hat{M}) = \underset{(K, M)}{\operatorname{argmin}} \left\| I_m - K \times FEP \left(\frac{x}{M}, \frac{y}{M} \right) \right\| \quad (6.5)$$

Cette opération est relativement facile à réaliser lorsque la scène est constituée d'un unique objet lumineux, car l'image est composée d'une unique grille de points lumineux, comme illustré à la figure 6.2(a). Cette figure est une simulation de l'image que l'on obtiendrait avec un système imageur constitué d'un CSIG de paramètre $\eta^2 = 325$ et $a_0 = 1,4mm$, dont le plan de détection serait placé à une distance $F = 60mm$ et observant un objet à l'infini.

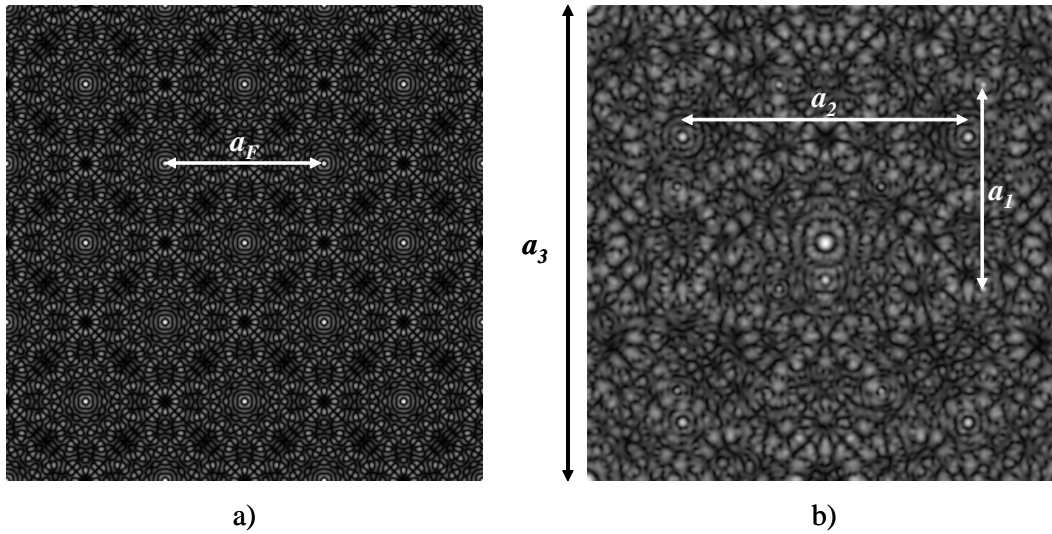


FIGURE 6.2 – Illustration de la figure d'éclairement obtenue avec un CSIG, de paramètres $\eta^2 = 325$ et $a_0 = 1,4mm$, éclairé par un unique point source (a). Pour une scène constituée de trois points sources situés à des distances différentes $d_1 = \infty$, $d_2 = 150mm$ et $d_3 = 45mm$, la figure d'éclairement globale (b) est la somme des figures d'éclairements engendrées par chaque objet et qui ont respectivement pour période a_1 , a_2 , et a_3 . Les figures d'éclairement élémentaires se recouvrent et il est difficile de les distinguer dans l'espace réel.

Supposons maintenant que la scène est composée de plusieurs objets d'intensités I_i et situés à des distances d_i différentes. De plus, les sources étant supposées incohérentes, la figure d'éclairement générée dans le plan de détection est alors la somme des figures d'éclairement élémentaires générées par chaque objet. Chaque figure d'éclairement est dilatée d'un facteur M_i et l'image globale, notée I_m , a donc pour expression :

$$I_m(x, y) = \sum_i I_i \frac{1}{M_i^2} I_{CSIG} \left(\frac{x}{M_i}, \frac{y}{M_i} \right) \quad (6.6)$$

La figure d'éclairement globale est maintenant constituée de plusieurs grilles de points lumineux de périodes a_i différentes et d'intensités I_i différentes. La figure 6.2(b) présente

le cas d'une scène constituée de trois sources d'intensités I_1 , $I_2 = 2I_1$ et $I_3 = 3I_1$, situées à des distances $d_1 = \infty$, $d_2 = 150mm$, $d_3 = 45mm$. Les grilles correspondant aux trois objets sont difficilement distinguables dans l'espace réel et les paramètres a_i , donc les distances d_i , semblent donc plus durs à déterminer. L'analyse du codage de l'information de distance dans l'espace réel montre que l'extraction de cette information n'est pas aisée dans le cas d'une scène complexe, constituée de trois objets par exemple. Cependant, nous allons montrer dans la suite que ces trois objets sont plus facilement distinguables dans l'espace de Fourier.

6.1.2 Codage de l'information 3D dans l'espace de Fourier

Reprenons le cas d'une scène constituée d'un unique objet situé à une distance d du système imageur. A partir de l'expression de la figure d'éclairement formée dans le plan de détection, Eq. 6.2, nous pouvons en déduire sa décomposition en fréquences spatiales, notée \tilde{I}_m :

$$\tilde{I}_m(f_x, f_y) = \frac{1}{M^2} \tilde{I}_{CSIG}(Mf_x, Mf_y) \quad (6.7)$$

Nous remarquons ainsi que dans l'espace de Fourier, le spectre de l'image, \tilde{I}_m , va être contracté par rapport à \tilde{I}_{CSIG} , donc par rapport à la FTO , lorsque la distance d diminue. Nous en déduisons que la répartition relative des pics les uns par rapport aux autres est la même pour le spectre de l'image et pour la FTO , mais la localisation absolue des pics est différente. En particulier, la FTO a une fréquence de coupure qui vaut $\rho_c = \eta/a_0$, alors que pour un objet situé à une distance d du système imageur, la fréquence de coupure de l'image est donnée par :

$$\rho_c(d) = \frac{\rho_c}{M} = \frac{d}{d + F} \rho_c \quad (6.8)$$

La mesure de cette fréquence de coupure, par un traitement d'image adapté que nous détaillerons plus loin, ainsi que la connaissance *a priori* des paramètres F et ρ_c permet alors d'accéder à la valeur de la distance d en inversant la relation 6.8 :

$$d = \frac{F}{\frac{\rho_c}{\rho_c(d)} - 1} \quad (6.9)$$

Supposons maintenant que la scène est composée de plusieurs objets d'intensité I_i situés à des distances d_i différentes. Nous avons vu que dans ce cas la figure d'éclairement est la somme des figures d'éclairement élémentaires générées par chaque objet. Par propriété de linéarité de la TF , le spectre de l'image globale sera alors la somme des spectres élémentaires générés par chaque objet. Chaque figure d'éclairement étant dilatée du facteur M_i , le spectre global, noté \tilde{I}_m , aura donc pour expression dans l'espace de Fourier :

$$\tilde{I}_m(f_x, f_y) = \sum_i I_i \frac{1}{M_i^2} \tilde{I}_{CSIG}(M_i f_x, M_i f_y) \quad (6.10)$$

Chaque objet va générer un ensemble de N' pics inscrits dans un cercle de rayon $\rho_c(d_i)$ qui dépend de la distance d_i de la source. En reprenant comme exemple la scène que nous avons décrite à la figure 6.2, composée de trois sources, nous trouvons le spectre \tilde{I}_m présenté à la figure 6.3.

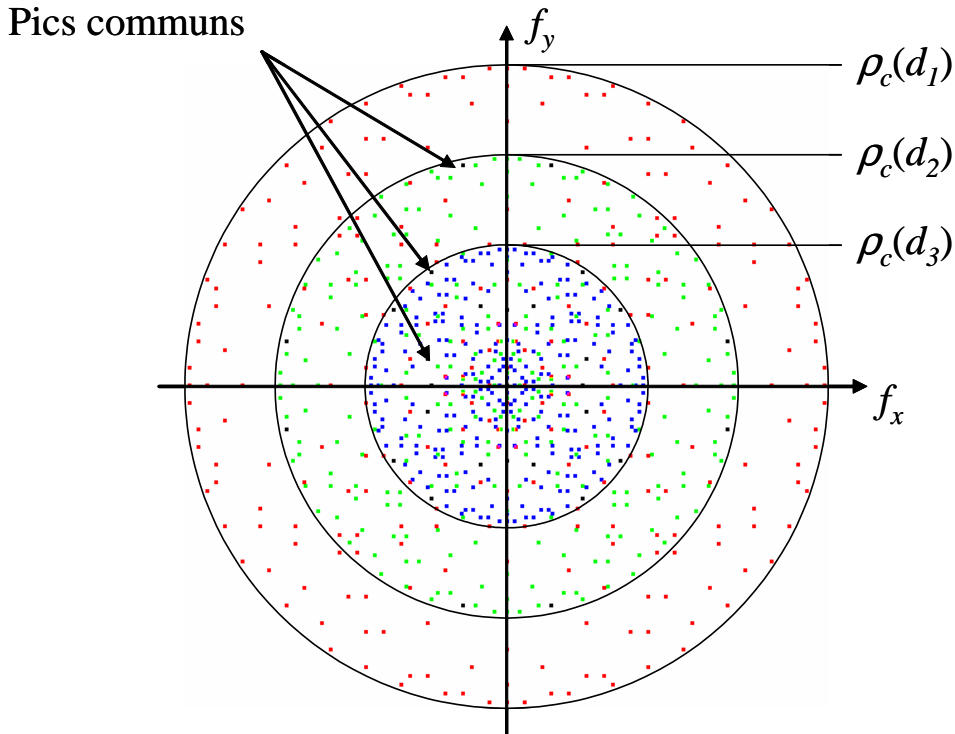


FIGURE 6.3 – Illustration de la contraction de la FTO , de fréquence de coupure $\rho_c(d)$, en fonction de la distance d de l'objet. Pour une scène constituée de trois sources situées à des distances différentes $d_1 = \infty$, $d_2 = 150mm$ et $d_3 = 45mm$, cette contraction fait que l'on distingue parfaitement les pics générés par chacune des sources, à l'exception d'un minorité de pics communs.

Les pics générés par la source 1, située à la distance $d_1 = \infty$, sont représentés en rouge. Les pics correspondant à la source 2 située à une distance $d_2 = 150mm$ sont représentés en vert et les pics de la source 3 située à une distance $d_3 = 45mm$ sont représentés en bleu. Les pics représentés en noir sont les pics qui sont communs à plusieurs sources et dont la valeur n'est par conséquent pas exploitable. Dans ces conditions de simulation, le CSIG diffracte $N' = 289$ pics. Sur les $3N' = 867$ pics qui sont ainsi générés, seulement 30 pics sont communs à plusieurs sources, ce qui représente une intersection de l'ordre de 3%. Cet exemple montre que la très grande majorité des pics engendrés par l'ensemble des objets de la scène peuvent être distincts. Ainsi, chaque pixel de l'espace de Fourier peut être associé de manière pratiquement univoque à un objet de la scène observée, ce qui n'est pas le cas dans l'espace réel.

En conclusion, nous avons vu que les signaux provenant des sources constituant la scène sont mélangés sur la figure d'éclairement dans l'espace réel, alors qu'ils sont globalement distincts dans l'espace de Fourier. Cet espace semble donc particulièrement intéressant pour séparer et extraire les objets en fonction de leur éloignement au système imageur, donc pour faire de l'imagerie 3D.

6.1.3 Importance de la discrétisation de la FTO

Pour mieux mettre en évidence la spécificité du CSIG et l'importance de la discrétisation de la FTO pour faire de l'imagerie 3D, nous allons comparer dans l'espace de Fourier, les signaux obtenus avec un CSIG et avec un composant J_0 , pour lequel la FTO est une fonction continue à l'intérieur de la fréquence de coupure ρ_c . Nous avons vu au Chapitre 3, page 75, que ces deux composants ont un comportement identique vis-à-vis du grandissement de l'image engendrée par une source à distance finie d . Ainsi, de même que pour le CSIG, la FTO du composant J_0 a une fréquence de coupure qui dépend de la distance d , comme le montre la relation 6.8. C'est cette propriété qui a été mise à profit par l'équipe de Snoeyink *et al.* pour mesurer la distance d'un objet lumineux avec un système imageur constitué d'un composant J_0 et d'un détecteur matriciel [103].

Cette méthode est intéressante lorsqu'il s'agit de localiser un unique objet lumineux. En revanche, cette mesure est plus délicate à réaliser en présence d'une scène plus complexe. Pour illustrer cela, reprenons l'exemple de la scène constituée de 3 sources d'intensités I_1 , $I_2 = 2I_1$ et $I_3 = 3I_1$, et situées à des distances $d_1 = \infty$, $d_2 = 150\text{mm}$ et $d_3 = 45\text{mm}$ du système imageur. L'image de cette scène donne un spectre qui est illustré à la figure 6.4.

