



HAL
open science

Nouvelles briques de conception de systèmes intégrés pour la vision infrarouge

Guillaume Druart

► **To cite this version:**

Guillaume Druart. Nouvelles briques de conception de systèmes intégrés pour la vision infrarouge. Physique [physics]. Université Paris Sud - Paris XI, 2009. Français. NNT : . tel-00458150

HAL Id: tel-00458150

<https://pastel.hal.science/tel-00458150>

Submitted on 19 Feb 2010

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.



Nouvelles briques de conception de systèmes intégrés pour la vision infrarouge.

D'une approche minimaliste à la caméra sur puce.

THÈSE

soutenue publiquement le 19 novembre 2009

pour l'obtention du

Doctorat de l'université d'Orsay – PARIS XI

(Spécialité Physique)

par

Guillaume DRUART

Composition du jury

<i>Président :</i>	Pierre CHAVEL
<i>Directeur de thèse :</i>	Jean TABOURY
<i>Encadrant ONERA :</i>	Nicolas GUERINEAU
<i>Rapporteurs :</i>	Jean-Louis DE BOUGRENET DE LA TOCNAYE Hans Peter HERZIG
<i>Examineur :</i>	Manuel FENDLER
<i>Invités :</i>	Philippe BENSUSSAN Bruno DESRUELLE

Mis en page avec la classe thloria.

"Le minimum pourrait être défini comme la perfection qu'atteint un objet lorsqu'il n'est plus possible de l'améliorer par soustraction."
John Pawson, extrait de *Minimum*.

Remerciements

Je tiens tout d'abord à remercier René Jalin puis Franck Lefèvre, directeurs du Département d'Optique Théorique et Appliquée de l'ONERA pour m'avoir accueilli au sein du département. Je remercie également Patricia Cymbalista, ma chef d'unité, qui a accepté que je poursuive l'aventure au sein de son unité. Elle a soutenu mon embauche précoce en me faisant confiance sur ma capacité à marier mon travail de doctorant avec mes activités d'ingénieur.

Je suis très reconnaissant envers la DGA qui a accepté de financer cette thèse et en particulier envers Bruno Desruelle qui n'a cessé de me communiquer son enthousiasme et ses encouragements sur ce sujet lors de différentes manifestations scientifiques.

J'exprime toute ma gratitude à Nicolas Guérineau qui m'a encadré durant cette thèse. Il a su me laisser la liberté nécessaire à l'accomplissement de mes travaux tout en gardant un œil critique et avisé. Il a su aussi supporter mon impatience chronique et m'a continuellement remonter le moral avec sa joie et sa bonne humeur ! Je suis très reconnaissant d'avoir pu participer au projet FOURMI dont il a la responsabilité. Cette implication m'a permis de mieux comprendre la finalité de mon travail et a contribué grandement à sa valorisation. J'espère que cette thèse sera un remerciement suffisant au soutien et à la confiance sans cesse renouvelée dont il a fait preuve en mon égard.

J'exprime aussi ma profonde reconnaissance à Jean Taboury pour avoir accepté d'être mon directeur de thèse. Il sait, invente, transmet ; il écoute, comprend, tempère. Il a toujours montré de l'intérêt pour mes travaux et répondu à mes sollicitations lorsque le besoin s'en fait sentir. Le regard critique, juste et avisé qu'il a porté sur mes travaux ne peut que m'encourager à être plus perspicace et engagé dans mes recherches.

Je remercie Jean-Louis de Bougrenet de la Tocnaye et Hans Peter Herzig d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse. J'éprouve un profond respect pour leur travail et leur parcours professionnel. Je désire aussi remercier Pierre Chavel pour sa participation à mon jury ainsi que pour sa touche personnelle apportée dans l'étude théorique des objets continûment auto-imageants. Je suis également honoré de la participation de Philippe Bensussan, PDG du groupe SOFRADIR, à mon jury de thèse.

L'aboutissement de cette thèse a aussi été encouragé par de nombreuses discussions avec Riad Haïdar, Joël Deschamps et Jérôme Primot. Je les remercie pour leur intérêt qu'ils ont portés sur mes travaux. Il est en effet très encourageant de savoir que son travail sera vigoureusement défendu et soutenu par des personnalités passionnées. Ils ont ainsi contribué à diffuser ces travaux de recherche vers de nouveaux axes d'études élargissant alors la thématique de la miniaturisation des systèmes optiques et je les remercie du fond du cœur.

J'adresse mes remerciements à Sylvain Rommeluère, Marc Jacquart, Michel Tauvy et Eric Lambert qui m'ont aidé à mettre en œuvre mes bancs de mesure. J'exprime également toute ma reconnaissance aux personnes que j'ai côtoyées au LIR du CEA, en particulier Manuel Fendler, Nicolas Lhermet, Jean Charles Cigna. Leur implication dans mes travaux de thèse, notamment dans l'intégration des composants optiques dans le cryostat, a été déterminante. Sans toutes ces personnes, mes idées seraient restées de vagues mots griffonnés sur un bout de brouillon et mes systèmes optiques de tristes lentilles en lévitation !

Je remercie de même Sophie Théas et Alain Kattnig pour m'avoir respectivement aidé à éclaircir des angoisses existentielles sur la conception optique et le traitement d'images !

Cette gratitude va également à mes collègues de l'unité CIO qui ont réussi à créer une équipe soudée et dévouée ainsi qu'une ambiance de travail si agréable. Je remercie aussi les autres unités de mon département (je pense particulièrement à l'unité ERIO) et celles des autres départements (DPRS et DTIM) qui m'ont ouvert leur porte et m'ont permis d'éveiller mon esprit à des thématiques plus vastes, dépassant la conception optique pure et dure.

Le plus fort de mes remerciements est pour Mahfouda. Merci de m'avoir tendu la main jusqu'aux dernières lignes de ce mémoire. Elle a su se mettre en retrait pendant les longues soirées et les longs weekends de rédaction. Et pourtant, quelle présence indispensable. Merci d'être à mes côtés et merci aussi d'avoir contribué à mettre en forme mon français rustique en apportant une touche littéraire. C'est une qualité que j'envie beaucoup mais qui a du mal à se marier avec mon esprit scientifique !

Finalement, et cela va de soi, je remercie évidemment ma famille pour son irremplaçable et inconditionnel soutien. Merci d'avoir accepté que je m'aventure dans ce travail passionnant.

Table des matières

Chapitre 1 Introduction.	1
1.1 Enjeux et contextes.	1
1.2 Objectif et démarche de la thèse.	6
Chapitre 2 État de l'art : vers une rupture de la conception optique classique.	11
2.1 Définition des différents paramètres d'un système optique.	11
2.2 Problématique liée à l'intégration des systèmes optiques au plus près du détecteur.	17
2.3 Le biomimétisme : l'apport de la vision des invertébrés.	24
2.3.1 Une grande variété d'architectures optiques.	24
2.3.2 Les systèmes s'inspirant des téléobjectifs.	27
2.3.3 Les systèmes multivoies.	29
2.3.4 Les systèmes spécialisés.	36
2.3.5 Les premiers systèmes optiques s'inspirant de la vision des insectes.	39
2.4 Le traitement d'images : vers une approche de co-conception des systèmes optiques.	48
2.4.1 Imagerie combinée.	50
2.4.2 Codage de front d'onde.	57
2.4.3 Imagerie comprimée (<i>compressed sensing</i>).	62
2.4.4 Imagerie "sans lentille".	65
2.4.5 Systèmes adaptés à la mesure du flot optique.	71
2.5 Les progrès technologiques : un vecteur d'innovation.	73
2.5.1 Innovations en optique.	73
2.5.2 Innovations en détection.	80
2.6 Description de la méthodologie pour caractériser et comparer les différents micro- concepts optiques.	82
2.7 Conclusion.	86
Chapitre 3 Les objets continûment auto-imageants au service d'une simplification des systèmes optiques.	89
3.1 Introduction.	89

Table des matières

3.2	Démonstration de l'intérêt du sténopé pour la vision infrarouge.	90
3.2.1	Aménagement du sténopé dans le cryostat.	90
3.2.2	Etude des performances optiques du sténopé suivant l'axe optique.	91
3.2.3	Etude des performances optiques du sténopé dans le champ d'observation.	99
3.2.4	Règles de conception d'une <i>camera obscura</i>	101
3.2.5	Conception d'une <i>camera obscura</i> à lentille fish-eye.	103
3.2.6	Etude expérimentale de la <i>camera obscura</i> à lentille fish-eye.	107
3.2.7	Conclusion.	118
3.3	Généralisation aux objets continûment auto-imageants.	119
3.3.1	Propriétés fondamentales des objets continûment auto-imageants.	121
3.3.2	Tolérance angulaire : cas du CSIG.	125
3.3.3	Tolérance angulaire : cas de l'objet J_0	136
3.3.4	Impact de la binarisation des objets continûment auto-imageants.	137
3.3.5	Impact de l'ouverture des objets continûment auto-imageants.	148
3.3.6	Démonstration des propriétés d'imagerie.	150
3.3.7	Conclusion.	160

Chapitre 4 Les systèmes multivoies au service d'une miniaturisation des systèmes optiques. 167

4.1	Introduction.	167
4.2	La chambre obscure à lentille intégrée.	168
4.3	Réflexion sur la conception de systèmes multivoies intégrés au plus près du détecteur.	173
4.3.1	Conception d'un téléobjectif multivoie.	173
4.3.2	Conception d'un système multivoie superrésolu.	182
4.4	Mise en œuvre d'une caméra multivoie appelée MULTICAM.	186
4.4.1	Caractérisation de la caméra MULTICAM.	189
4.4.2	Acquisition d'une image superrésolue à partir de la caméra MULTICAM.	193
4.4.3	Élargissement du champ de la caméra MULTICAM.	195
4.4.4	Etude des images parasites du système MULTICAM.	201
4.4.5	Réalisation d'une caméra MULTICAM multispectrale.	203
4.5	Conclusion.	205

Chapitre 5 Conclusion. 207

5.1	Bilan de la thèse.	207
5.2	Valorisation de la thèse.	212
5.3	Perspectives de la thèse.	213

Annexe A Etude des battements entre les ordres générés par un réseau circulaire.	217
Annexe B Détermination de l'étendue géométrique du réseau circulaire.	221
Bibliographie	223

Table des matières

Chapitre 1

Introduction.

Sommaire

1.1	Enjeux et contextes.	1
1.2	Objectif et démarche de la thèse.	6

1.1 Enjeux et contextes.

J'ai réalisé ma thèse dans l'unité de Concepts Innovants en Optique (CIO) du Département d'Optique Théorique et Appliqué (DOTA) de l'ONERA. La thématique de recherche de cette unité est principalement la conception d'instruments optiques dans le domaine infrarouge. Elle s'appuie essentiellement sur deux pôles de compétence qui sont :

- L'évaluation et la mise en œuvre des détecteurs infrarouges regroupant la mise au point de protocoles de test et de comparaison des détecteurs, le développement de bancs de test adaptés aux nouvelles générations de détecteurs, l'élaboration de modèles qui rendent compte des phénomènes observés, la maîtrise et le développement des techniques du vide et de la cryogénie, la conception et l'élaboration de cartes électroniques dédiées aux caractérisations faibles courants, faibles bruits, large bande passante pour les filières technologiques de détection émergentes.
- La conception optique regroupant la recherche de concepts innovants, le calcul de combinaisons optiques, l'élaboration de modèles de performances, la recherche de nouvelles figures de mérites adaptées au besoin opérationnel et la mise au point de protocoles de test associés.

Chapitre 1. Introduction.

Dans le cadre du premier pôle, une collaboration durable avec le CEA/LETI s'est établie depuis plus de 25 ans. Le deuxième pôle de compétence a abouti en 2004 à la mise en place d'une plateforme de recherche commune, nommée PRECISION, avec l'Institut d'Optique dans lequel travaille et enseigne mon directeur de thèse Jean Taboury.

L'unité CIO a développé à partir des années 2000 une thématique sur la miniaturisation et la simplification des instruments infrarouges. Cette réflexion a débuté après un compte rendu enthousiaste de Jérôme Primot au retour d'une conférence à Berlin durant laquelle R. Völkel avait exposé ses travaux sur de nouveaux concepts de micro-caméras inspirés des yeux d'insectes. A la même époque, les travaux d'une équipe japonaise présentant le concept TOMBO étaient aussi publiés. Ces travaux s'inscrivent dans une course à la miniaturisation et sont menés par des équipes de recherche soutenues par le monde industriel. L'objectif visé est la réduction du poids, de la consommation électrique des caméras ainsi que la diminution des coûts de production de ces dernières, grâce à la réduction de leur dimension et à l'augmentation du volume de production. Tous ces gains permettent de proposer des caméras dites "grand public" contribuant à générer des applications industrielles très prometteuses. En effet, la compacité et la diminution des coûts des systèmes d'imagerie facilitent leur diffusion dans toutes sortes d'applications (ordinateurs, téléphones mobiles, automobiles...). L'exemple le plus frappant est l'émergence de caméras compactes pour téléphones portables. En 2005, plus de 350 millions de ces caméras étaient intégrées dans des téléphones portables : leur volume de production représentant alors un ordre de grandeur de plus par rapport à celui des caméras et appareils photos classiques [1]. Cependant, cet exemple ne doit pas masquer tous les nombreux autres systèmes optiques qui se répandent dans des secteurs tels que la surveillance, le contrôle industriel, l'agroalimentaire et l'automobile ! Cette expansion a été rendue possible grâce à l'émergence des détecteurs matriciels CMOS qui permettent d'obtenir des images électroniques pouvant être facilement exploitées informatiquement et automatiquement. De plus, de nombreuses applications nécessitent l'extraction d'informations élémentaires permettant la réalisation de systèmes spécialisés ayant une architecture simplifiée mais gardant de très bonnes performances pour l'application visée. Dans le domaine de l'automobile, des systèmes optiques sont développés par exemple pour mesurer la vitesse des véhicules, pour détecter d'autres véhicules ou des piétons, pour inspecter la

surface de la route ou bien pour observer le trafic. La variété des applications nécessitant en général des systèmes optiques dédiés font du développement des systèmes compacts un marché particulièrement florissant. Ce domaine de recherche est assez récent et très prometteur, si l'on se réfère aux nombreuses publications apparaissant dans des revues généralistes en optique comme la revue *Optics and Photonics News* (OPN). Cette logique de miniaturisation se détache de l'approche classique qui cherche à obtenir les performances ultimes d'un système d'imagerie. Dans ce cas, il s'agit de développer des systèmes volumineux et complexes afin d'obtenir les performances ultimes en terme de résolution angulaire et de sensibilité. Cette complexité peut être appréciée en examinant les objectifs des caméras utilisés par les professionnels de la photo et de l'audiovisuel ou bien en suivant le développement des nouveaux télescopes tel que le télescope Keck dont le diamètre de pupille avoisine les 10 m ! Ainsi, la réflexion sur la miniaturisation des systèmes optiques apporte une vision neuve sur la conception d'un système d'imagerie.

D'autres domaines spectraux comme celui de l'infrarouge peuvent aussi profiter des retombées apportées par la miniaturisation des systèmes d'imagerie. L'infrarouge est le domaine par excellence de la vision nocturne et des mesures thermiques [2, 3]. La vision infrarouge est couramment utilisée pour des applications militaires, la thermographie, le contrôle industriel et la télédétection dans laquelle le système infrarouge est embarqué par un satellite pour évaluer la pollution, aider l'agriculture, collecter des informations dans les secteurs de la météo et de l'urbanisme... La thermographie infrarouge a pour but de produire une cartographie du rayonnements émis par une scène tandis que les autres applications militaires et civiles utilisent un capteur sensible dans le domaine infrarouge pour extraire de l'information sur la scène observée. Durant cette thèse, je me suis intéressé particulièrement à deux bandes spectrales : la bande 3 – 5 μm appelée "infrarouge moyen" (MWIR) et à la bande 8 – 12 μm appelée "infrarouge lointain" (LWIR). Le MWIR permet d'observer principalement le rayonnement des corps chauds tandis que le LWIR est le domaine privilégié des corps à température ambiante. Ces deux bandes spectrales ont l'avantage d'être complémentaires. Par exemple, le LWIR traverse mieux les fumées et sera donc privilégié pour des opérations terrestres tandis que le MWIR se propage mieux au travers des atmosphères humides et sera donc choisi de préférence pour des applications maritimes. La vision infrarouge a pris une très grande ampleur dans le domaine de la défense en devenant incontour-

Chapitre 1. Introduction.

nable dans des applications comme la navigation, la visée ou la reconnaissance. De nombreux systèmes optroniques sont aussi conçus afin d'équiper les fantassins, les véhicules terrestres ainsi que les bâtiments maritimes ; la réalisation de systèmes optroniques compacts et économiques améliorerait l'embarquabilité de ces systèmes et faciliterait une large diffusion de ces derniers sur le théâtre des opérations, donnant ainsi un avantage stratégique certain. La réflexion sur la miniaturisation des systèmes optiques pourrait, de plus, profiter de la forte croissance du marché des détecteurs infrarouge avoisinant les 10 % l'an pour mener ces nouveaux développements [4]. Par exemple, la montée en puissance des drones encourage la conception d'instruments optroniques de plus en plus légers et économiques. Finalement, la réalisation de caméras bas coût permettrait de faciliter l'utilisation de l'infrarouge dans le domaine civil, comme le domaine médical, la vidéo-surveillance, l'automobile et dans le cadre d'une politique de développement durable. Une première étape dans la miniaturisation de ces systèmes a été obtenue, dans les années 90, grâce au développement des détecteurs matriciels appelés "plans focaux infrarouges" (PFIR). Ces derniers ont permis de simplifier considérablement la conception d'une caméra en s'affranchissant des dispositifs de balayage de la scène utilisés avec des détecteurs mono-éléments. Il existe principalement deux familles de détecteurs infrarouge [2, 3] : les détecteurs quantiques à base de semi-conducteurs qui transforment un photon infrarouge en signal électrique et les détecteurs thermiques qui mesurent un flux infrarouge en détectant une élévation de température après absorption de l'énergie incidente. Les performances des PFIRs n'ont cessé d'être améliorées. Par exemple, les détecteurs quantiques atteignent maintenant des efficacités quantiques de l'ordre de 90 %, associées à un faible bruit de lecture et à un faible courant d'obscurité [5]. De plus, les progrès en microtechnologie permettent de réaliser de nouvelles générations de PFIRs caractérisés par une complexité plus élevée en termes de format (matrices mégapixels), de taille de pixels (proches de la longueur d'onde moyenne d'utilisation) et de réponse spectrale (composants bispectraux). Par ailleurs, de nouvelles générations de PFIRs thermiques "bas coût" ont vu le jour avec l'avènement des micro-bolomètres. Les micro-bolomètres ont en effet l'avantage de pouvoir fonctionner à température ambiante, contrairement aux détecteurs quantiques qui doivent être refroidis. Ces détecteurs bas coûts sont ainsi une première étape en faveur d'une plus grande diffusion des spécificités de l'instrumentation infrarouge dans le domaine du civil. Les micro-bolomètres ont cependant l'inconvénient d'avoir un bruit plus important que les détecteurs

quantiques, ce qui limite leur portée [4]. Cette portée limitée n'est cependant pas nécessairement une contrainte en ce qui concerne les applications civiles (automobile par exemple) ou militaires (surveillance par micro-drones en milieu urbain).

Ces progrès technologiques offrent au concepteur de caméras de nouvelles perspectives et aussi de nouveaux défis pour réaliser des systèmes de vision performants (en terme de nombre de points résolus, compacité, robustesse, coût de fabrication, consommation) qui exploitent pleinement les potentialités de ces nouveaux détecteurs. Avant le début de ma thèse, l'unité CIO avait exploré deux approches permettant d'intégrer des fonctions optiques au voisinage du PFIR. Le premier micro-concept est un micro-spectromètre intégré directement sur le détecteur et baptisé MICROSPOC pour MICROSPectromètre On a Chip. Un premier composant a été réalisé par le CEA et testé à l'ONERA fin 2002. Cette découverte a fait l'objet d'une demande de brevet déposée en 2003 et d'une thèse menée par Sylvain Rommeluère [6]. Parallèlement, dans le cadre de la collaboration avec le CEA/LETI, Joël Deschamps avait proposé, dès les années 2001-2002, de mettre en place les briques technologiques pour graver des motifs directement sur la face arrière (celle qui est côté scène) d'un plan focal infrarouge pour réduire son coefficient de réflexion. Les résultats prometteurs de ces études ont encouragé Joël Deschamps et Nicolas Guérineau à sensibiliser la DGA sur cet axe de recherche. Cette étude a été acceptée puis convertie en un marché plus conséquent de 18 mois notifié le 21 décembre 2005, intitulé "Etude d'intégration de fonctions optroniques proches d'un plan focal infrarouge", et dont la responsabilité technique et commerciale a été assurée par Nicolas Guérineau. J'ai eu le plaisir de travailler sur l'étude de concepts de micro-imageurs dès mon stage de 3^e année de l'Ecole Supérieure d'Optique en 2006 puis de poursuivre cette étude en thèse grâce à une bourse DGA, sous l'encadrement de Nicolas Guérineau qui est le responsable ONERA de ma thèse. Cet axe de recherche a été baptisé FOURMI pour : Fonction Optiques Usuelles sur Rétine pour la réalisation de Micro-systèmes Infrarouges. Le projet FOURMI a pour objet d'explorer les possibilités théoriques et technologiques d'intégrer des fonctions optroniques au voisinage d'un détecteur. J'ai pu ainsi, lors de ma thèse, bénéficier de l'expérience dans le domaine de l'infrarouge de l'unité CIO, des moyens matériels de cette équipe grâce au laboratoire infrarouge AIQUIDO, puis grâce au jeune laboratoire VISIO. Egalement, j'ai eu l'occasion de manipuler les composants réalisés dans le

cadre du projet FOURMI et c'est donc tout naturellement que l'étude réalisée lors de ma thèse s'est portée sur les nouveaux concepts de micro-caméras dans le domaine de l'infrarouge. J'ai pu aussi bénéficier des collaborations avec le CEA et l'Institut d'Optique avec qui j'ai eu de très bons contacts.