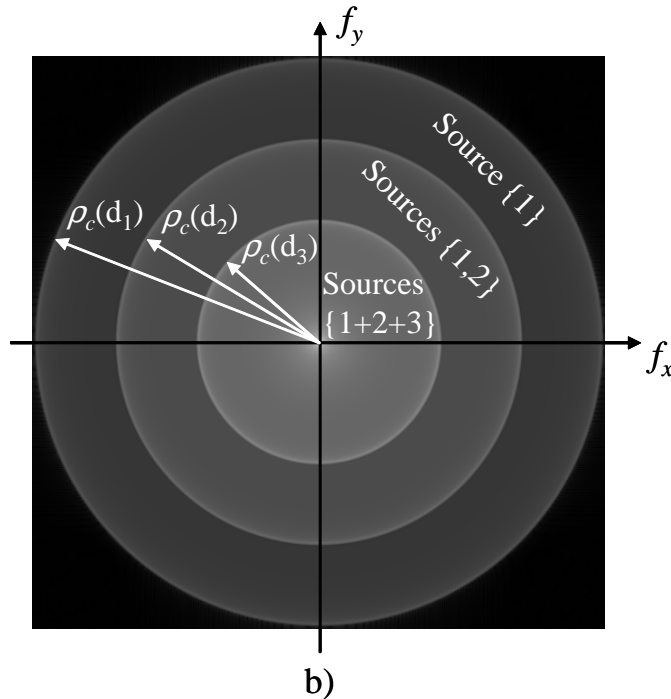


FIGURE 6.4 – Illustration du spectre de l'image d'une scène, constituée de trois sources situées à des distances $d_1 = \infty$, $d_2 = 150\text{mm}$ et $d_3 = 45\text{mm}$, obtenue avec un composant J_0 . Avec ce composant, on observe qu'une majorité des fréquences spatiales sont communes à plusieurs sources, ce qui rend les signaux indiscernables dans l'espace de Fourier.

On observe distinctement sur cette image les trois disques correspondant au signal généré par chacune des sources. Le disque de plus petit diamètre correspond à la source 3, la plus proche, le disque moyen correspond à la source 2, intermédiaire, et le plus grand disque correspond à la source 1, la plus éloignée. On constate qu'au niveau du petit disque, les signaux générés par les trois sources sont mélangés. A ces fréquences spatiales, il est donc impossible de distinguer les informations des sources qui constituent la scène. Il en va de même pour le disque intermédiaire où les informations provenant des sources 1 et 2 sont mélangées. Seule la partie externe du grand disque donne un signal qui provient de

la source 1 et qui n'est pas parasité par les signaux issus des autres sources.

La figure 6.5 donne une vue en coupe des spectres obtenus respectivement avec le composant J_0 et avec le CSIG, et illustrés aux figures 6.4 et 6.3. Sur ces vues en coupe, on constate bien que pour une scène composée de plusieurs objets, les signaux engendrés par ces objets sont majoritairement entremêlés dans le cas du composant J_0 , et majoritairement distincts dans le cas du CSIG grâce à la discrétisation de sa FTO dans l'espace de Fourier.

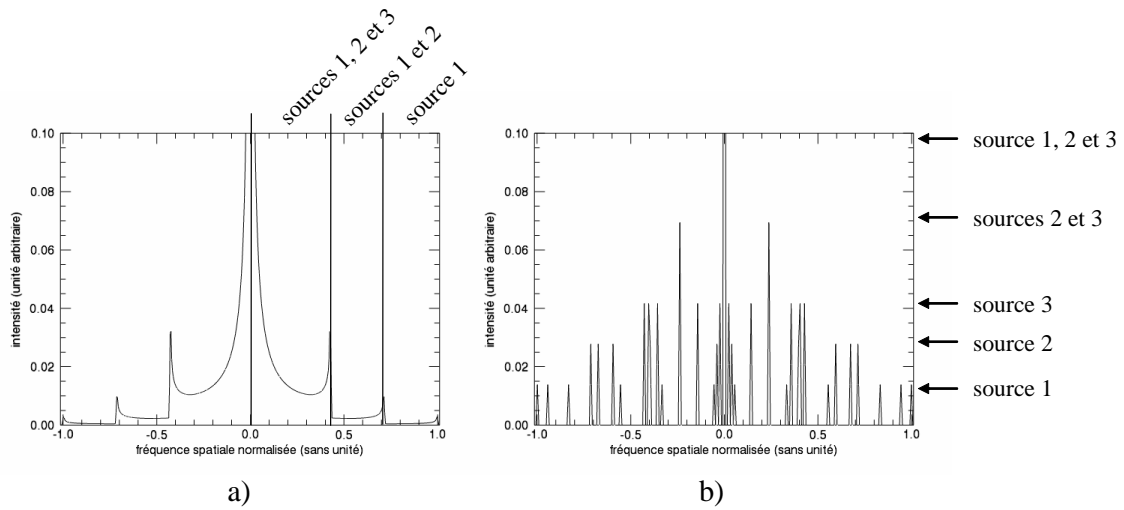


FIGURE 6.5 – Vue en coupe ($f_y = 0$) du spectre de l'image obtenue avec le composant J_0 observant la scène constituée de 3 sources (a). La même vue en coupe est présentée pour le spectre de l'image obtenue avec le CSIG (b). Dans les deux cas, nous pouvons identifier les signaux associés à chacune des sources grâce à leur intensité $I_3 > I_2 > I_1$. Cependant, les signaux sont globalement mélangés dans le cas du composant J_0 , alors qu'ils sont globalement distincts dans le cas du CSIG.

Ainsi, l'originalité du CSIG est de pouvoir distinguer les objets de la scène observée en combinant deux propriétés : la contraction de la FTO en fonction de la distance d de l'objet, et la discrétisation de cette FTO . Notre système imageur présente donc l'avantage d'obtenir toute l'information 3D en une seule acquisition d'image, contrairement à la méthode de *Depth From Focus*, mais ceci se fait au prix d'un échantillonnage du spectre des objets. Par ailleurs, une autre originalité de ce composant est que seule la position des pics de la FTO dépend de la distance d , et non leur valeur. Cette propriété, qui est une conséquence de la grande profondeur de champ, permet de simplifier considérablement

l'étape de restauration l'image et de la rendre plus robuste. En effet, un même traitement d'image simple peut être appliqué à tous les objets, contrairement aux algorithmes liés à la méthode de *Depth From Defocus*, qui utilisent des opérations non linéaires pour reconnaître le flou dans l'espace réel, et qui dépendent de la distance de l'objet. Ainsi, notre système imageur permet non seulement de séparer les objets dans l'espace de Fourier, mais il autorise en outre une simplification du traitement d'image. De par son originalité, sa simplicité et son efficacité, ce dispositif d'imagerie 3D nous a semblé suffisamment intéressant pour être valorisé. Ainsi, une demande de dépôt de brevet a été faite auprès de l'Institut National de la Propriété Intellectuelle (*INPI*) pour protéger ce résultat.

6.1.4 Précision de mesure

Si une scène est constituée de plusieurs objets lumineux, alors le processus d'imagerie d'un CSIG permet de les distinguer et de mesurer leurs distances indépendamment. Cette distinction est toutefois limitée car deux objets ayant des distances trop proches l'une de l'autre ne peuvent pas être distingués. Nous définissons la résolution de la mesure de distance, notée Δd , comme la distance minimale entre deux objets pour qu'ils puissent être distingués avec notre système imageur. En première approximation, et pour donner un exemple heuristique, nous allons supposer que cette résolution correspond à la plus petite variation mesurable de la taille d'un motif sur le détecteur, notée Δa_F , et qu'elle est égale à un pixel, soit $\Delta a_F = t_{pix}$. Ainsi, deux objets sont considérés comme distincts si la différence entre les périodes des motifs qu'ils génèrent est supérieure ou égale à un pixel du détecteur. La résolution de la mesure de positionnement d'un objet dans l'espace réel est alors obtenue en dérivant la relation 6.3, page 157 :

$$|\Delta d| = \frac{d^2}{Fa_0} |\Delta a_F| = \frac{d^2}{Fa_0} t_{pix} \quad (6.11)$$

Avec cette définition, la résolution Δd correspond à l'épaisseur de la case distance située à la distance d . La relation précédente montre que cette profondeur de la case distance est proportionnelle au carré de la distance d . Pour le système imageur que l'on a envisagé,

composé d'un CSIG et d'un détecteur, la longueur focale F et la période du motif a_0 sont connues de manière *a priori*, grâce à une étape de calibration par exemple. Ainsi, cette relation montre que plus la source est éloignée, plus l'erreur sur la mesure de sa distance est grande. Pour connaître le domaine de l'espace où la résolution Δd est inférieure à la distance d , il faut considérer la précision de mesure relative qui est définie par :

$$\frac{|\Delta d|}{d} = \frac{d}{F} \frac{t_{pix}}{a_0} \quad (6.12)$$

Cette précision de mesure relative augmente linéairement avec la distance d . Il existe donc une distance caractéristique d_{max} au-delà de laquelle la résolution de mesure devient supérieure à la mesure. Cette distance est donnée par :

$$d_{max} = \frac{a_0}{t_{pix}} F \quad (6.13)$$

Nous pouvons remarquer que cette distance présente une analogie avec la distance hyperfocale d'un système imageur classique. Cette distance hyperfocale est définie comme la distance minimale à partir de laquelle les objets sont vus nets lorsque la mise au point a été faite à l'infini. Elle vérifie la relation suivante [117] :

$$H = \frac{F^2}{Nc} \quad (6.14)$$

où F représente la longueur focale, N est l'ouverture du diaphragme, et c la taille du cercle de confusion, c'est à dire le plus petit détail observable. Nous pouvons faire un parallèle avec notre système, où le cercle de confusion correspondrait à un pixel du détecteur, et où l'ouverture du diaphragme correspondrait au rapport F/a_0 .

Cette distance d_{max} définit ainsi le volume à l'intérieur duquel il est possible de distinguer la localisation des objets, donc de faire de l'imagerie 3D, avec un CSIG. Ce volume est d'autant plus grand que la longueur focale F est grande, et que la taille du motif a_0 est grande par rapport à la taille du pixel t_{pix} .

6.2 Application à la localisation 3D d'objets faiblement étendus

Pour vérifier expérimentalement le principe d'imagerie 3D que nous venons d'exposer, nous allons nous intéresser au cas le plus simple, à savoir la localisation 3D d'un point source. Nous allons appliquer ici trois étapes de traitement d'image pour obtenir successivement, la distance d de l'objet, son image géométrique O_{bj} et sa position angulaire (α, φ) . Ses coordonnées dans l'espace sont alors données par $(x = d\sin(\alpha)\cos(\varphi), y = d\sin(\alpha)\sin(\varphi), z = d)$. Cette démarche pourrait servir pour des applications de surveillance qui nécessiteraient par exemple de détecter un objet et de suivre sa trajectoire dans l'espace.

6.2.1 Montage expérimental

Pour réaliser cette expérience, nous utilisons le système imageur de démonstration et la *DEL* Luxeon que nous avons décrits au chapitre 4, page 119 et la *DEL* est placée à la distance $d = 495\text{mm}$ du système imageur. La source n'est pas placée sur l'axe de visée du système imageur, mais à une position quelconque dans le plan transverse. La figure 6.6 donne (a) le schéma de ce montage et (b) l'image qui a été obtenue expérimentalement.

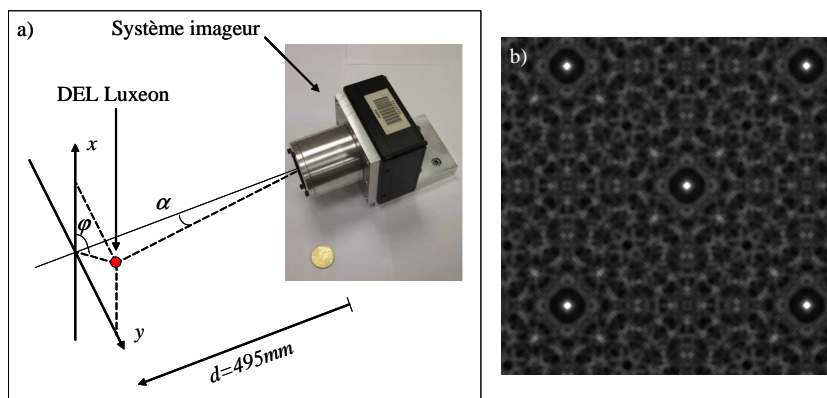


FIGURE 6.6 – La *DEL* Luxeon est placée à une distance de 495mm environ du système imageur (a). La source a un angle d'incidence α et un angle d'azimut φ , par rapport à la ligne de visée de la caméra, qui sont inconnus. La figure (b) montre l'image de cette *DEL* obtenue avec notre système imageur.