1.2 Objectif et démarche de la thèse.

L'objectif de cette thèse est d'identifier de nouvelles briques de conception optique adaptées à ces rétines infrarouges pour des applications d'imagerie. Pour cela, la démarche que j'ai suivie est calquée sur celle suivie depuis quelques années par des équipes de recherche du monde entier (Allemagne, Japon et Etats-Unis notamment) dans le domaine de la miniaturisation des caméras fonctionnant dans le domaine visible $[400-800nm]$. J'ai d'abord mené une étude bibliographique présentée au chapitre 2 page 11. Cette étude m'a permis d'explorer différents domaines pouvant apporter des solutions en rupture avec la conception optique classique pour les thématiques de la miniaturisation et de la simplification des systèmes optiques. Trois domaines principaux ont retenu mon attention : le domaine de l'innovation technologique, le domaine du biomimétisme et le domaine du traitement d'images. L'innovation technologique s'appuie sur les progrès apportées dans la fabrication des détecteurs et des optiques. Ces progrès contribuent à augmenter la complexité des optiques et les performances des détecteurs. Ils tendent à améliorer les performances des systèmes optiques et à augmenter la diversité des fonctions optiques intégrables dans ces systèmes. Le domaine du traitement d'images nous amène quant à lui à réfléchir sur la nature de l'information recherchée dans une scène et propose d'adapter le système optique à l'extraction optimale de cette information. Cette démarche de co-conception avec l'architecture optique permet de concevoir des systèmes répondant au mieux à l'application recherchée sans pour cela viser les performances ultimes du système optique. Le domaine du bio-mimétisme permet de nous inspirer des systèmes visuels les plus compacts existant dans la nature. Tous ces systèmes ont survécu à une sélection naturelle de plusieurs millions d'années et constituent ainsi une solution optimale pour son hôte.

A partir de cette phase d'étude bibliographique, j'ai cherché à transposer ces approches innovantes à la conception de caméras infrarouges miniaturisées. Afin de lever les premiers points

durs de mes micro-systèmes infrarouges, j'ai préféré dans un premier temps me concentrer sur les détecteurs quantiques. Leur grande sensibilité facilite en effet l'étude de composants optiques possédant des propriétés intéressantes mais disposant de performances radiométriques moins favorables que les optiques classiques. Je me suis alors intéressé aux blocs de détection du type de ceux commercialisés par la société française Sofradir [7]. Cette société commercialise toute une gamme de rétines infrarouges de la filière quantique (HgCdTe ou AlGaAs) dont les performances sont à l'état de l'art mondial (rétines de format 320×256 minimum, conditionnées dans un cryostat optimisé dit "opérationnel" et refroidies par une machine). L'intégration d'un détecteur infrarouge refroidi à l'intérieur d'un cryostat opérationnel est illustré à la figure 1.1. Le détecteur repose sur un support métallique appelé doigt froid (ou table froide) qui assure la

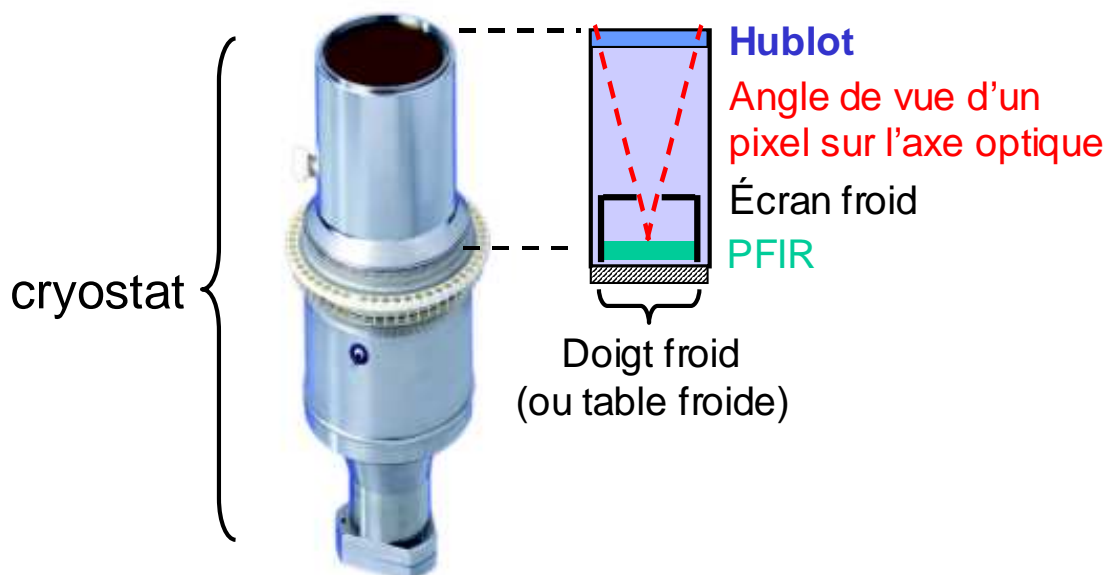


FIG. 1.1 – Illustration de l'environnement cryogénique d'un détecteur infrarouge

descente en température du détecteur. Une cheminée refroidie, appelée écran froid, reposant sur le doigt froid limite l'angle de vue des pixels du détecteur et permet donc de limiter le flux de fond. L'ouverture de cette cheminée matérialise le diaphragme froid du système optronique. Ce diaphragme est souvent confondu avec la pupille de sortie du système d'imagerie et, dans ce cas, il est appelé pupille froide. Cela impose alors de concevoir un système dont la pupille de sortie est à l'extérieur de l'objectif et suffisamment loin pour pouvoir coïncider avec le diaphragme froid. L'environnement cryogénique une fois fixé, deux classes d'applications militaires ont été définies :

Chapitre 1. Introduction.

- Imagerie grand champ (entre 30° et 60° de champ d'observation) pour des missions de reconnaissance et d'identification, et dont la résolution angulaire est adaptée à un détecteur standard de format 320×256 .
- Imagerie très grand champ (autour de 180° de champ d'observation) pour des missions de veille et de détection.

Une première estimation des longueurs focales des systèmes répondant à ces deux applications et pour un détecteur de 320×256 pixels au pas de $30 \mu m$, montre que ces dernières ont une valeur inférieure à la distance entre la rétine et le hublot qui ferme et assure l'étanchéité du cryostat opérationnel (autour de $30 mm$). Traditionnellement, les architectures optiques sont placées à l'extérieur du cryostat, ce dernier imposant l'encombrement minimal. Un exemple d'une architecture infrarouge répondant à la deuxième application est illustré à la figure 1.2 [8]. Ce type d'architecture vise à conjuguer la pupille d'entrée chaude avec la pupille froide contenue

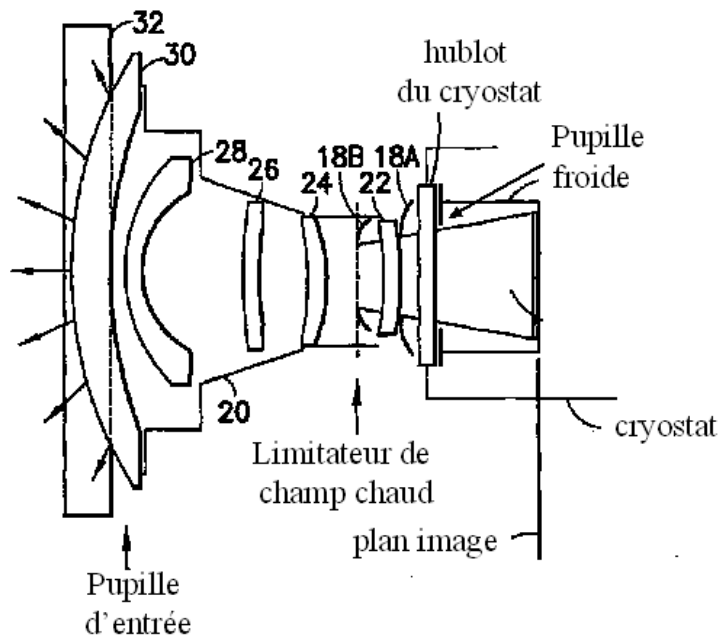


FIG. 1.2 – Illustration d'une architecture classique répondant à la deuxième application [8].

dans le cryostat ce qui contraint la conception optique d'un système infrarouge et augmente sa complexité ainsi que son encombrement. Afin de réduire au maximum l'encombrement de ce système, ma première idée a été d'intégrer les optiques directement à l'intérieur du cryostat.

Cependant, en raison des problèmes liés à la cryogénie (il faut ramener un minimum de masse supplémentaire à l'intérieur du cryostat) et aux contraintes mécaniques spécifiques à la conception d'un cryostat optimisé (écranage correct du flux parasite, transfert des signaux électriques), le système optique intégré doit être le plus simple possible.

Pour répondre à ces contraintes, j'ai développé deux axes d'études au cours de ma thèse, qui seront présentés au chapitre 3 page 89 et au chapitre 4 page 167. Chaque axe d'étude a permis de générer de nouvelles briques de conception dédiées à la miniaturisation des systèmes optiques. Au chapitre 3, je reviendrai dans un premier temps sur l'antique concept de sténopé (*camera obscura* en latin, qui a donné le mot caméra en français), concept d'imagerie de la plus grande simplicité qui, nous le verrons, peut se décliner en toute une gamme de composants, appelés objets continûment auto-imageants. Nous verrons que cette famille de composants, produisant des motifs diffractifs invariants en profondeur, offre des solutions optiques simples qui, couplées avec des rétines infrarouges ayant une bonne sensibilité, peuvent répondre à certains besoins en vision infrarouge. L'autre axe d'étude, qui sera développé au chapitre 4, s'inspire directement d'architectures optiques multivoies que l'on trouve chez certains insectes. Nous verrons que l'approche multivoie permet de contourner les lois de miniaturisation que l'on rencontre sur un système simple (mono-axe) pour aller vers des architectures plus complexes mais plus compactes.