6.2.2 Mesure de l'éloignement de l'objet

Pour obtenir la mesure de la distance d à partir de cette image expérimentale, nous calculons sa TF par la méthode de la Transformée de Fourier Discrète (TFD), illustrée à la figure 6.7(a).

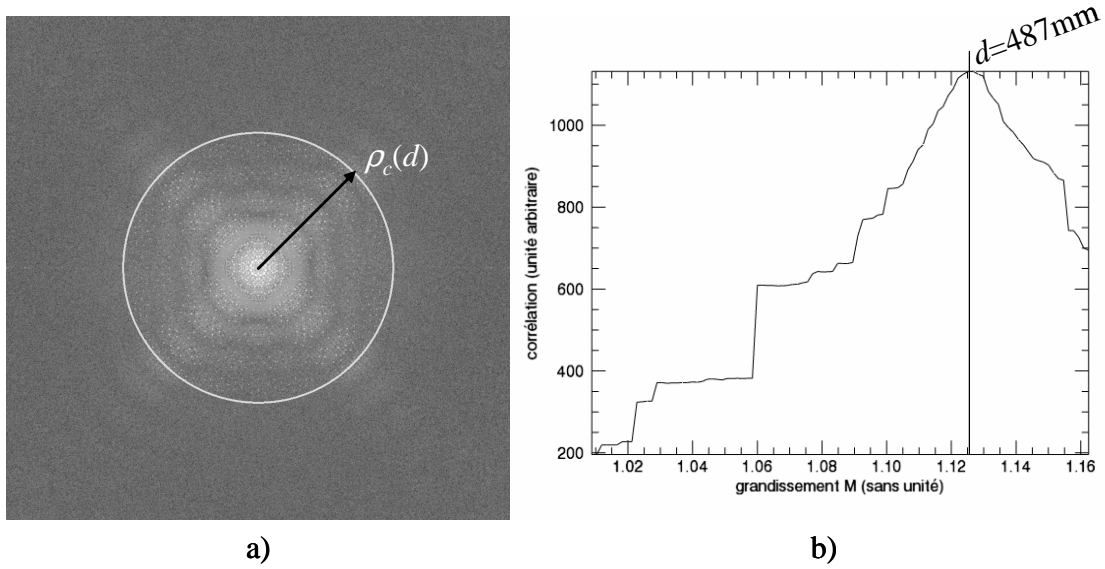


FIGURE 6.7 – Illustration (a) du spectre de l'image expérimentale, contenant un ensemble de N' pics à l'intérieur du cercle de rayon $\rho_c(d)$, traduisant la présence d'un objet lumineux dans la scène. Le graphe (b) donne le résultat de la corrélation en fonction du grandissement M . Cette courbe illustre l'opération de scan de l'espace de Fourier et permet de trouver à quelle distance se trouve cet objet. Ici cette distance vaut $d = 487\text{mm}$.

Puis nous calculons la corrélation entre le spectre de cette image et la FTO , contractée d'un facteur $1/M$, avec le grandissement M qui varie ici de $M_{min} = 1,01$ à $M_{max}1,16$ avec un pas $\Delta M = 0,0015$. Ce scan dans l'espace de Fourier permet de repérer tous les ensembles de pics qui indiquent la présence d'un objet dans la scène. Avec ces paramètres de grandissement, ce traitement d'image revient à scanner l'espace objet d'une distance minimale $d_{min} = 386\text{mm}$ à une distance maximale $d_{max} = 6170\text{mm}$. Sur la figure 6.7(b), nous pouvons voir que la corrélation est maximale pour le grandissement $M = 1,127$. Pour une focale $F = 61,7\text{mm}$, la mesure de ce grandissement nous permet de trouver la distance de la source, $d = 487\text{mm}$, avec une incertitude de localisation qui vaut $\Delta d = 6\text{mm}$ environ. Nous retrouvons ainsi la distance du montage.

6.2.3 Reconstruction de la forme de l'objet

Une fois que nous connaissons la position des pics dans l'espace de Fourier, nous pouvons passer à l'analyse de leurs valeurs. Nous appliquons tout d'abord les opérations de traitement d'image présentées au chapitre 5 et permettant de supprimer les filtrages dus au système imageur. Puis, nous utilisons la connaissance de la distance d de l'objet pour sélectionner uniquement un motif de la figure d'éclairement, comme illustré à la figure 6.8(a). Cette étape nous permet alors d'obtenir la valeurs exacte des pics dans l'espace de Fourier en calculant la TFD de l'image. De plus, l'objet étant petit par rapport à la taille du motif, nous pouvons appliquer la méthode de rééchantillonnage dans l'espace de Fourier pour le reconstruire. Nous obtenons alors l'estimation de l'objet donnée à la figure 6.8(b). Cette opération de rééchantillonnage permet bien de supprimer les rebonds de la FEP et de supprimer les répliques de l'objet présentes sur l'image expérimentale illustrée à la figure 6.8(a).

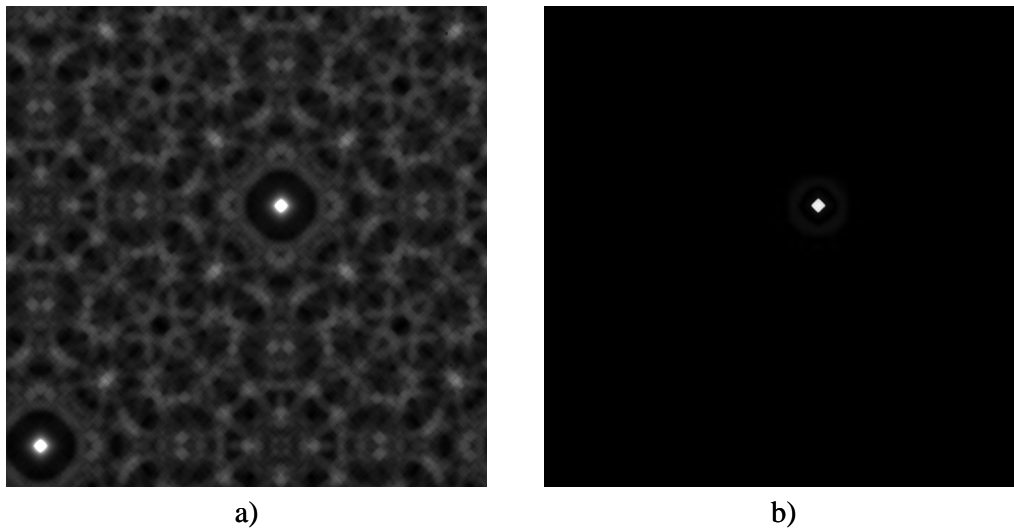


FIGURE 6.8 – Illustration de l'image expérimentale de la *DEL Luxeon* (a), prise avec notre système imageur et après que tous les effets liés à ce système imageur aient été supprimés. Le rééchantillonnage du spectre dans l'espace de Fourier permet d'obtenir une bonne estimée de cet objet (b).

En zoomant sur l'image de cet objet, nous observons sur la figure 6.9(a) qu'elle a une forme carrée de $0,179mm$ de côté. La longueur focale de notre système imageur étant

$F = 61,7mm$ et l'objet étant à une distance $d = 487mm$ du système imageur, nous en déduisons que l'objet observé a une taille qui vaut environ $1,42mm$. Cette taille correspond à la taille réelle mesurée directement sur la *DEL* et qui vaut $1,4mm$. De plus, la figure 6.9(a) montre que l'image a une texture en forme de damier constituée d'une grille de 3×3 points sombres sur un fond lumineux. En plaçant la *DEL* au foyer d'une lentille mince, on observe en champ lointain que la zone émissive est constituée d'une grille de 4×4 points sombres sur un fond carré brillant, comme on peut le voir sur la vue d'artiste de la *DEL*, donnée à la figure 6.9(b), et fournie par la documentation du constructeur. Si l'objet a une taille de $0,179mm$ sur le détecteur, alors la période entre deux points sombres vaut $p \simeq 36\mu m$, ce qui correspond à une fréquence de $28,2mm^{-1}$ dans l'espace de Fourier. Or, dans ces conditions d'observation, la fréquence de coupure du CSIG vaut $\rho_c(d) = \rho_c * d/(d + F) \simeq 23,0mm^{-1}$. Ainsi, nous en déduisons que l'image obtenue avec notre système imageur n'a pas une résolution suffisante pour imager correctement l'objet.

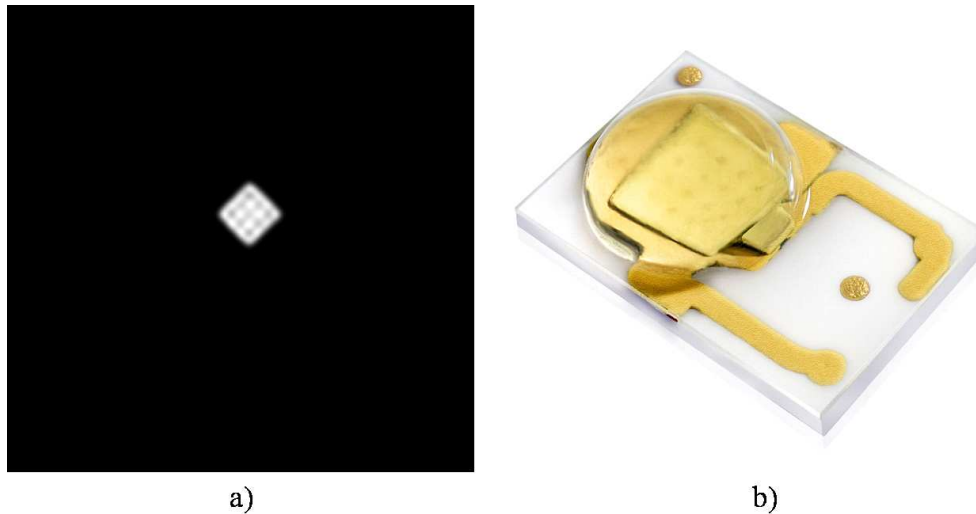


FIGURE 6.9 – Zoom de l'image présentée à la figure 6.8(b) où le contraste a été augmenté de manière à pouvoir visualiser la texture de l'objet observé (a), à savoir une grille de 3×3 point sombres sur un fond lumineux. L'image en champ lointain de cet objet placé au foyer d'une lentille mince montre que la zone émissive de la *DEL* Luxeon est un carré lumineux à l'intérieur duquel on observe une grille de 4×4 points sombres, comme le montre la vue d'artiste de cette *DEL* (b).

A ce stade, nous connaissons la distance et la forme de l'objet ; il ne reste plus qu'à mesurer sa position angulaire pour connaître sa localisation complètement.

6.2.4 Mesure de la position angulaire

Pour calculer les coordonnées angulaires de cet objet dans le plan transverse, la méthode la plus simple consiste à calculer les coordonnées du barycentre de l'objet lumineux sur l'image. On trouve ici que l'objet a pour coordonnées ($\Delta x = 0,570mm$, $\Delta y = 0,629mm$) dans le plan de détection. Notre système imageur ayant une longueur focale de $F = 61,7mm$, nous pouvons en déduire les coordonnées angulaires de la source à partir des relations suivantes :

$$\begin{cases} \tan(\alpha) = \frac{\sqrt{\Delta x^2 + \Delta y^2}}{F} \\ \tan(\varphi) = \frac{\Delta y}{\Delta x} \end{cases} \quad (6.15)$$

Nous en déduisons donc que la source a un angle d'incidence $\alpha = 0,75^\circ$ et un angle d'azimut $\varphi = 45^\circ$. Nous venons ainsi de décrire toutes les étapes nécessaires, en partant de l'image expérimentale acquise avec notre système imageur, pour remonter à la localisation 3D de la source et à la mesure de son image géométrique O_{bj} .

6.3 Autres applications envisagées

Pour mieux entrevoir toutes les possibilités qu'offre ce composant pour faire de l'imagerie 3D, nous allons présenter deux autres types d'applications : la surveillance de case distance et la tomographie. La localisation d'un point source, que nous venons de décrire peut tout d'abord servir à suivre un objet unique dans tout l'espace. La surveillance de case distance est le pendant de cette application : elle consiste à observer à une distance fixée du système imageur pour savoir si des objets sont présents ou non. Enfin, la tomographie est l'application la plus générale, elle consiste à récupérer différentes cases distances et à déterminer les objet qui y sont présents.

6.3.1 Surveillance d'une case distance

Pour certaines applications, il peut être suffisant d'observer les objets dans une case distance particulière. C'est le cas des drones qui évoluent dans un environnement accidenté, par exemple. Pour éviter les collisions avec des objets de la scène (arbres, câbles, bâtiments, véhicules, etc.) les drones ont besoin de savoir constamment si un obstacle est présent à une certaine distance en avant de l'appareil ; ceci afin de pouvoir changer de trajectoire à temps et d'éviter toute collision. Ces applications concernent de manière générale la surveillance d'une zone particulière de l'espace. Dans ce cas, le traitement d'image consiste à calculer la TF de l'image uniquement aux fréquences spatiales qui correspondent à la case distance que nous souhaitons observer, et à comparer le signal mesuré à une valeur de seuil préalablement définie. Le principe de cette mesure est schématisé par la figure 6.10. Si le signal est supérieur au seuil, l'appareil détecte la présence d'un objet, dans le cas inverse il considère qu'il mesure du bruit et donc qu'il n'y a pas d'objet dans la zone de l'espace surveillée.

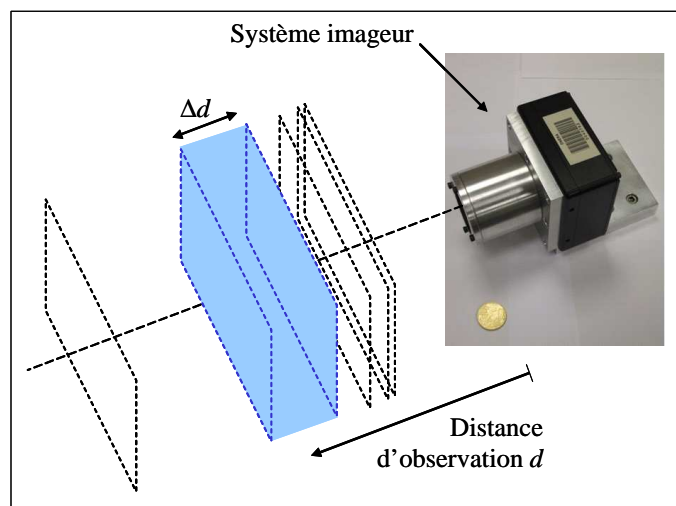


FIGURE 6.10 – En choisissant de mesurer les N' fréquences spatiales à l'intérieur du cercle de rayon $\rho_c(d)$, nous forçons le système imageur à observer dans la case distance située à la distance d du système et de profondeur Δd .

Cet exemple d'application est très simpliste, car le signal fourni en sortie du système imageur permet juste de savoir si un objet est présent ou non. Nous observons cependant

que cette application rentre exactement dans notre démarche de recherche d'un système imageur spécialisé qui fournit uniquement l'information recherchée par l'opérateur. La démarche de co-conception consisterait donc ici à choisir les paramètres du système imageur ($\eta^2, a_0, F, etc.$) et du traitement d'image de manière à observer la case distance qui correspond à celle spécifiée dans le cahier des charges.

6.3.2 Tomographie : cartographie 3D de la scène

La tomographie est une technique d'imagerie qui consiste à reconstruire le volume d'un objet à partir d'une série d'images prises depuis l'extérieur de l'objet et donnant chacune une information sur une tranche de l'objet. Cette technique est surtout utilisée dans le domaine médical (imagerie par résonance magnétique, tomographie à émission de positons, etc.). Nous avons vu que le processus d'imagerie d'un CSIG consistait naturellement à découper l'espace objet en tranches, que nous avons appelées cases distances, et à compresser ces différentes images en une seule. Le spectre de cette image dans l'espace de Fourier étant le signal pour lequel les informations sur chaque tranche sont distinctes, notre système imageur semble donc naturellement adapté pour des applications de tomographies. Pour vérifier ses capacités dans ce domaine, nous allons maintenant tester expérimentalement le principe de séparation des signaux dans l'espace de Fourier en construisant une scène constituée de deux *DEL* Luxeon placées à des distances différentes, qui valent respectivement $d_1 = 1320mm$ et $d_2 = 620mm$, et observées par notre système imageur. La figure 6.11 donne un schéma de cette expérience. Le montage utilise une lame semi transparente pour fusionner les chemins optiques venant de chaque source, de manière à simuler deux sources situées sur l'axe de visée à des distances différentes.

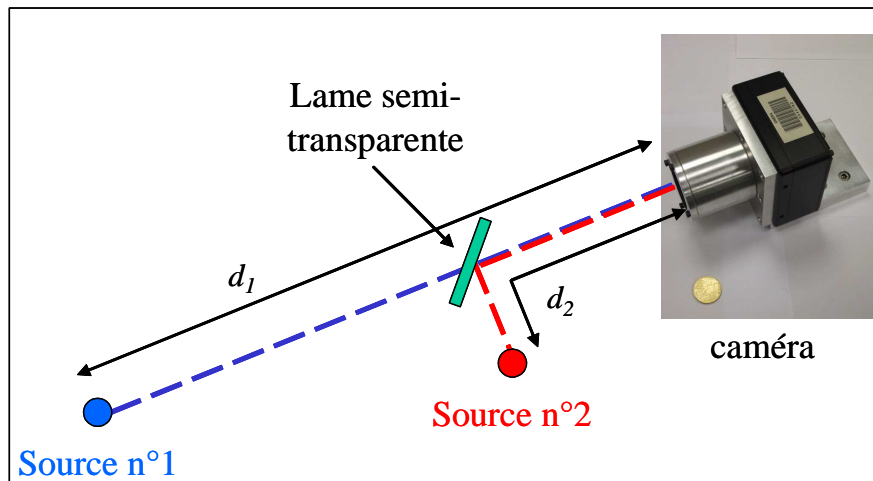


FIGURE 6.11 – Schéma du montage constitué de notre système imageur observant une scène composée de deux points sources virtuellement alignés par rapport à l'axe de visée grâce à une lame semi transparente, mais dont les distances $d_1 = 1320\text{mm}$ et $d_2 = 620\text{mm}$ sont différentes.

La figure 6.12(a) montre l'image obtenue avec ce montage.

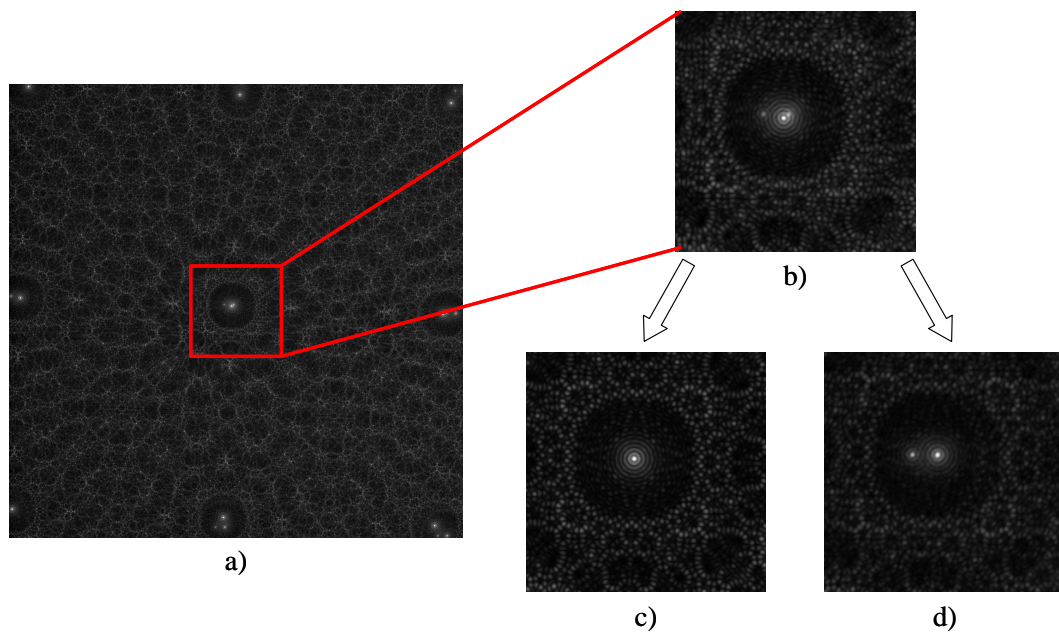


FIGURE 6.12 – Illustration (a) de l'image expérimentale obtenue avec notre système imageur pour la scène présentée à la figure 6.11. En zoomant sur la zone centrale (b), on observe la présence de 3 pics. Le premier (c) correspond à la source 1 et les deux seconds (d), dont l'un est dû à l'effet Fabry-Perot de la lame semi transparente, correspondent à la source 2.

En zoomant sur la partie centrale de cette image, on obtient une imagerie, figure 6.12(b), sur laquelle on distingue trois points brillants. Pour comprendre la présence d'une troisième source, nous avons allumé successivement la source 1, illustrée à la figure 6.12(c), puis la source 2, figure 6.12(d). Nous en déduisons que le pic le plus brillant correspond à la source 1 et que les deux seconds correspondent à la source 2. La présence du deuxième pic pour la source 2 s'explique par la réflexion non négligeable de la lumière sur la face arrière de la lame semi transparente, créant virtuellement une troisième source lumineuse.

La figure 6.13 présente quatre répliques de la scène, extraites de l'image présentée à la figure 6.12(a), et prises en différents endroits de cette image. La figure 6.13(a) donne la réplique centrale de la scène. Sur cette imagerie, il est impossible d'avoir une information de distance qui permettrait de distinguer les objets observés. En revanche, la *FEP* du CSIG étant périodique, nous pouvons observer les répliques de l'image centrale. La figure 6.13(b) donne par exemple la réplique en bord d'image à droite, la figure 6.13(c) donne la réplique située en bas de l'image et la figure 6.13(d) montre la réplique en bas à droite. Nous constatons sur les répliques latérales un décalage relatif entre les points lumineux. La comparaison des différentes imageries, permet ainsi de mettre en évidence un effet de parallaxe, identique à celui que l'on obtiendrait avec un système imageur multivoies. On peut par exemple noter que deux points lumineux ont toujours le même écart Δ_x entre eux et qu'ils présentent toujours un même décalage relatif par rapport au troisième. Ils se situent donc dans une même case distance, à une distance différente du troisième objet. En toute rigueur, ces deux objets ne se situent pas exactement à la même distance du système imageur car l'épaisseur de la lame introduit une différence de chemin optique, cependant, cet écart de distance est très faible par rapport à la distance d_2 . Ceci confirme l'hypothèse que nous avons formulée ci-dessus concernant l'origine de ces deux points source.

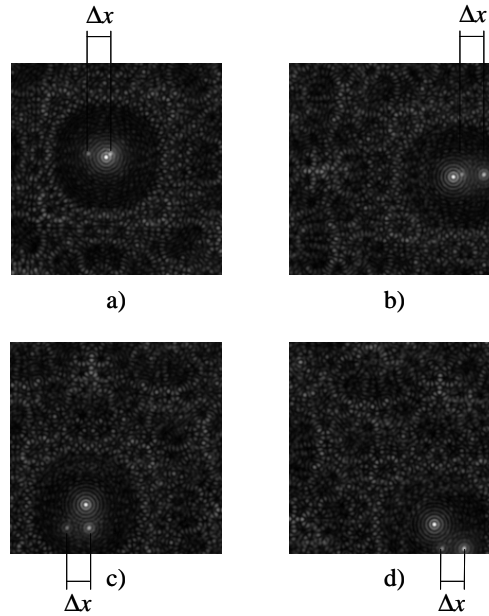


FIGURE 6.13 – Ces quatre imageries sont extraites de l’image expérimentale présentée à la figure 6.12. Elles représentent respectivement l’image centrale (a), la réplique en bord d’image à droite (b), celle en bas (c) et celle en bas à droite (d).

Bien que l’effet de parallaxe soit tout à fait visible sur ces imageries, nous allons estimer plus finement la position de ces objets dans l’espace de Fourier. Les deux sources étant situées à des distances différentes, d_1 et d_2 , elles vont générer des figures d’éclairement dont les motifs élémentaires auront des tailles différentes a_1 et a_2 . Par conséquent les spectres en fréquences spatiales de ces figures d’éclairement seront localisés sur des grilles cartésiennes de pas $1/a_1$ et $1/a_2$ et auront des fréquences de coupure $\rho_c(d_1)$ et $\rho_c(d_2)$ différentes.