Grâce aux relations privilégiées de mon unité de recherche avec le CEA/LETI, les différents axes d'étude ont fait l'objet pour la plupart de réalisations. Le CEA a assuré la fabrication du PFIR ainsi que la conception du circuit de lecture et l'hybridation du circuit de détection sur ce dernier. Enfin, il a intégré les différentes fonctions d'imagerie à l'intérieur de cryostats de laboratoire refroidis à l'azote liquide et même à l'intérieur d'un cryostat à machine. J'ai pu disposer durant ma thèse des détecteurs en HgCdTe de seconde génération [3] composés d'une matrice de 320×256 pixels (format dit "TV/4") ayant un pas $30 \mu m$ et fonctionnant dans le MWIR. La réflexion sur la conception de ces micro-caméras ne s'est bien sûr pas limitée à ce seul type de détecteurs. J'ai en effet suivi les différentes avancées technologiques des PFIRS qui, comme nous le verrons par la suite, conditionnent fortement la conception de caméras miniaturisées innovantes. J'ai pu m'attarder sur différents formats comme les matrices 640×512 au pas de $15 \mu m$ et les photodiodes à avalanche (APD) conçues pour amplifier le signal utile sans augmenter le bruit de

Chapitre 1. Introduction.

lecture [9].

Chapitre 2

État de l'art : vers une rupture de la conception optique classique.

Sommaire

2.1	Définition des différents paramètres d'un système optique.	11
2.2	Problématique liée à l'intégration des systèmes optiques au plus près du détecteur.	17
2.3	Le biomimétisme : l'apport de la vision des invertébrés.	24
2.3.1	Une grande variété d'architectures optiques.	24
2.3.2	Les systèmes s'inspirant des téléobjectifs.	27
2.3.3	Les systèmes multivoies.	29
2.3.4	Les systèmes spécialisés.	36
2.3.5	Les premiers systèmes optiques s'inspirant de la vision des insectes.	39
2.4	Le traitement d'images : vers une approche de co-conception des systèmes optiques.	48
2.4.1	Imagerie combinée.	50
2.4.2	Codage de front d'onde.	57
2.4.3	Imagerie comprimée (<i>compressed sensing</i>).	62
2.4.4	Imagerie "sans lentille".	65
2.4.5	Systèmes adaptés à la mesure du flot optique.	71
2.5	Les progrès technologiques : un vecteur d'innovation.	73
2.5.1	Innovations en optique.	73
2.5.2	Innovations en détection.	80
2.6	Description de la méthodologie pour caractériser et comparer les différents micro-concepts optiques.	82
2.7	Conclusion.	86

2.1 Définition des différents paramètres d'un système optique.

Avant d'aborder la réflexion sur la miniaturisation des systèmes optiques, il est important de définir un certain nombre de paramètres qui vont permettre de caractériser les différents systèmes optiques. Tout système optique peut être décrit par un système optique réduit illustré

à la figure 2.1. Un système optique réduit est composé d'un plan principal objet H, d'un plan

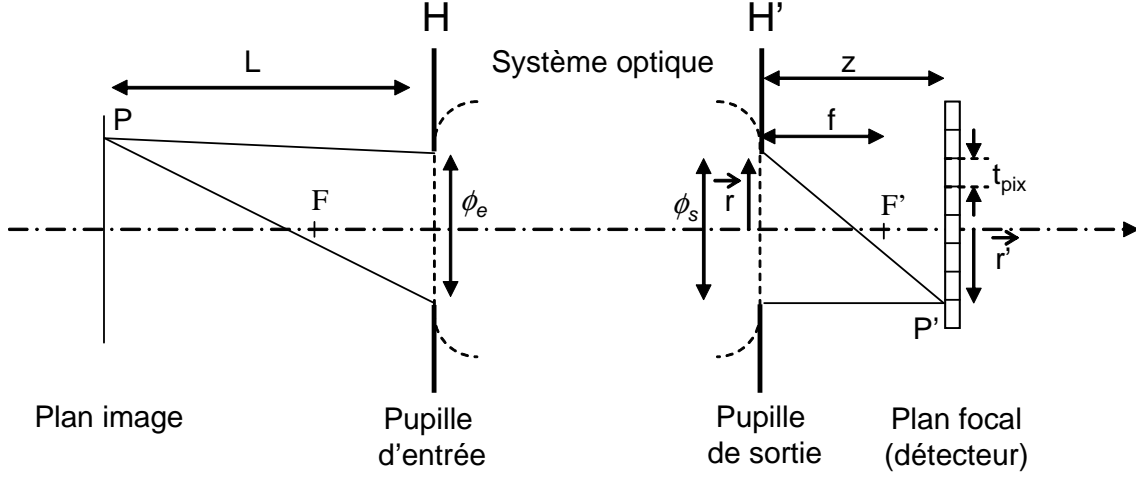


FIG. 2.1 – Système optique réduit.

principal image H', d'une pupille d'entrée de diamètre ϕ_e collectant le flux de la scène située à une distance L du système optique, d'une pupille de sortie de diamètre ϕ_s . La pupille de sortie, qui est le conjugué de la pupille d'entrée par le système optique, répartit le flux de la scène sur la surface du détecteur. Par souci de simplification, les pupilles d'entrée et de sortie sont respectivement confondues avec le plan principal objet et le plan principal image. Les points F et F' sont respectivement le point focal objet et le point focal image. Les objets de la scène qui nous intéresseront se trouvent à une distance très grande du système optique ($L > 10f$) considérée comme étant à l'infini. Dans ce cas, la distance entre le plan principal image H' et le détecteur est égale à la longueur focale du système f . On choisit un détecteur de $nb_{pix} \times nb_{pix}$ pixels de longueur t_{pix} . On définit le nombre d'ouverture N du système de la manière suivante :

$$N = \frac{1}{2 \sin \left(\arctan \left(\frac{\phi_s}{2f} \right) \right)}. \quad (2.1)$$

Le système optique visualise un champ d'observation total FOV^1 à une résolution angulaire $IFOV^2$ qui peut varier dans le champ. L'image d'un point source P situé à l'infini et non résolu par le système optique forme sur le détecteur une tache de diffraction élémentaire appelée aussi réponse percusionnelle ou PSF^3 . La PSF consiste à distribuer le flux incident de ce point source

¹FOV : Field Of View

²IFOV : Instantaneous Field Of View

³PSF : Point Spread Function

2.1. Définition des différents paramètres d'un système optique.

autour d'un point P' . Dans le cas d'un système composé d'optiques focalisantes telles que des miroirs et des lentilles, la PSF est proportionnelle au module carré de la transformée de Fourier de la pupille de sortie au voisinage du centre du champ :

$$PSF(\vec{r}') \propto \tilde{p}_s \tilde{p}_s^* \left(\frac{\vec{r}'}{\lambda f} \right), \quad (2.2)$$

où p_s décrit la fonction de la pupille de sortie, le symbole " \sim " représente la transformée de Fourier et le symbole " $*$ " représente le conjugué de la fonction. Dans le cas d'un système parfait limité par la diffraction, la fonction de la pupille de sortie représente l'image géométrique du diaphragme d'ouverture. Si cette ouverture est circulaire, alors la PSF est une tache d'Airy de rayon $1, 22\lambda N$. Le rayon correspond au premier zéro de cette tache d'Airy. Si le système n'est pas parfait, alors le front d'onde de sortie présente des erreurs de phase par rapport au front d'onde idéal, qui tendent à élargir la PSF du système optique. La fonction de la pupille de sortie est alors donnée par la relation suivante :

$$p_s(\vec{r}, \vec{r}') = p_{s_o}(\vec{r}) \cdot m_{aber}(\vec{r}, \vec{r}'), \quad (2.3)$$

où p_{s_o} donne l'image géométrique du diaphragme d'ouverture et m_{aber} est la fonction décrivant les aberrations. La fonction m_{aber} peut être exprimée de la manière suivante :

$$m_{aber} = \exp\left(i \frac{2\pi}{\lambda} W\right), \quad (2.4)$$

où W représente l'écart normal calculé de la surface d'onde vraie à la sphère centrée sur P' [10, 11]. Un système est limité par la diffraction lorsque $W \ll 1$. Un développement limité jusqu'à l'ordre 3 de W s'écrit usuellement :

$$\begin{aligned} W(r, \varphi : r') &= \frac{1}{2} b_1 r^2 + b_2 r' r \cos(\varphi) + \frac{1}{4} c_1 r^4 \\ &+ c_2 r' r^3 \cos(\varphi) + \frac{1}{2} c_3 r'^2 r^2 \\ &+ c_4 r'^2 r^2 \cos^2(\varphi) + c_5 r'^3 r \cos(\varphi), \end{aligned} \quad (2.5)$$

Les différents paramètres sont rappelés à la figure 2.2. Les troisième, quatrième, cinquième, sixième et septième termes de l'équation 2.5 sont les aberrations de Seidel du troisième ordre [11]. Le premier et second terme représentent respectivement le défaut de mise au point et le déplacement latéral appelé aussi basculement ("tilt" en anglais). Les troisième, quatrième,

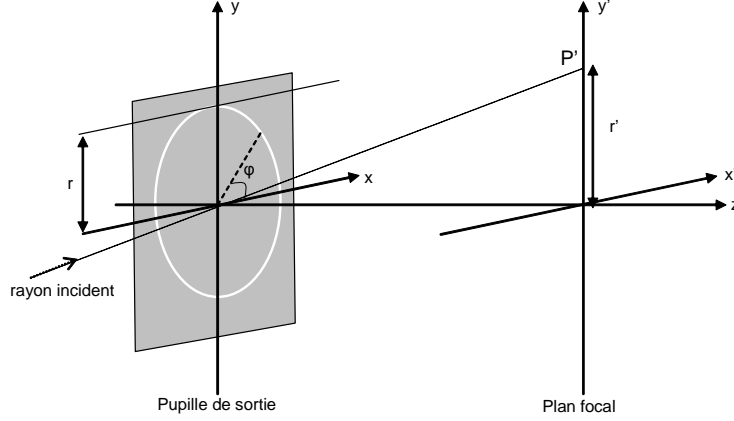


FIG. 2.2 – Illustration des paramètres utilisés pour déterminer les différentes aberrations.

cinquième, sixième et septième termes représentent respectivement l'aberration sphérique, la coma, la courbure de champ, l'astigmatisme et la distorsion.