La figure 6.14(a) illustre le spectre de l’image expérimentale. Nous allons lui appliquer l’opération de traitement d’image consistant à scanner l’espace de Fourier pour distinguer les objets présents dans la scène. Ce scan est effectué entre la fréquence de coupure correspondant à la distance $d_{min} = 300mm$ et celle correspondant à la distance $d_{max} = 3000mm$. Le résultat de la corrélation montre très clairement la présence de deux objets, l’un à la distance de $612mm$ et l’autre à la distance de $1331mm$. En comparant avec les données exactes présentées à la figure 6.11, respectivement $d_2 = 620mm$ et $d_1 = 1320mm$, on constate que les valeurs trouvées correspondent bien aux distances réelles, et l’écart entre la distance mesurée et la distance réelle est inférieur à 1,3% dans les deux cas.

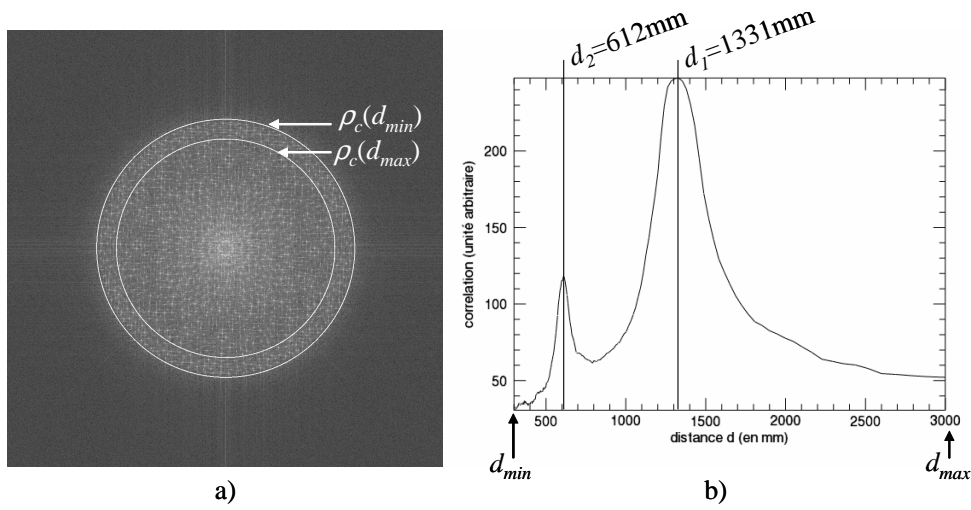


FIGURE 6.14 – Illustration du spectre de l’image expérimentale (a). En appliquant le scan dans l’espace de Fourier entre les fréquences de coupure $\rho_c(d_1)$ et $\rho_c(d_2)$, nous obtenons la courbe de corrélation (b). Cette courbe montre la présence de deux objets, l’un à la distance $d_2 = 612\text{mm}$ et l’autre à la distance $d_1 = 1331\text{mm}$.

En connaissant le nombre et la position des objets présents dans la scène, nous pouvons mesurer le spectre de chaque objet en sélectionnant les bonnes fréquences spatiales. Nous pouvons alors restaurer les objets, en rééchantillonnant leurs spectres mesurés dans l’espace de Fourier, puis en effectuant une opération de TF inverse. De cette manière, nous démontrons que nous sommes capables, avec ce système imageur, de reconstruire différents objets à partir d’une unique image, comme le montre la figure 6.15. Nous pouvons en particulier remarquer que nous avons bien séparé les deux sources car il n’y a pas de résidu de l’image 6.15(b) sur l’image 6.15(c), et inversement.

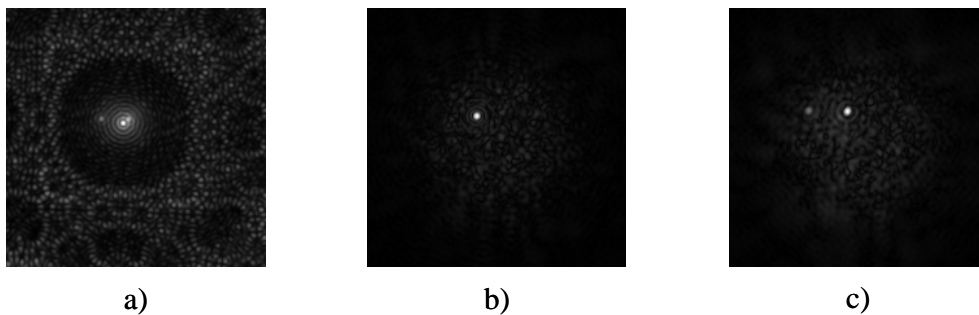


FIGURE 6.15 – Illustration de la partie centrale de l’image expérimentale présentée à la figure 6.12(a). Après restauration, nous obtenons (b) l’image de la source 1 et (c) l’image de la source 2, avec la troisième source, moins brillante, due à la lame séparatrice.

Ainsi, avec cet exemple, nous démontrons expérimentalement que notre système imageur, associé à un traitement d'image adapté, permet d'imager et de reconstruire une scène composée de plusieurs objets situés à des distances différentes, donc de faire de la tomographie. Pour mieux illustrer ce résultat, nous avons repris sur la figure 6.16 les images obtenues à la figure 6.15 et nous les avons replacées dans l'espace, en fonction des distances des objets que nous avons mesurées.

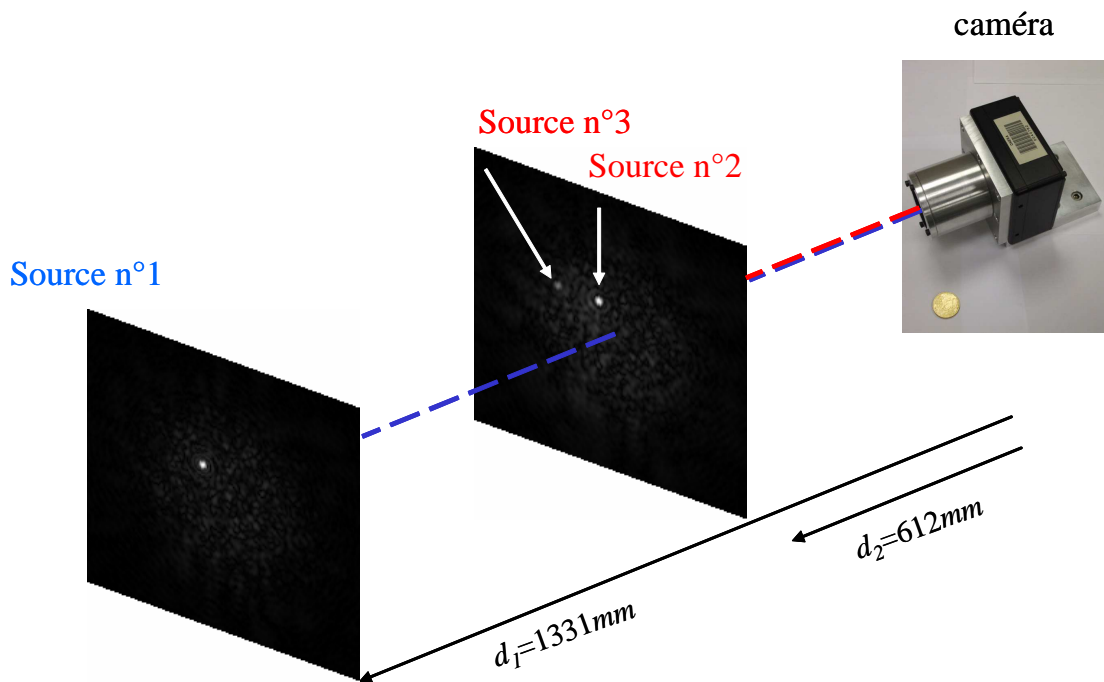


FIGURE 6.16 – Illustration de l'analyse tomographique de la scène observée. Notre système imageur, associé à un traitement d'image adapté a permis de détecter deux objets, de restaurer leurs images, et de localiser leurs cases distances respectives.

Toutefois, l'analyse de la courbe de corrélation présentée à la figure 6.14(b), montre que le signal n'est pas nul en dehors des cases distances où les objets sont présents et les pics ont une largeur à mi-hauteur assez importante. Pour la source 2, on mesure une largeur à mi-hauteur de 135mm , et une largeur de 472mm pour la source 1. Il est donc probable que l'algorithme utilisé pour calculer la corrélation ne soit pas optimal et puisse être amélioré afin de minimiser la largeur des pics, et ainsi d'augmenter la précision de mesure. C'est une perspective qu'il faudrait approfondir, si un travail ultérieur venait à poursuivre les études présentées dans cette thèse.

Chapitre 7

Conclusion

Sommaire

7.1	Bilan de la thèse	179
7.2	Valorisation de la thèse	183
7.3	Perspectives de la thèse	184

7.1 Bilan de la thèse

Actuellement, on observe une demande de plus en plus forte pour des systèmes imageurs spécialisés. Dans de nombreux domaines (médical, militaire, domotique, vision industrielle, etc.), les opérateurs recherchent des systèmes imageurs dont la finalité est de fournir une information particulière sur cette scène, la plus fiable et le plus rapidement possible. De cette manière la prise de décision est facilitée pour les opérateurs, à l'aide de pré-traitements de l'information, d'alertes, etc., et peut même amener à une prise de décision automatique. Ce changement de paradigme nécessite de revoir les habitudes de conception optique. En particulier, les informations *a priori* sur les objets observés, sur l'environnement et les conditions d'observation, ainsi que sur le type d'information qui doit être fourni par le système imageur, permettent de concevoir conjointement l'architecture optique et le traitement d'image adaptés qui permettront au système imageur de remplir au mieux sa mission.

Au cours de cette thèse, nous avons voulu appliquer cette démarche de co-conception à une famille de composant particulière, les CSIG, dans le but de démontrer l'utilité de ces composants pour la réalisation d'un système imageur simple, robuste et spécialisé pour faire de l'imagerie 3D. Ces propriétés font qu'un tel système imageur pourrait être embarqué sur des drones de faible capacité d'emport et pourrait constituer une aide à la navigation en leur fournissant des informations sur les zones de danger de l'environnement dans lequel ils évoluent. Dans ce contexte, cette information ne consiste pas nécessairement à identifier les objets dangereux présents autour du drone, leur détection et leur localisation 3D étant suffisante.

Pour cela, un aperçu de l'état de l'art concernant les techniques d'imagerie 3D nous a permis de mettre en évidence qu'un des efforts mené actuellement consiste à augmenter la profondeur de champ des systèmes imageurs 3D de manière à pouvoir extraire à la fois une information de distance précise sur les objets de la scène et d'observer l'intégralité de la scène correctement, avec la même qualité image. Pour réaliser notre système imageur spécialisé, nous avons donc décidé d'utiliser les réseaux continûment auto-imageants (CSIG) qui ont la propriété de générer un motif périodique invariant par propagation. Ce composant présente donc une grande profondeur de champ en contrepartie d'une discrétisation de sa FTO , qui peut être vue comme une compression de l'information dans l'espace de Fourier. Nous avons mis à profit cette compression pour multiplexer dans cet espace les informations provenant des différents objets de la scène placés à des distances différentes. L'extraction de l'information associée à une distance donnée permet de restaurer la scène complète, plan par plan, et donc de réaliser une opération de tomographie. Par rapport à une matrice de micro lentilles, ce composant permet une meilleure compression de l'information, donc une meilleure sensibilité à la vision 3D, car le pas d'échantillonnage de la FTO , p_{ech} , est plus large que le pas de la grille cartésienne $1/a_0$. De plus, sa très grande profondeur de champ offre la possibilité d'utiliser le même traitement d'image pour la restauration des objets, quelle que soit leur distance. Ainsi, par rapport aux autres méthodes d'imagerie 3D, ce système s'affranchit des traitements d'image non linéaires effectués

dans l'espace réel, en travaillant dans l'espace de Fourier.