Dans le cas d'un système utilisant un détecteur dont les pixels ont une taille t_{pix} et sont disposés suivant un pas d'échantillonnage p_{ech} , la PSF du système optique peut s'écrire de la manière suivante :

$$PSF_{\text{système}} = (PSF * FEP_{pix}) \times \text{III}_{p_{ech}, p_{ech}}, \quad (2.6)$$

où $\text{III}_{p_{ech}, p_{ech}}$ est un peigne de Dirac qui traduit l'échantillonnage de la PSF sur le détecteur et FEP_{pix} représente la réponse spatiale d'un pixel. Je définis la fonction de transfert du système ($FT_{\text{système}}$) comme étant la transformée de Fourier de la $PSF_{\text{système}}$:

$$FT_{\text{système}}(\vec{\rho}) = \int \int PSF_{\text{système}}(\vec{r}') \exp(-i2\pi\vec{r}'\vec{\rho}) d^2r'. \quad (2.7)$$

D'après l'équation 2.6, la $FT_{\text{système}}$ est donc donnée par l'équation suivante :

$$FT_{\text{système}} = (FT_{\text{optique}} \times FT_{pix}) * \text{III}_{1/p_{ech}, 1/p_{ech}}, \quad (2.8)$$

où FT_{optique} représente la fonction de transfert de l'optique (transformée de Fourier de la PSF) et FT_{pix} est la fonction de transfert du pixel (transformée de Fourier de FEP_{pix}). La fonction de transfert de modulation (FTM) se calcule en prenant la valeur absolue de la fonction de transfert ($FTM = |FT|$). La FTM permet de donner le contraste des différentes fréquences contenues dans l'image. Cette notion de contraste est liée à la notion de netteté d'une mire périodique.

2.1. Définition des différents paramètres d'un système optique.

Plus le contraste est bas et plus la période de la mire est difficilement discernable. Dans le cas où FEP_{pix} est un carré de côté t_{pix} , FT_{pix} sera un sinus cardinal dont le premier zéro se trouvera à une fréquence égale à $1/t_{pix}$. La FT_{pix} et la $FT_{optique}$ ainsi que l'impact de l'échantillonnage sur la FTM du système sont illustrés à la figure 2.3. La fonction de transfert du pixel tend

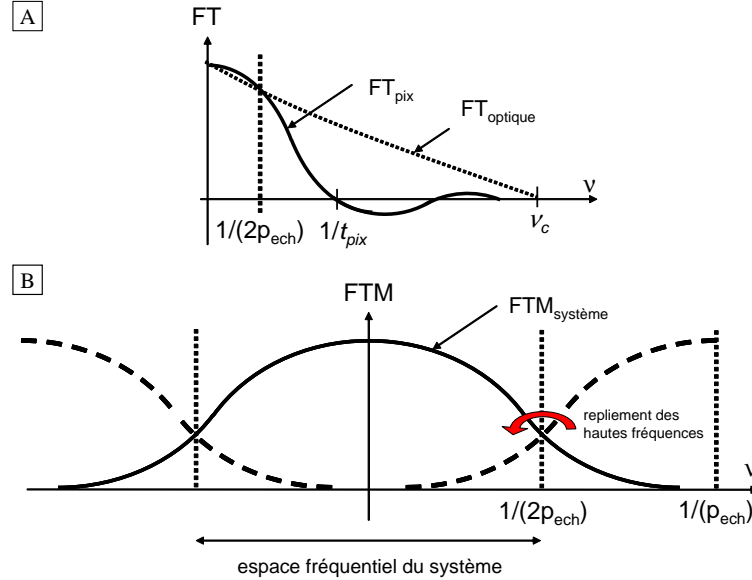


FIG. 2.3 – (A) Illustration de FT_{pix} et de $FT_{optique}$. (B) Illustration de l'impact de l'échantillonnage sur la FTM du système.

à diminuer le contraste de la $FT_{système}$ et peut réduire la fréquence de coupure de la FTM du système dans le cas où la fréquence de coupure de la $FT_{optique}$ (égale à $1/(1,22\lambda N)$ pour une lentille non limitée par les aberrations) est supérieure à la fréquence de coupure de FT_{pix} . L'échantillonnage, quant à lui, tend à replier les hautes fréquences sur les basses fréquences dans le cas où $1/2p_{ech}$ est inférieur à la fréquence de coupure de l'optique ν_c . L'information contenue dans les hautes fréquences est perdue et pollue l'information contenue dans les basses fréquences. C'est le phénomène de repliement.

La résolution angulaire $IFOV$ du système peut être déterminée à partir de la fréquence spatiale maximale ν_{max} que peut résoudre le système de la manière suivante :

$$IFOV = 1/\nu_{max}, \quad (2.9)$$

si ν_{max} est en cycles par radian et par la relation :

$$IFOV = 1/(f\nu_{max}), \quad (2.10)$$

Chapitre 2. État de l'art : vers une rupture de la conception optique classique.

si ν_{max} est en cycles par mm , f étant la longueur focale du système. La fréquence ν_{max} est égale à

$$\nu_{max} = \min(1/2p_{ech}, \nu_c, 1/t_{pix}). \quad (2.11)$$

On dit que la résolution du système est limité par le détecteur lorsque $1/2p_{ech}$ est inférieur à la fréquence de coupure de l'optique. En général, le concepteur en optique cherche à réaliser un système optique dont la résolution est limitée par le détecteur (avec un contraste compris entre 0,3 et 0,2 à la fréquence de Nyquist après avoir pris en compte la $FT_{optique}$, la FT_{pix} et la stabilisation du système). Dans le cas d'un détecteur matriciel dont les pixels ont un facteur de remplissage de 100%, $p_{ech} = t_{pix}$.

Dans la littérature [12], nous pouvons aussi trouver une formule d'ingénieur pour estimer la résolution angulaire $IFOV$ du système :

$$IFOV = \frac{\sqrt{(1,22\lambda N)^2 + t_{pix}^2}}{f}. \quad (2.12)$$

Cette formule s'applique dans le cas d'un système classique limité par la diffraction. La résolution angulaire est alors déterminée par deux contributeurs indépendants, l'un étant lié au rayon de la PSF et l'autre à la taille du pixel. Nous remarquons que, lorsque l'optique est peu ouverte (N grand), c'est la tache de diffraction qui prédomine et impose $IFOV$. Au contraire, quand l'optique est très ouverte (N faible), c'est la taille du pixel du détecteur qui limite la résolution. L'équation 2.12 montre bien que le concepteur en optique peut jouer sur l'ouverture du système optique pour que la résolution angulaire soit limitée par le détecteur. L'équation 2.12 reste cependant une approximation de la résolution angulaire du système et je choisis, pour la suite de la thèse, l'équation 2.10 pour définir $IFOV$.

Le champ d'observation du système peut être simplement déterminé à partir de la longueur focale et de la taille du détecteur t_{det} :

$$FOV = 2 \arctan \left(\frac{t_{det}}{2f} \right). \quad (2.13)$$

Je définis ensuite le nombre de points résolus Nb_{res} par le rapport au carré entre le champ d'observation FOV du système et sa résolution angulaire $IFOV$:

$$Nb_{res} = \left(\frac{FOV}{IFOV} \right)^2. \quad (2.14)$$

2.2. Problématique liée à l'intégration des systèmes optiques au plus près du détecteur.

Le flux lumineux $F_{entrant}$ qu'un système optique peut récupérer est donné par l'étendue géométrique G de ce système et par la luminance L_u de la cible via la relation suivante :

$$F_{entrant} = L_u G. \quad (2.15)$$

L'étendue géométrique d'un système d'imagerie traditionnel est donnée par la formule suivante :

$$G = \frac{\pi \phi_s^2}{4} \Omega_{det}, \quad (2.16)$$

où Ω_{det} est l'angle solide sous lequel un détecteur élémentaire est vu depuis l'optique et $\pi \phi_s^2/4$ la surface de la pupille de sortie. Pour un système d'imagerie traditionnel qui observe "à l'infini", l'étendue géométrique peut être calculée à partir de N via l'équation suivante :

$$G = \frac{\pi t_{pix}^2}{4N^2}. \quad (2.17)$$

Si le système observe un point source qui n'est pas résolu par ce dernier, l'étendue géométrique a pour expression :

$$G = \frac{\pi \phi_e^2 t_{source}^2}{4L^2}, \quad (2.18)$$

où L est la distance entre l'objet et la pupille d'entrée et ϕ_e le diamètre de cette pupille. L'équation 2.18 peut aussi s'exprimer en fonction des dimensions angulaires de la cible θ_{source} :

$$G = \frac{\pi \phi_e^2}{4} \sin(\theta_{source})^2, \quad (2.19)$$

2.2 Problématique liée à l'intégration des systèmes optiques au plus près du détecteur.

Un effort important de recherche est actuellement mené par les industriels pour intégrer les systèmes optiques au plus près des détecteurs. J'entends par intégration d'un système optique au plus près d'un détecteur, le résultat d'une miniaturisation et/ou d'une simplification d'un tel système. La miniaturisation consiste à diminuer le volume d'un système optique, en réduisant par exemple la longueur focale ou le diamètre du système optique, ou bien en réalisant une architecture optique dont l'encombrement est inférieur à la longueur focale du système. La

Chapitre 2. *État de l'art : vers une rupture de la conception optique classique.*

simplification d'un système optique consiste à diminuer le nombre d'optiques contenues dans ce système. Dans le cas d'imageurs classiques comme les caméras des téléphones mobiles, la contrainte de la miniaturisation est évidemment de limiter les pertes en terme de rendu visuel pour l'utilisateur tandis que dans le cas des senseurs spécialisés, nous chercherons la caméra qui répond au mieux à l'application visée sans pour autant essayer d'obtenir une "belle" image. Par exemple, les différents industriels de la téléphonie mobile recherchent les meilleures performances tout en limitant l'utilisation de lentilles à trois au maximum pour la conception de leur caméra. Un exemple de cahier des charges pour une optique de téléphone portable conçue pour un détecteur de $1,3 \text{ Mpixel}$ est donné au tableau 2.1 [13]. Actuellement, la démarche pour ré-

TAB. 2.1 – Exemple d'un cahier des charges pour une optique de téléphone portable conçue pour un détecteur de $1,3 \text{ Mpixel}$ ([13])

système optique	FOV	40°
	encombrement maximal	8 mm
	nombre d'optiques	3
	épaisseur minimale des optiques	1 mm
	espacement minimal des optiques	$0,5 \text{ mm}$
	N maximum	4
détecteur	diagonale	4 mm
	taux de remplissage	50%
	longueur des pixels	$5,6 \mu\text{m}$

pondre à ce type de cahier des charges consiste à miniaturiser à l'extrême des concepts d'optique traditionnelle tout en intégrant des concepts de focale variable et de stabilisateur optique avec un assemblage mécanique des composants optiques. Cette approche classique tend cependant à montrer ses limites. Pour les comprendre, il faut dans un premier temps appréhender le lien qui existe entre la complexité d'un système et ses performances optiques ainsi que les difficultés liées à la miniaturisation des systèmes.