Nous avons envisagé le système imageur le plus simple possible, c'est-à-dire constitué uniquement du composant et d'un détecteur matriciel. L'analyse des aberrations géométriques a permis de montrer que ces composants ont un domaine isoplanétique très important, typiquement de l'ordre de 20° , autorisant l'observation d'objets sur un grand champ de vue sans recourir à une correction des aberrations optiques pour avoir une bonne qualité image. De plus, nous avons montré comment la taille finie du composant limite en pratique le régime de masque codé et donc par conséquent la profondeur de champ du système imageur. Cette profondeur de champ reste cependant très grande par rapport à un système imageur classique. Enfin, l'analyse de l'énergie transmise par le composant et sa répartition dans la *FTO* a permis de montrer que le CSIG est plus robuste au bruit que le composant J_0 , car il concentre une même énergie dans moins de fréquences spatiales dans l'espace de Fourier. Cette étude préliminaire nous a permis de montrer que le CSIG est un des composants non diffractants le mieux adapté pour concevoir un système imageur simple et robuste.

Cependant, ces composants sont difficilement réalisables physiquement car ils nécessitent de coder à la fois la phase et l'amplitude. Nous avons alors cherché le codage d'un composant réel qui soit le plus simple à réaliser et dont les propriétés d'imagerie se rapprochent le plus possible du composant théorique. Nous avons montré que coder uniquement en phase la fonction *signe* de la transmittance répond à cette double exigence. L'analyse de la figure d'éclairement générée par ce composant binaire a montré que la propriété d'invariante est perdue en éclairage monochromatique, mais qu'une très bonne approximation du régime invariant est retrouvée en éclairage polychromatique, à partir d'une certaine distance du composant, appelée distance *panchromatique*. Cette distance associée à la distance maximale du régime invariant, liée à la taille finie du composant nous a permis de montrer qu'une grande profondeur de champ pouvait être obtenue, même avec un composant binaire. Nous avons alors réalisé un prototype de système imageur, en tenant compte de ces contraintes, afin d'étudier les capacités d'imagerie des CSIG.

Nous avons dans un premier temps développé une série de traitements d'image pour corriger les effets d'inhomogénéité liés à l'éclairage et pour réhausser le contraste des pics en supprimant les effets de filtrage liés à la FTO du composant et à la taille des pixels du détecteur. Ensuite, en considérant que le processus d'imagerie par un CSIG s'apparente à un échantillonnage du spectre de l'objet observé, du fait de la discrétisation de la FTO , nous avons étudié deux traitements d'image différents. Le premier consiste à rééchantillonner le spectre dans l'espace de Fourier, et n'utilise aucune information *a priori* sur l'objet observé pour le reconstruire. Nous avons montré expérimentalement que ce traitement d'image est tout à fait capable de restituer des objets simples ou complexes, à condition qu'ils aient une taille relativement faible pour que leur spectre soit bien échantillonné. Le second traitement d'image, basé sur le principe de l'imagerie comprimée, utilise l'hypothèse que les objets observés par le composant sont lacunaires dans une base de projection. Nous nous sommes en particulier intéressés aux objets lacunaires dans l'espace TV , c'est-à-dire aux objets peu texturés. Nous avons montré que nous pouvons reconstruire des objets plus grands que ceux reconstructibles avec la méthode précédente. En particulier, nous avons pu reconstruire des objets qui étaient mal échantillonnés dans l'espace de Fourier.

Etant assurés que des traitements d'image pouvaient reconstruire les objets imagés par un CSIG à FTO discrète, nous avons alors cherché à tirer profit de cette discrétisation pour obtenir une information 3D sur ces objets. En effet, l'analyse du grandissement de l'image engendré par un objet situé à distance finie d a montré que, dans l'espace de Fourier, la localisation des pics dépend de cette distance. Ainsi, le traitement d'image permettant de reconstruire une scène 3D, à partir de l'acquisition d'une seule image, consiste à scanner l'espace de Fourier pour récupérer les informations sur les différentes cases distances que constituent la scène. Puis, en utilisant les traitements d'image présentés précédemment, il est possible de reconstituer la scène, tranche par tranche, et ainsi de faire de la tomographie. Ce résultat nous a semblé très important et a donné lieu à une demande de brevet.

En conclusion, ce travail a permis de montrer que l'utilisation des CSIG est tout à fait pertinente pour réaliser un système imageur de vision 3D simple, car il est constitué uniquement d'un composant et d'un détecteur matriciel, et robuste car sa grande profondeur de champ supprime toute contrainte dans le positionnement de ces deux éléments et rend l'utilisation d'un système d'autofocus inutile.

7.2 Valorisation de la thèse

Les différents travaux développés pendant cette thèse ont été valorisés par deux publications dans des revues à comité de lecture :

- M. Piponnier, G. Druart, N. Guérineau, J. de Bougrenet, and J. Primot, “Optimal conditions for using the binary approximation of continuously self-imaging gratings,” *Opt. Express* 19, 23054-23066 (2011).
- M. Piponnier, R. Horisaki, G. Druart, N. Guérineau, A. Kattnig, and J. Primot, “Relevance of continuously self-imaging gratings for noise robust imagery,” *Opt. Lett.* 37, 3492-3494 (2012).

Le procédé d'imagerie 3D à l'aide d'un CSIG a fait l'objet d'une demande de brevet :

- M. Piponnier, J. Primot, G. Druart, N. Guérineau, “Procédé et dispositif d'imagerie télémétrique,” demande de Brevet, Ref 12 02273, déposée le 22/08/2012.

J'ai aussi eu la possibilité de présenter mes travaux dans quatre congrès internationaux :

- M. Piponnier, G. Druart, N. Guérineau, J. Primot, J. Deschamps, J. Taboury, et M. Fendler, “Dewar integration of diffractive functions for infrared imagery,” EOS Topical Meeting on Diffractive Optics, Koli (Finlande), février 2010.
- M. Piponnier, G. Druart, N. Guérineau, J.-L. De Bougrenet, J. Primot, “Design of a compact infrared camera based on a binary implemented continuously self-imaging grating,” EOS Topical Meeting on Diffractive Optics, Delft (Hollande), février 2012.
- M. Piponnier, G. Druart, N. Guérineau, J.-L. De Bougrenet, J. Primot, “Definition of a compact infrared camera based on a quasi continuously self-imaging grating,” IONS-11, Paris, février 2012.

- 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. of SPIE, **8429**, 84291701-84291712 (2012).

7.3 Perspectives de la thèse

Une des caractéristiques importantes du système imageur utilisant un réseau continûment auto-imageant est que la lacunarité de la *FTO* impose un traitement d’image adapté à la scène observée. Cependant, nous avons vu au chapitre 5 que ces traitements limitent le champ de vue maximal de la scène observable. Ce champ de vue pouvant être au maximum celui de la période du motif du CSIG, si les conditions d’observation de la scène sont favorables au traitement d’image. Nous avons également vu que lorsque le champ de vue du CSIG dépasse le domaine de validité du traitement d’image, ou la période du motif, alors la reconstruction de la scène observée est particulièrement dégradée. Il est donc nécessaire de limiter optiquement le champ maximal d’observation du CSIG. Pour cela, plusieurs pistes pourraient être envisagées. Une matrice de murets placée devant le CSIG pourrait être utilisée, sur le même principe que les stores vénitiens, pour diminuer l’intensité transmise par le composant lorsque l’angle de champ augmente, comme le montre la figure 7.1(a). Les paramètres des murets (espacement p , hauteur h) seraient alors adaptés pour couper la lumière au-delà du champ de vue maximal défini par le traitement d’image, permettant une reconstruction correcte la scène. Une autre solution consisterait à utiliser un système imageur de relais qui produirait une image intermédiaire réduite de la scène observée, et de champ de vue limité, comme illustré sur la figure 7.1(b). Cette image intermédiaire pourrait alors être reconstruite avec ces traitement d’image, et la sensibilité à la vision 3D serait augmentée, car la scène serait plus proche du composant. Cette architecture se rapproche de la caméra plénoptique que nous avons présentée dans le chapitre 2.

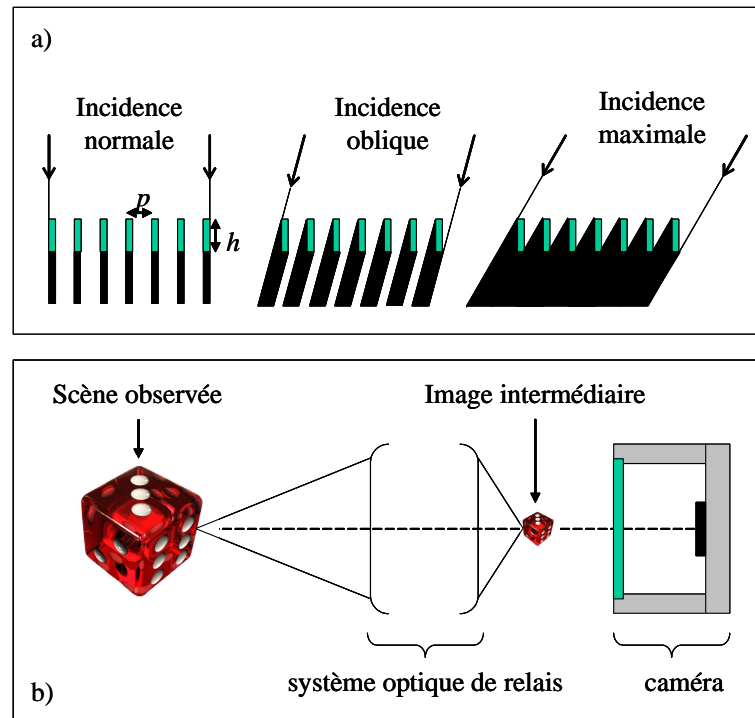


FIGURE 7.1 – Schéma (a) de l’ombrage introduit par une matrice de murets de hauteur h et d’espacement p . L’intensité transmise diminue lorsque l’angle d’incidence augmente jusqu’à un angle de champ maximal au-delà duquel la lumière est totalement coupée. La figure (b) illustre la réduction du champ de la scène observée, grâce à une optique de relais. Cette dernière crée une image intermédiaire plus petite et plus proche du CSIG que la scène initiale.

Nous avons ensuite vu au chapitre 5 que pour étendre le domaine de validité des traitements d’image abordés, une des pistes consiste à changer la répartition des pics de la FTO . Ce changement peut consister à augmenter le nombre d’ordres, afin d’augmenter l’échantillonnage du spectre dans l’espace de Fourier. Pour cela, nous pourrions choisir un CSIG qui diffracte plus d’ordre ou nous pourrions faire tourner le composant autour de son axe optique de manière à faire de la synthèse d’ouverture en acquérant plusieurs images. Ce changement pourrait aussi se faire en cherchant d’autres répartitions que l’intersection d’une grille cartésienne avec l’anneau de Montgomery, pour les ordres diffractés. Cette approche permettrait d’augmenter les degrés de liberté dans le choix de la répartition des pics de la FTO . Nous pourrions alors choisir localement la densité des pics de la FTO en fonction des objets à observer, de manière à optimiser l’échantillonnage de leur spectre. Enfin, nous avons vu que dans le cas d’un traitement d’image basé sur l’imagerie

comprimée, la qualité de la reconstruction dépend beaucoup du choix de la base dans laquelle est projeté le signal. Nous avons par exemple utilisée la projection dans l'espace TV pour reconstruire des objets peu texturés. Il serait intéressant d'explorer d'autres bases de projections qui seraient adaptées pour restaurer des objets aux propriétés de formes et/ou de textures différentes. Ces différentes approches d'extension du domaine de validité des traitements d'image permettraient d'obtenir un système imageur dont le champ de vue serait limité, par exemple, par la taille du détecteur, comme pour un système imageur classique monovoie.

Cette étape de choix de la répartition des pics, et la mise en œuvre d'algorithmes adaptés à la restauration des objets observés, est au cœur de la démarche de co-conception que suivrait un ingénieur pour concevoir un système imageur spécialisé, adapté à une mission particulière. C'est pourquoi, nous avons choisi de poursuivre ce travail de thèse par un post-doctorat, qui aura lieu à l'Institut d'Optique et qui sera encadré par François Goudail. Ce post-doctorat permettra d'amener ce système imageur utilisant un réseau continûment auto-imageant vers une meilleure maturité en vue de réaliser un prototype pouvant intéresser des industriels tels que SURVEYCOPTER [118]. Cette société, impliquée dans la conception de drones pour tous types d'activités de surveillance, est demandeuse de systèmes imageurs innovants, embarqués sur des drones, et capables de détecter des obstacles. En nous appuyant sur des connaissances de l'environnement de vol d'un drone, ainsi que sur ses besoins de détection 3D, nous pourrons alors appliquer la démarche de co-conception pour réaliser un prototype de système imageur constitué d'un composant continûment auto-imageant et adapté à ce besoin.

Bibliographie

- [1] Z. Jaroszewicz, A. Burvall et A. T. Friberg, "Axicon - the Most Important Optical Element," *Opt. and Phot. News* **16**, 34-39 (2005).
- [2] A. Drahos, "La lune en gravure, une histoire provençale," *Ciel et Espace* **508**, 58-62 (2012).
- [3] R. Kingslake, "The Development of the Photographic Objective," *J. of Opt. Soc. of Am.* **24**, 73-84 (1934).
- [4] <http://www.ingenieurs.com/zoom-objectifs/index.php?txt=6>
- [5] <http://www.photoshop.com/tools/overview>
- [6] <http://pixlr.com/editor/>
- [7] T. Cathey et E. R. Dowski, "New paradigm for imaging systems," *Appl. Opt.* **41**, 6080-6092 (2002).
- [8] J. L. Bala, "Disposable illuminator endoscope," US 2006/0206007 A1, (2006).
- [9] D. J. Brady et al., "Multiscale gigapixel photography," *Nature* **486**, 386-389 (2012).
- [10] D. L. Marks, H. S. Son, J. Kim, et D. J. Brady, "Engineering a gigapixel monocentric multiscale camera," *Opt. Eng.* **51**, 08320201-08320213 (2012).
- [11] C. Johnston, "Technical Challenges For Small UAV Payloads," *Electronic Military & Defense*, Annual resource, 2nd Edition.
- [12] S. Rommeluère, "Intégration d'un micro-spectromètre statique par transformée de Fourier sur un plan focal infrarouge," thèse de l'université Paris XI, spécialité Physique, soutenue le 30 mars 2007.

- [13] G. Druart, “Nouvelles briques de conception de systèmes intégrés pour la vision infrarouge,” thèse de l’université Paris XI, spécialité Physique, soutenue le 19 novembre 2009.
- [14] F. De la Barrière, “Vers l’intégration de fonctions optiques sur le plan focal infrarouge,” thèse de l’université Paris XI, spécialité Physique, soutenance prévue le 05 octobre 2012.
- [15] A. Alfalou, et C. Brosseau, “Exploiting root-mean-square time-frequency structure for multiple-image optical compression and encryption,” *Opt. Lett.* **35**, 1914-1916 (2010).
- [16] A. Bilgin, G. Zweig, et M. W. Marcellin, “Three-dimensional image compression with integer wavelet transforms,” *Appl. Opt.* **39**, 1799-1814 (2000).
- [17] T. J. Hall, A. M. Darling, et M. A. Fiddy, “Image compression and restoration incorporating prior knowledge,” *Opt. Lett.* **7**, 467-468 (1982).
- [18] O. M. Jeromin, *Optimal Spectral Reconstructions from Deterministic and Stochastic Sampling Geometries Using Compressive Sensing and Spectral Statistical Models*, (2009).
- [19] P. Henarejos, “Des premiers pas prudents,” *Ciel et Espace* **507**, 26 (2012).
- [20] www.darpa.mil/Our_Work/I2O/Programs/Autonomous_Real-time_Ground_Ubiquitous_Surveillance-Imaging_System_%28ARGUS-IS%29.aspx
- [21] O. Katz, Y. Bromberg, et Y. Silberberg, “Ghost Imaging via Compressed Sensing,” *Comp. Opt. Sens. and Im.*, FThX3, (2009).
- [22] H. Shen, L. Gan, N. Newman, Y. Dong, C. Li, Y. Huang, et Y. C. Shen, “Spinning disk for compressive imaging,” *Opt. Lett.* **37**, 46-48 (2012).
- [23] L. McMackin, M. A. Herman, B. Chatterjee, M. Weldon, “A high-resolution SWIR camera via compressed sensing,” *Proc. of SPIE*, **8353**, 83530301-83530310 (2012).
- [24] P. G. Tuthill, J. D. Monnier, W. C. Danchi, E. H. Wishnow, et C. A. Haniff, “Michelson Interferometry with the Keck I Telescope,” *Publ. of Astr. Soc. of the Pac.* **112**, 555-565 (2000).

-
- [25] D. L. Donoho, "Compressed Sensing," IEEE Trans. on Inf. Theory **52**, 1289-1306 (2006).
- [26] E. J. Candes, J. Romberg, et T. Tao, "Robust Uncertainty Principles, Exact Signal Reconstruction From Highly Incomplete Frequency Information," IEEE Trans. on Inf. Theory **52**, 489-509 (2006).
- [27] A. Stern, "Compressed sensing system with linear sensors," Opt. Lett. **30**, 3077-3079 (2007).
- [28] V. Treeaporn, A. Ashok, et M. A. Neifeld, "Increased field of view through optical multiplexing," Opt. Exp. **18**, 22432-22445 (2010).
- [29] R. Henao, E. Rueda, J. F. Barrera, et R. Torroba, "Noise-free recovery of optodigital encrypted and multiplexed images," Opt. Lett. **35**, 333-335 (2010).
- [30] R. Horisaki, J. Tanida, A. Stern, et B. Javidi, "Multidimensional imaging using compressive Fresnel holography," Opt. Lett. **37**, 2013-2015 (2012).
- [31] R. F. Marcia, Z. T. Harmany, et R. M. Willett, "Compressive Coded Aperture Imaging," Proc. of SPIE **7246**, 72460G01-72460G13 (2009).
- [32] G. Situ, et J. Zhang, "Multiple-image encryption by wavelength multiplexing," Opt. Lett. **30**, 1306-1308 (2005).
- [33] D. E. Roberts, *History of Lenticular and related Autostereoscopic Methods* (2003).
- [34] 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**, 1806-1813 (2001).
- [35] R. Horisaki, S. Irie, Y. Ogura, et J. Tanida, "Three-Dimensional Information Acquisition Using a Compound Imaging System," Opt. Rev. **14**, 347-350 (2007).
- [36] M. Okutomi, et T. Kanade, "A Multiple-Baseline Stereo," IEEE Trans. on PAMI **15**, 353-363 (1993).
- [37] M. Shankar, R. Willett, N. Pitsianis, T. Schulz, R. Gibbons, R. Te Kolste, J. Carriere,

- C. Chen, D. Prather, et D. Brady, "Thin infrared imaging systems through multichannel sampling," *Appl. Opt.* **47**, B1-B10 (2008).
- [38] K. Kagawa, E. Tanaka, K. Yamada, S. Kawahito, et J. Tanida, "Deep-focus compound-eye camera with polarization filters for 3D endoscopes," *Proc. of SPIE* **8227**, 8227141-8227148 (2012).
- [39] T. Georgiev, et A. Lumsdaine, "Resolution in Plenoptic Cameras," *Comp. Opt. Sens. and Im.*, CTuB3, (2009).
- [40] T. Georgiev, A. Lumsdaine, et S. Goma, "Plenoptic Principal Planes," *Im. and Appl. Opt. Tech. Dig.*, JTuD3, (2011).
- [41] T. Georgiev, et A. Lumsdaine, "Superresolution with Plenoptic 2.0 Cameras," *Comp. Opt. Sens. and Im.*, STuA6, (2009).
- [42] U. Perwass, "Digital imaging system, plenoptic optical device and image data processing method," brevet US 2012/0050562 A1 (2012).
- [43] U. Perwass, "Digital imaging method for synthesizing an image using data recorded with a plenoptic camera," brevet EP 2 244 484 B1 (2012).
- [44] T. Georgiev, et A. Lumsdaine, "Focused plenoptic Camera and rendering," *J. of Elec. Im.* **19**, 02110601-02110611 (2010).
- [45] R. Ng, M. Levoy, Mathieu Brédif, G. Duval, M. Horowitz, et P. Hanrahan, "Light Field Photography with a Hand-held Plenoptic Camera," *Stanford Tech Report CTSR* 2005-02.
- [46] F. S. Tsai, S. H. Cho, Y.-H. Lo, B. Vasko, et J. Vasko, "Miniaturized universal imaging device using fluidic lens," *Opt. Lett.* **33**, 291-293 (2008).
- [47] P. Trouvé, F. Champagnat, G. Le Besnerais, et J. Idier, "SINGLE IMAGE LOCAL BLUR IDENTIFICATION," *Proc. of IEEE ICIP*, 613-616 (2011).
- [48] J. Ens, et P. Lawrence, "An Investigation of Methods for Determining Depth from Focus," *IEEE Trans. on PAMI* **15**, 97-108 (1993).

-
- [49] Y. Y. Schechner, et N. Kiryati, "Depth from Defocus vs. Stereo : How Different Really Are They?," *Int. J. of Comp. Vis.* **39**, 141-162 (2000).
- [50] C.-L. Tisse, H. P. Nguyen, R. Tessières, M. Pyanet, et F. Guichard, "Extended depth-of-field (EDoF) using sharpness transport across colour channels," *Proc. of SPIE* **7061**, 70610501-70610512 (2008).
- [51] P. Trouvé, F. Champagnat, G. Le Besnerais, G. Druart, et J. Idier, "Chromatic depth from defocus : a theoretical and experimental performance study," *Imag. and Appl. Opt. Tech. Dig.*, CM3B.3 (2011).
- [52] P. Trouvé, "Conception conjointe optique/traitement pour imageur compact à capacité 3D," thèse de l'Ecole Centrale de Nantes, spécialité traitement du signal et des images, soutenance prévue en décembre 2009.
- [53] Y. Bando, B.-Y. Chen, et T. Nishita, "Extracting Depth and Matte using a Color-Filtered Aperture," *ACM Trans. Graphics (Proc. SIGGRAPH)* **27(5)**, 134 (2008).
- [54] S. Kim, E. Lee, V. Maik, et J. Paik, "Real-time image restoration for digital multifocusing in a multiple colorfilter aperture camera," *Opt. Eng.* **49**, 0405021-0405023 (2010).
- [55] S. McEldowney, "Use of a wavefront coding to create a depth image," brevet, US 2011/0310226 A1.
- [56] G. Grover, S. Quirin, C. Fiedler, et R. Piestun, "Photon efficient double-helix PSF microscopy with application to 3D photo-activation localization imaging," *Bio. Opt. Exp.* **2**, 3010-3020 (2011).
- [57] C. Zhou, S. Lin, et S. Nayar, "Coded Aperture Pairs for Depth from Defocus," *IEEE* **978**, 325-332 (2009).
- [58] F. Diaz, "SYSTEME D'IMAGERIE HYBRIDE PAR CODAGE DE PUPILLE," thèse de l'université Paris XI, spécialité Physique, soutenue le 06 mai 2011.
- [59] E. R. Dowski, Jr. et W. T. Cathey, "Extended depth of field through wave-front coding," *Appl. Opt.* **34**, 1859-1866 (1995).

- [60] 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**, 1104-1113 (2009).
- [61] J. M. Franke, “Field-widened pinhole camera,” *J. Opt. Soc. Am.* **18**, 2913-2914 (1979).
- [62] T. Hsu, “Reflective wide-angle pinhole camera,” *Appl. Opt.* **21**, 2303-2304 (1982).
- [63] G. Groh, G. S. Hayat, et G. W. Stroke, “X-Ray and y-Ray Imaging with Multiple-Pinhole Cameras Using a posteriori Image Synthesis,” *Appl. Opt.* **11**, 931-933 (1972).
- [64] K. S. Han, G. J. Berzins, D. S. Mason, et D. G. Langner, “Digital deconvolution of a coded image obtained with a nonredundant pinhole array,” *Appl. Opt.* **16**, 1260-1262 (1977).
- [65] 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**, 184-188 (2001).
- [66] A. Sabatyan et S. Mirzaie, “Efficiency-enhanced photon sieve using Gaussian/overlapping distribution of pinholes,” *Appl. Opt.* **50**, 1517-1522 (2011).
- [67] G.-X. Wei, L.-L. Lu, C.-S. Guo, et H.-T. Wang, “Tri-arm multipinhole interferometer for wavefront measurement and diffractive imaging,” *Appl. Opt.* **48**, 5099-5104 (2009).
- [68] P. A. Newman et V. E. Rible, “Pinhole Array Camera for Integrated Circuits,” *Appl. Opt.* **5**, 1225-1228 (1966).
- [69] G. C. G. Berkhout, et M. W. Beijersbergen, “Measuring optical vortices in a speckle pattern using a multi-pinhole interferometer,” *Opt. Exp.* **18**, 13836-13841 (2010).
- [70] D. L. Marks et D. J. Brady, “Three-dimensional source reconstruction with a scanned pinhole camera,” *Opt. Lett.* **23**, 820-822 (1998).
- [71] C.-S. Guo, Y.-N. Yu, X.-T. Zhang, J.-R. Zhao, et H. Jiang, “Three-dimensional coordinate measurements using a multiple-pinhole interferometer,” *Opt. Lett.* **36**, 2260-2262 (2011).