La complexité d'un système est liée à l'amplitude maximale des aberrations que nous pouvons tolérer en bord de pupille et en bord de champ. L'amplitude maximale des aberrations d'un système optique peut être estimée grâce à l'équation 2.5 page 13 en prenant $r'_{max} = t_{det}/2$ et $r_{max} = \phi_s/2$:

$$W_{max} = b'_1 \phi_s^2 + b'_2 t_{det} \phi_s + c'_1 \phi_s^4 + c'_2 t_{det} \phi_s^3$$

2.2. Problématique liée à l'intégration des systèmes optiques au plus près du détecteur.

$$+(c'_3 + c'_4)t_{det}^2\phi_s^2 + c'_5t_{det}^3\phi_s. \quad (2.20)$$

En utilisant les relations des équations 2.1 page 12 et 2.13 page 16, nous pouvons exprimer W_{max} en fonction de f , FOV et N ($N \simeq f/\phi_s$) :

$$\begin{aligned} W_{max} \simeq & b''_1 \frac{f^2}{N^2} + b''_2 FOV \frac{f^2}{N} + c''_1 \frac{f^4}{N^4} + c''_2 FOV \frac{f^4}{N^3} \\ & +(c''_3 + c''_4) FOV^2 \frac{f^4}{N^2} + c''_5 FOV^3 \frac{f^4}{N}. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Nous remarquons ainsi que lorsque FOV augmente et N diminue, W_{max} augmente aussi. Il est donc nécessaire d'augmenter le nombre d'optiques afin de corriger l'effet néfaste des différentes aberrations. Ainsi, un système de qualité ayant une très grande résolution angulaire (N faible pour un système limité par la diffraction) et un très grand champ d'observation est nécessairement un système complexe et volumineux. Dans le cas d'un système constitué d'une lentille simple, c'est-à-dire un système non optimal en ce qui concerne la correction des aberrations, la résolution angulaire décroît lorsque l'angle de vue du système augmente.

Lohmann a étudié l'influence de la miniaturisation sur les performances d'un système optique [14]. Si nous souhaitons miniaturiser un système tout en maintenant son nombre d'ouverture N et son champ d'observation FOV constants, c'est-à-dire en réduisant d'un même facteur M la longueur focale f du système et son diamètre ϕ_s , plusieurs paramètres restent inchangés :

- La tache de diffraction reste inchangé car son diamètre dépend uniquement de N et de la longueur d'onde λ .
- De même, la profondeur de champ de ce système ne varie pas, cette dernière étant proportionnelle à λN^2 .

La qualité d'un système limité par la diffraction ne verra donc pas ses performances intrinsèques se dégrader lors de la miniaturisation de ce dernier. Cependant, cette miniaturisation entraîne inévitablement une diminution du nombre de points résolus Nb_{res} (défini à la section 2.1 page 16) si FOV est maintenu constant. En effet, l'équation 2.13 page 16 montre que si f diminue d'un facteur M alors t_{det} diminue aussi d'un facteur M , l'aire de l'image acquise par le détecteur diminuant alors d'un facteur M^2 . Cette perte de points résolus est illustrée à la figure 2.4. Il s'ensuit alors une diminution de la résolution angulaire $IFOV$ du système comme l'illustre l'équation 2.12 page 16. En effet une diminution d'un facteur M de f réduit la valeur de $IFOV$

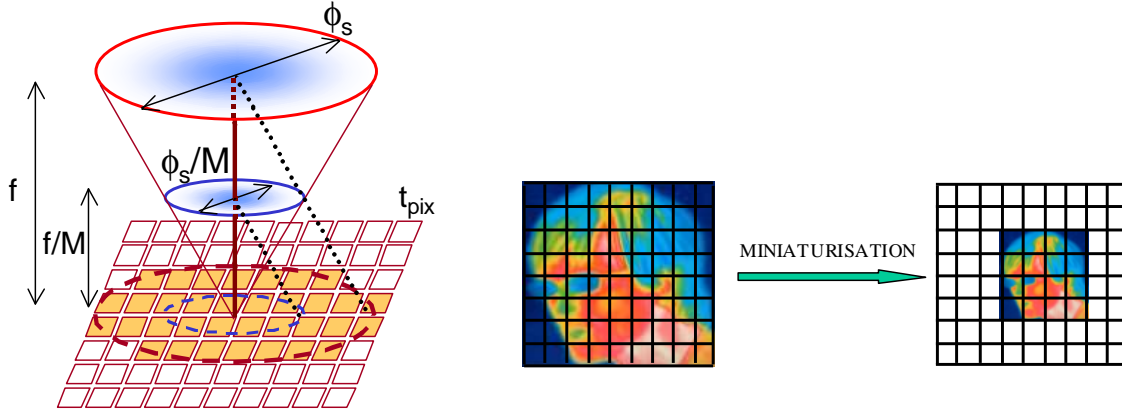


FIG. 2.4 – Illustration de la diminution du nombre de points résolus lors de la miniaturisation d'un système optique.

d'un facteur M . Cependant, l'équation 2.21 montre qu'à FOV et N constants, l'amplitude maximale des aberrations diminue lorsque f diminue. Cette diminution est d'ailleurs importante pour les aberrations d'ordre 3 car l'amplitude de ces aberrations varie en f^4 . Ainsi les micro-systèmes sont moins affectés par les aberrations contrairement aux macro-systèmes [14, 15, 16]. Les micro-systèmes sont donc plus facilement limités par la diffraction, ce qui les autorise à être moins complexes et avoir une ouverture plus grande afin d'être plus sensibles. Ainsi la miniaturisation d'un système s'accompagne d'une simplification de l'architecture optique.

Pour les systèmes ayant une très faible ouverture ϕ_s , des effets diffractifs indésirables peuvent apparaître [17]. Il est important lors de la conception de micro-caméras de tenir compte de la valeur du nombre de Fresnel FN donnée par la relation suivante [18] :

$$FN = \frac{\phi_s^2}{4\lambda} \left(\frac{1}{f} + \frac{1}{L} \right), \quad (2.22)$$

avec L la distance du point source (générant une onde sphérique de courbure $1/L$) par rapport au système optique. Suivant la valeur de FN , on peut distinguer deux cas :

- Si $FN \gg 1$ (typiquement $FN > 10$), les lois de la réfraction permettent de déterminer le point de focalisation de la lentille. Ce point se trouve à la distance définie par la relation de conjugaison⁴.
- Si $FN < 1$, des phénomènes de diffraction deviennent prépondérant et le point de focalisation se trouve à une distance qui est inférieure à celle définie par la relation de

⁴Formule de conjugaison : $1/\bar{z} - 1/\bar{L} = 1/f$, \bar{z} et \bar{L} sont en valeurs algébriques.

2.2. Problématique liée à l'intégration des systèmes optiques au plus près du détecteur.

conjugaison. Cette distance converge vers la "longueur focale d'un sténopé" de diamètre ϕ_s lorsque f et L tendent vers l'infini.

Ruffieux, dans la référence [19], décrit un avantage original à utiliser des optiques à faible FN : ces dernières peuvent être achromatiques en exploitant le fait que la réfraction et la diffraction ont des effets opposés en matière de dispersion.

Enfin, la diminution de la longueur focale des optiques augmente les contraintes de positionnement de ces dernières rendant ainsi leur alignement mécanique plus délicat. Ces contraintes peuvent entraîner la réalisation de systèmes non conformes, ce qui augmente les coûts de fabrication. Une des solutions pour répondre à ce problème est de concevoir des systèmes optiques compatibles avec les approches d'alignement utilisées dans le domaine des microtechnologies (appelées *wafer level*). Ces approches permettent à la fois d'améliorer la précision sur l'alignement des optiques tout en réduisant les coûts de l'assemblage [20].

Une première solution pour miniaturiser les systèmes optiques consiste à diminuer le pas d'échantillonnage du détecteur et donc la dimension des pixels. L'équation 2.10 page 15 montre bien que dans la configuration où la résolution angulaire du système est limitée par le pas d'échantillonnage du détecteur, réduire d'un facteur M la longueur focale du système tout en maintenant un $IFOV$ constant consiste à diminuer aussi d'un facteur M ce pas d'échantillonnage. La diminution de la taille des pixels est un domaine très actif aussi bien dans le domaine du visible que dans le domaine de l'infrarouge. Par exemple, dans le secteur de la téléphonie mobile, la dimension minimale des pixels a diminué d'un facteur 4 en l'espace de 6 ans : en 2002 elle valait $5,6 \mu m$ et en 2008 elle ne valait plus que $1.4 \mu m$ (source STMicroelectronics)! De même, dans le domaine infrarouge, la taille des pixels détectant le MWIR est passé de $30 \mu m$ à $15 \mu m$ et des détecteurs de 384×288 au pas de $15 \mu m$ sont proposés pour réaliser des micro-caméras pouvant être embarquées dans des microdrones [4]. Ces détecteurs ont d'ailleurs une consommation réduite de plus de la moitié par rapport à un détecteur au pas de $30 \mu m$ car ces derniers sont plus rapides à refroidir.

Cependant, la miniaturisation de la taille des pixels se heurte de plus en plus aux limites physiques du système optique. Des problèmes de diffusion de la lumière dans le pixel entraînant

des risques de "cross talk" entre les pixels apparaissent lorsque la taille de ces derniers diminue fortement, dégradant ainsi fortement les performances du détecteur. De plus, l'équation 2.12 page 16 montre que lorsque la taille du pixel diminue fortement, la résolution angulaire *IFOV* n'est plus limitée par la taille des pixels mais par la tache de diffraction du système optique. Il faut alors diminuer le nombre d'ouverture N , si l'on souhaite profiter d'un *IFOV* accru grâce à la diminution de la taille des pixels. On a vu que les systèmes miniaturisés sont moins sensibles aux aberrations, on peut donc facilement diminuer un peu N sans dégrader pour autant la qualité optique du système. Cependant, une forte diminution de N augmentera nécessairement l'amplitude des aberrations du système et par conséquent un système à la limite de diffraction devra être plus complexe et plus encombrant comme nous l'avons vu précédemment. Enfin l'équation 2.17 page 17 montre qu'une diminution de la taille des pixels entraîne une diminution de l'étendue géométrique du système. De cette manière, les systèmes miniaturisés sont donc de moins en moins sensibles. Cette baisse de sensibilité peut être en partie compensée en diminuant le nombre d'ouverture N . Cependant, N ne peut diminuer indéfiniment (la limite théorique étant de 0,5 [21]). Ainsi, la diminution continue de la taille des pixels ne pourra donc pas à terme assurer la miniaturisation et la simplification toujours plus poussée des systèmes optiques. Cette course à la miniaturisation doit donc s'appuyer sur une rupture de la conception optique classique.