-
- [72] F. Giménez, W. D. Furlan, A. Calatayud, et J. A. Monsoriu, “Multifractal zone plates,” *J. of Opt. Soc. of Am. A* **27**, 1851-1855 (2010).
- [73] E. E. Fenimore, “Coded aperture imaging : predicted performance of uniformly redundant arrays,” *Appl. Opt.* **17**, 3562-3570 (1978).
- [74] E. E. Fenimore, “Coded aperture imaging : the modulation transfer function for uniformly redundant arrays,” *Appl. Opt.* **19**, 2465-2471 (1980).
- [75] E. E. Fenimore, et T. M. Cannon, “Coded aperture imaging with uniformly redundant arrays,” *Appl. Opt.* **17**, 337-347 (1978).
- [76] S. R. Gottesman, et E. E. Fenimore, “New family of binary arrays for coded aperture imaging,” *Appl. Opt.* **28**, 4344-4352 (1989).
- [77] K. Byard, “Index class apertures-a class of flexible coded aperture,” *Appl. Opt.* **51**, 3453-3460 (2012).
- [78] K. A. Nugent, “Coded aperture imaging : a Fourier space analysis,” *Appl. Opt.* **26**, 563-569 (1987).
- [79] J. Dyson, “Circular and spiral diffraction gratings,” *Proc. R. Soc. Lond. A* **248**, 93-106 (1958).
- [80] E. Caroli, J. B. Stephen, G. Di Cocco, L. Natalucci, et A. Spizzichino, “Coded aperture imaging in X- and gamma-ray astronomy,” *Space Science Reviews* **45**, 349-403 (1987).
- [81] R. Accorsi, F. Gasparini, R. C. Lanza, “Optimal coded aperture patterns for improved SNR in nuclear medicine imaging,” *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* **474**, 273-284 (2001).
- [82] A. Olivo, et R. Speller, “A coded-aperture technique allowing x-ray phase contrast imaging with conventional sources,” *Appl. Phys. Lett.* **91**, 0741061-0741063 (2007).
- [83] E. G. Kalnins, “Lie theory and separation of variables. 9. Orthogonal R-separable coordinate systems for the wave equation,” *J. of Math. Phys.* **17**, 331-355 (1976).

- [84] M. A. Bandres, J. C. Gutiérrez-Vega, et S. Chávez-Cerda, "Parabolic nondiffracting optical wave fields," *Opt. Lett.* **29**, 44-46 (2004).
- [85] J. C. Gutiérrez-Vega, M. D. Iturbe-Castillo, et S. Chávez-Cerda, "Alternative formulation for invariant optical fields : Mathieu beams," *Opt. Lett.* **25**, 1493-1495 (2000).
- [86] J. H. McLeod, "The Axicon : A New Type of Optical Element," *J. Opt. Soc. Am.* **44**, 592-597 (1954).
- [87] N. Guérineau, B. Harchaoui, J. Primot, et K. Heggarty, "Generation of achromatic and propagation-invariant spot arrays by use of continuously self-imaging gratings," *Opt. Lett.* **26**, 411-413 (2001).
- [88] W. D. Montgomery, "Self-Imaging Objects of Infinite Aperture," *J. Opt. Soc. Am.* **57**, 772-778 (1967).
- [89] W. D. Montgomery, "Algebraic Formulation of Diffraction Applied to Self Imaging," *J. Opt. Soc. Am.* **58**, 1112-1124 (1968).
- [90] J. Durnin, "Continuously self-imaging fields of infinite aperture," *J. Opt. Soc. Am. A* **2**, P110 (1985).
- [91] J. Durnin, "Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory," *J. Opt. Soc. Am. A* **4**, 651-654 (1987).
- [92] J. Durnin, et J. H. Eberly, "Diffraction-free beams," *Phys. Lett. Rev.* **58**, 1499-1501 (1987).
- [93] G. Druart, N. Guérineau, R. Haïdar, J. Primot, A. Kattnig, et J. Taboury, "Image formation by use of continuously self-imaging gratings and diffractive axicons," *Proc. of SPIE* **6712**, 6712081-67120811 (2007).
- [94] J. Amako, K. Yoshimura, D. Sawaki, et T. Shimoda, "Laser-based microprocesses using diffraction-free beams generated by diffractive axicons," *Proc. of SPIE* **5713**, 497-507 (2005).
- [95] Y. Kizuka, M. Yamauchi, et Y. Matsuoka, "Characteristics of a laser beam spot focused by a binary diffractive axicon," *Opt. Eng.* **47**, 0534011-0534017 (2008).

-
- [96] R. Grunwald, S. Huferath, M. Bock, U. Neumann, et S. Langer, "Angular tolerance of Shack-Hartmann wavefront sensors with microaxicons," *Opt. Lett.* **32**, 1533-1535 (2007).
- [97] N. Lindlein, R. Schreiner, S. Brinkmann, T. Dresel, et J. Schwider, "Axicon-type test interferometer for cylindrical surfaces : systematic error assessment," *Appl. Opt.* **36**, 2791-2795 (1997).
- [98] J. Arlt, et K. Dholakia, "Generation of high-order Bessel beams by use of an axicon," *Opt. Comm.* **177**, 297-301 (2000).
- [99] J. C. Chanteloup, "Contrôle et mise en forme des fronts de phase et d'énergie d'impulsions lasers brèves ultra-intenses," thèse de Doctorat, Ecole Polytechnique, soutenue le 21 décembre 1998.
- [100] A. Thaning, Z. Jaroszewicz, et A. T. Friberg, "Diffractive axicons in oblique illumination : analysis and experiments and comparison with elliptical axicons," *Appl. Opt.* **42**, 9-17 (2003).
- [101] G. Mikula, A. Kolodziejczyk, M. Makowski, C. Prokopowicz, and M. Sypek, "Diffractive elements for imaging with extended depth of focus," *Opt. Eng.* **44**, 058001 (2005).
- [102] G. Druart, J. Taboury, N. Guérineau, R. Haïdar, H. Sauer, A. Kattnig, et J. Primot, "Demonstration of image-zooming capability for diffractive axicons," *Opt. Lett.* **33**, 366-368 (2008).
- [103] C. Snoeyink, et S. Wereley, "Three-dimensional locating of paraxial point source with axicon," *Opt. Lett.* **37**, 2058-2060 (2012).
- [104] J. Primot, "Three-wave lateral shearing interferometer," *Appl. Opt.* **32**, 6242-6249 (1993).
- [105] J. Primot, et L. Sogno, "Achromatic three-wave (or more) lateral shearing interferometer," *J. of Opt. Soc. of Am. A.* **12**, 2679-2685 (1995).
- [106] N. Guérineau, "Application du phénomène d'auto-imagerie à la caractérisation des

- matrices de détecteurs infrarouge,” thèse de l’université Paris XI, soutenue le 23 septembre 1999.
- [107] E. Di Mambro, N. Guérineau, et J. Primot, “Modulation transfer function measurement of an infrared focal plane array using a Continuously Self-Imaging Grating,” *Proc. of SPIE* **5076**, 169-178 (2003).
- [108] G. Druart, N. Guérineau, R. Haïdar, J. Primot, P. Chavel, et J. Taboury, “Non-paraxial analysis of continuous self-imaging gratings in oblique illumination,” *J. Opt Soc. Am. A* **24**, 3379-3387 (2007).
- [109] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, 3rd ed. (Roberts & Company Publishers, 2005), Chap. 3, p. 61.
- [110] M. Born, et E. Wolf, *Principles of Optics*, 6th ed. (Pergamon, 1989), Chap. V, p. 203.
- [111] M. Born, et E. Wolf, *Principles of Optics*, 6th ed. (Pergamon, 1989), Chap. IX, p. 468.
- [112] M. Piponnier, R. Horisaki, G. Druart, N. Guérineau, A. Kattnig, and J. Primot, “Relevance of continuously self-imaging gratings for noise robust imagery,” *Opt. Lett.* **37**, 3492-3494 (2012).
- [113] E. Neiss, M. Flury, L. Mager, J.-L. Rehspringer, A. Fort, P. Montgomery, P. Gérard, J. Fontaine, et S. Robert, “Multi-level diffractive optical elements produced by excimer laser ablation of sol-gel,” *Opt. Exp.* **16**, 14044-14056 (2008).
- [114] M. Piponnier, G. Druart, N. Guérineau, J. de Bougrenet, and J. Primot, “Optimal conditions for using the binary approximation of continuously self-imaging gratings,” *Opt. Express* **19**, 23054-23066 (2011).
- [115] M. Lustig, D. Donoho, et J. M. Pauly, “Sparse MRI : The application of compressed sensing for rapid MR imaging,” *Magnetic Resonance in Medicine* **58**, 1182-1195 (2007).
- [116] J. M. Bioucas-Dias, et M. A. T. Figueiredo, “A new TwIST : Two-step iterative

shrinkage/thresholding algorithms for image restoration,” IEEE Trans. Image Proc. **16**, 2992-3004 (2007).

[117] www.dofmaster.com/charts.html

[118] www.surveycopter.fr/

Résumé

La capacité actuelle d'accéder à des détecteurs très performants et de faible coût amène la communauté des concepteurs de systèmes optiques à un changement de paradigme. Plutôt que de réaliser des caméras généralistes, aptes à réaliser un grand nombre de missions d'observation différentes, il est maintenant de plus en plus courant de développer des systèmes imageurs adaptés à une seule mission et/ou à une seule classe d'objets. Prendre en compte ces connaissances *a priori* sur la scène et la mission, au moment de la conception, permet d'envisager des systèmes plus simples, mais aussi dotés de nouvelles compétences.

L'objectif de la thèse est d'explorer les potentialités des tableaux non diffractants pour la conception de systèmes imageurs spécialisés. Pour cette étude nous considérons l'environnement des drones aéroportés de faible capacité d'emport pour lesquels les systèmes imageurs embarqués doivent être simples et robustes. Nous considérons de plus que la mission du système imageur est de détecter les obstacles. Pour cela, il doit délivrer une information 3D sur la scène observée.

Dans un premier temps, j'ai analysé les propriétés d'imagerie du système imageur constitué d'un composant non diffractant et d'un détecteur matriciel. L'analyse comparative de deux composants, l'axicon et le tableau non diffractant, m'a permis de montrer que c'est le second composant qui est le mieux adapté pour remplir ce type de mission. J'ai ensuite réalisé un système imageur de démonstration, ce qui m'a permis au final de mettre en évidence sa capacité à faire de l'imagerie 3D.

Cette étude a montré que les tableaux non diffractants ont un très fort potentiel pour réaliser un système imageur simple, robuste et dédié à l'imagerie 3D. Ce travail doit être poursuivi en partenariat avec des industriels pour appliquer la démarche de conception à une mission précise et transformer ce travail théorique en un système industrialisable.

Mots-clés: Imagerie spécialisée, co-conception, objets continûment auto-imageants, imagerie 3D

Abstract

Currently, detectors with high performances and a low cost are available and lead the community of optical designers to a new paradigm. Instead of designing generalist cameras, suitable for fulfilling a high number of different observation missions, it is now more and more common to develop imaging systems adapted to a unique mission and/or a unique object class. Taking this *a priori* knowledge on the observed scene or on the mission into account, at the beginning of the design process, allows us to consider simpler imaging systems equipped with new properties.

The aim of this thesis is to investigate the possibilities of nondiffracting array for the design of specialized imaging systems. For this study we consider the environment of unmanned aerial vehicles with a small payload capacity, for which embedded imaging systems must be simple and robust. We consider in addition that the mission of the imaging system is to detect obstacles. To do this, it must provide a 3D information on the observed scene.

At first, I have analysed the properties of the imaging system composed by a nondiffracting optical device and a focal plane array. The comparison between two devices, axicon and nondiffracting arrays, allowed me to show that the second one is best suited for achieving this kind of mission. Then, I have made a practical implementation of such an imaging system. Finally, I have used it to demonstrate the 3D imaging property.

This study has demonstrated the potential of nondiffracting array to design a simple and robust imaging system dedicated to 3D imaging. This work must be continued in partnership with the industry to apply the co-design process to a more precise mission, transforming this way this theoretical work into an industrial prototype.

Keywords: Specialized imagery, co-design, continuously self-imaging objects, 3D imagery