Durant cette thèse, j'ai mené une réflexion sur la possibilité de développer de nouvelles briques de conception dans le but de miniaturiser et de simplifier les caméras infrarouges refroidies. J'ai pour cela exploré trois grands domaines illustrés à la figure 2.5 et qui sont l'apport du biomimétisme, l'apport du traitement d'images et l'apport de l'innovation technologique dans la conception de systèmes optiques infrarouges innovants. En effet, il est intéressant de se pencher sur la manière dont la nature a résolu ce problème dans le cas des invertébrés [12, 22]. Depuis la période de l'ère primaire il y a 500 millions d'années, la nature n'a cessé d'"optimiser" les systèmes de vision du monde animal. Pour chaque type de créatures, la nature a donc trouvé le système de vision approprié qui donne à son hôte toute l'information visuelle dont il a besoin. Chaque œil animal constitue donc un système optimisé dont le concepteur en optique peut largement s'inspirer. De plus, les progrès récents en traitement d'images, ainsi que la montée en puissance et en rapidité du calcul informatique, nous invite à repenser l'architecture d'une caméra après quatre

2.2. Problématique liée à l'intégration des systèmes optiques au plus près du détecteur.

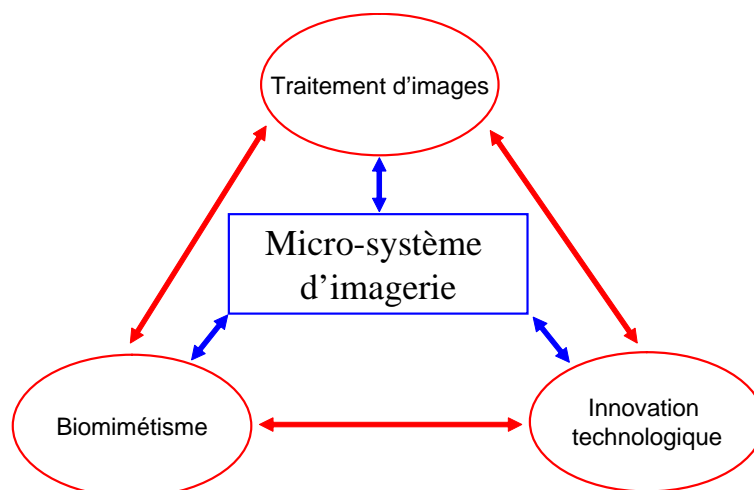


FIG. 2.5 – Illustration de l’approche menée durant la thèse pour la conception de micro-caméras infrarouges.

siècles de conception classique [23]. En effet, depuis la révolution apportée par les détecteurs numériques et les plans focaux infrarouges, on peut se demander pourquoi les caméras numériques ne sont pas plus numériques ! La course aux détecteurs mégapixels associée à une conception classique des systèmes optiques a permis d’acquérir de grandes quantités de données brutes sans pour autant augmenter de manière significative la quantité d’information utile contenue dans une image. Rendre plus numériques les caméras permettrait de combiner de nouveaux types d’architectures optiques avec les outils informatiques les plus avancés afin de réaliser des systèmes compacts sans pour autant sacrifier la sensibilité du système ni la quantité d’information utile contenue dans l’image. Enfin, l’innovation technologique contribue à élargir la boîte à outils du concepteur en rendant possible la réalisation de composants optiques plus complexes (grâce notamment à l’amélioration des techniques d’usinage diamant, des techniques d’usinage par laser femtoseconde et des processus de photolithographie). De cette manière, plusieurs fonctions optiques peuvent être intégrées dans un même composant autorisant la diminution du nombre de composants nécessaires dans un système optique. L’innovation technologique a aussi un impact sur la brique de détection. En effet, nous avons vu par exemple à la section 1.1 page 4 que de grands efforts sont menés pour réduire la dimension des pixels, améliorer la sensibilité des détecteurs, augmenter leur format. L’évolution des détecteurs doit être suivie de près car les architectures optiques dépendent très fortement de ces derniers. Ces trois approches ne sont évidemment pas fermées et peuvent interagir entre elles. Ainsi, un micro-système pourra avoir

une architecture s'inspirant d'une structure existante dans la nature, être constitué de composants complexes, dont leur réalisation a été rendue possible par les récents progrès technologiques, et faire intervenir différents traitements d'images afin d'extraire les informations recherchées ! Nous développerons plus précisément ces différentes approches dans la suite de ce chapitre.

2.3 Le biomimétisme : l'apport de la vision des invertébrés.

2.3.1 Une grande variété d'architectures optiques.

L'architecture classique des caméras et des appareils photographiques se rapproche de l'architecture de l'œil des vertébrés. Ce sont des systèmes optiques à chambre ayant un seul axe optique sur lequel sont alignés les optiques, la pupille et le détecteur. L'étude de la vision des animaux met cependant en lumière une grande diversité d'yeux [12, 22, 24] se traduisant par une grande variété de tailles et d'architectures. Cette variété est illustrée et classée en huit catégories à la figure 2.6. On peut distinguer deux grandes classes : les systèmes mono-voie caractérisés

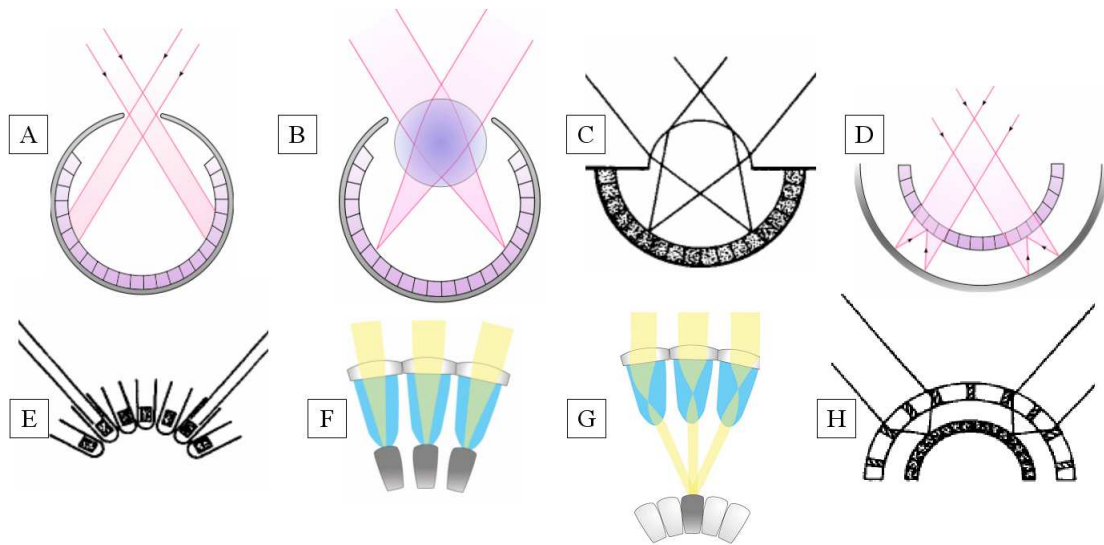


FIG. 2.6 – Illustration de la variété d'architectures optiques dans le monde animal. (A) œil en trou d'épingle (larves et mollusques), (B) œil à lentille sphérique (poissons), (C) œil à cornée (mammifères terrestres, oiseaux et araignées), (D) œil miroir (quelques crustacés et coquilles Saint-Jacques), (E) imagerie multivoie par effet d'ombrage (palourdes, vers de terre, étoiles de mer), (F) œil à facettes apposées (insectes et crustacés), (G) œil à facettes superposées réfractif (insectes nocturnes, et crustacé des profondeurs) et (F) œil à facettes superposées réfléchif (homards et crevettes). Images issues des références [12] et [24] et des images trouvées dans wikipédia.

par une rétine concave et les systèmes multi-voies caractérisés par une rétine convexe. Alors que

2.3. *Le biomimétisme : l'apport de la vision des invertébrés.*

les mammifères ne possèdent que l'architecture C, toutes les architectures de la figure 2.6 sont représentées par les invertébrés, d'où l'importance d'étudier la vision de cette catégorie d'animaux. Tous ces types d'architectures se sont développés afin de permettre à son hôte de réaliser toutes sortes de tâches visuelles plus ou moins complexes. Land et Nilson [22] ont proposé une classification de ces différentes tâches visuelles que peut réaliser un être vivant. Il les ont classés suivant la complexité à les mettre en œuvre. Plus la tâche est complexe, plus les exigences demandées aux systèmes visuels en terme de performances optiques, de traitement de l'information et de ressources énergétiques seront importantes. La capacité visuelle la plus simple consiste à détecter la direction et l'intensité d'une source de lumière. La seconde capacité consiste à estimer les distances et à se déplacer dans un environnement en s'aidant par exemple du paysage ou des étoiles et en interagissant avec des objets inanimés. Cette interaction leur permet d'éviter des obstacles et de s'orienter vers la zone voulue. La troisième capacité visuelle est l'interaction avec d'autres organismes comme la détection d'une proie, d'un prédateur ou d'un partenaire sexuel. Enfin la dernière capacité visuelle qui est la plus complexe permet de manipuler des objets et d'apprendre des informations visuelles. Il est bon de noter que ces capacités visuelles se rapprochent de celles qu'un concepteur en optique cherche à développer pour ses caméras. Le rapport de l'OTAN [25, 26] classe en effet les capacités visuelles d'une caméra en quatre catégories : détection, reconnaissance, identification et analyse technique, chacune d'elles demandant des performances optiques différentes. La compréhension de l'acquisition et du traitement de l'information visuelle par les différents organismes est le travail mené par les neuro-biologistes. Cette étude est très précieuse pour un concepteur en optique désirant réaliser le plus simplement possible une fonction visuelle. Il ne s'agit pas cependant dans le cadre de cette thèse de faire une description exhaustive de toutes les architectures que l'on peut trouver dans la nature mais de sélectionner quelques exemples remarquables qui peuvent donner des pistes intéressantes pour la miniaturisation et la simplification des systèmes optiques. J'ai ainsi sélectionné quelques espèces illustrées à la figure 2.7 afin d'illustrer l'apport du biomimétisme dans la conception de systèmes compacts et innovants.

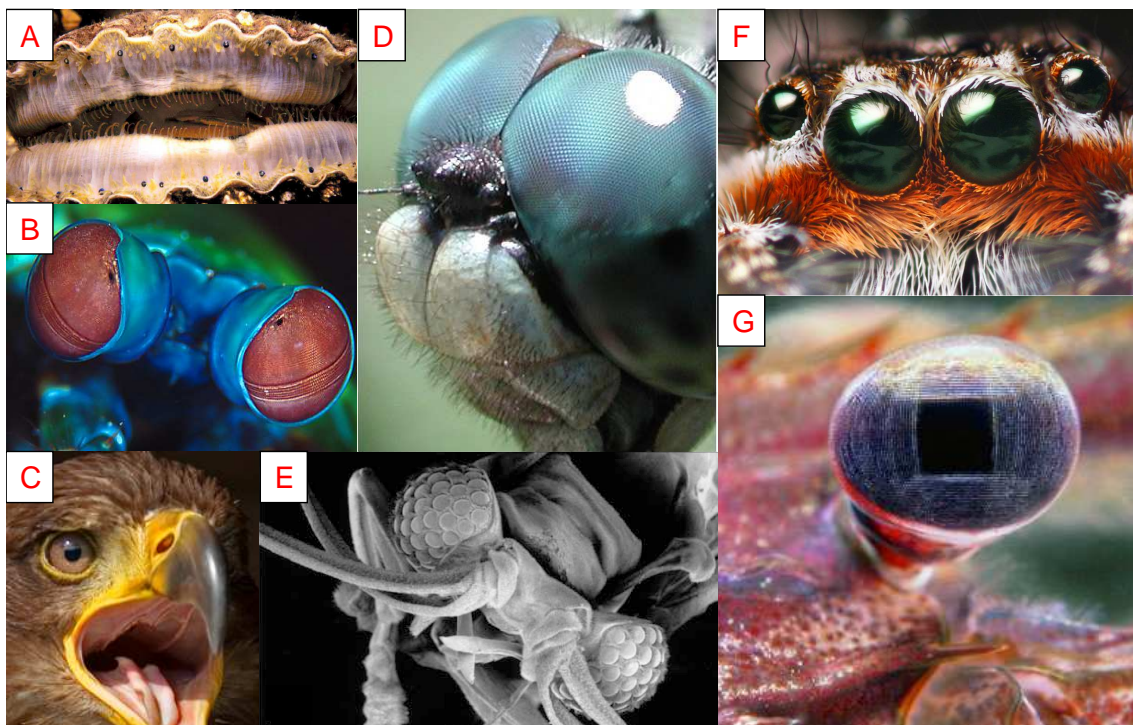


FIG. 2.7 – Illustration de la variété d'architectures optiques dans le monde animal. (A) : coquille Saint-Jacques, (B) mante des mers, (C) aigle, (D) libellule, (E) xenos peckii, (F) jumping spider et (G) crevette.

2.3.2 Les systèmes s'inspirant des téléobjectifs.

L'œil de l'aigle (photo C de la figure 2.7) est l'un des yeux les plus performants de la nature en terme de résolution angulaire [12]. Il y a trois raisons qui font que cet œil est plus performant que celui d'un humain : le diamètre de sa pupille est plus grand, ce qui améliore la limite de diffraction de l'œil, ses récepteurs sont plus petits (de l'ordre de $2\mu m$ contre $2,5-3\mu m$ pour l'œil humain), mais surtout l'aigle utilise une "astuce optique" qui consiste à augmenter la longueur focale effective de son œil sans augmenter l'encombrement de celui-ci : un dioptre divergent est en effet placé entre la lentille principale et la rétine, faisant ainsi référence aux téléobjectifs. Les schémas optiques de ces deux systèmes sont illustrés à la figure 2.8. Concevoir un téléobjectif est

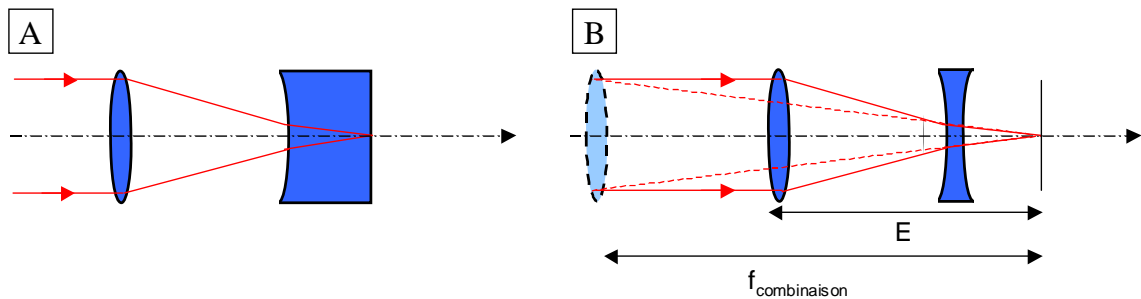


FIG. 2.8 – Illustration d'architectures optiques s'inspirant d'un téléobjectif. (A) schéma optique de l'œil de l'aigle, (B) schéma classique d'un téléobjectif d'encombrement E et de longueur focale $f_{combinaison}$.

une manière classique de réduire l'encombrement des systèmes optiques.

L'araignée "jumping spider" (photo F de la figure 2.7) a aussi développé un système s'inspirant d'un téléobjectif pour ses deux yeux principaux [27, 28]. Un schéma anatomique de son œil principal est illustré à la figure 2.9. Les araignées avec quelques larves, sont le seul groupe d'invertébrés à posséder des yeux simples. Les yeux principaux de la jumping spider possèdent la résolution angulaire la plus élevée du monde des invertébrés. En effet, elle est 6 fois supérieure par rapport à celle de la libellule (photo D de la figure 2.7), qui est parmi les invertébrés possédant une des meilleures résolutions angulaires. De plus, la résolution angulaire de cette araignée est seulement 10 fois inférieure à celle de l'aigle et 5 fois inférieure à celle d'un humain. On peut donc se demander comment un invertébré possède une résolution angulaire si proche de celle des mammifères. En effet, un humain possède une densité de 142000 photorécepteurs par mm^2

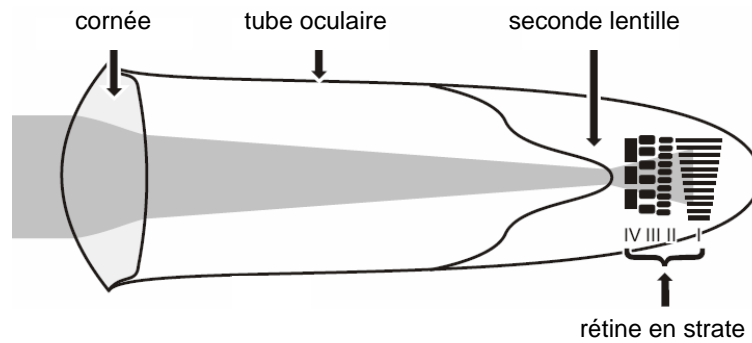


FIG. 2.9 – Schéma anatomique de l'œil principal de la jumping spider [28].

au niveau de sa fovéa tandis que cette araignée, par sa taille, possède seulement un nombre de photorécepteurs autour de 1000 répartis sur sa rétine ! Le système visuel de cette araignée est en fait très différent de celui des mammifères. Ses yeux principaux ont un faible champ d'observation horizontal autour de $2 - 5^\circ$ et la zone conférant à cette araignée la meilleure résolution angulaire ne fait que $0,6^\circ$ de champ contre 7° de champ pour la fovéa d'un œil humain ! Pour compenser ce faible champ, l'araignée a développé une rétine complexe. Cette dernière peut se déplacer verticalement, horizontalement et en rotation, ce qui permet à l'araignée de balayer l'espace ou de suivre le déplacement d'une cible sans bouger. De plus, la rétine est disposée en 4 couches empilées, chacune ayant une sensibilité spectrale différente, ce qui apporte à l'araignée une bonne vision des couleurs ainsi qu'une bonne correction des aberrations de chromatisme longitudinal [27]. Ces différentes couches permettent aussi d'imager un objet à différentes distances et jouent ainsi le rôle d'un système d'accommodation actif. Afin d'assurer une bonne détection sur un large champ, la jumping spider a développé six yeux secondaires avec une résolution moins importante et qui sont répartis tout autour de sa tête. Ces yeux secondaires, qui assurent une fonction de veille, couplés avec les deux yeux principaux qui permettent de résoudre des détails fins, réalisent ainsi un système optique très compact et font de la jumping spider un prédateur redoutable. Un œil unique qui réaliserait ces deux tâches aurait un volume au moins 10 fois plus grand. La jumping spider, en développant un système visuel très original, a réussi à surmonter les limites dues à sa faible taille et dispose ainsi d'un des rapports performance/compacité les plus importants du monde animal. Cette conclusion nous amène donc tout naturellement à étudier plus en détail les systèmes multivoies !

2.3.3 Les systèmes multivoies.

L'étude de la vision des invertébrés, qui sont de véritables exemples vivants pour la miniaturisation des systèmes optiques, montre que ces derniers se sont détachés d'une vision monovoie pour développer une vision multivoie, soit en se dotant d'une multitude d'yeux (c'est l'exemple de l'araignée détaillé précédemment), soit en développant des yeux à facettes. Un œil à facettes est un système constitué d'une multitude de voies optiques orientées suivant différents axes optiques et s'appuyant sur une même rétine. Cette architecture est la plus populaire dans le monde des invertébrés. Les yeux à facettes peuvent être classés en deux catégories [15, 16, 12, 22, 24] : les yeux à facettes apposées (schéma F de la figure 2.6 page 24) et les yeux à facettes superposées (schémas G et H de la figure 2.6). Les yeux à facettes apposées consistent en une matrice convexe de lentilles, où chaque lentille focalise la lumière sur un petit groupe de photorécepteurs. En général, le nombre de photorécepteurs par voie est de 8, bien que ce nombre puisse varier entre 5 et 17 [29]. Chaque voie optique est isolée des autres voies et constitue un ommatidium. Un œil à facettes apposées typique dispose d'un millier d'ommatidia disposés suivant un arrangement hexagonal non uniforme et illustré au schéma A de la figure 2.10. La libellule (photo D de la

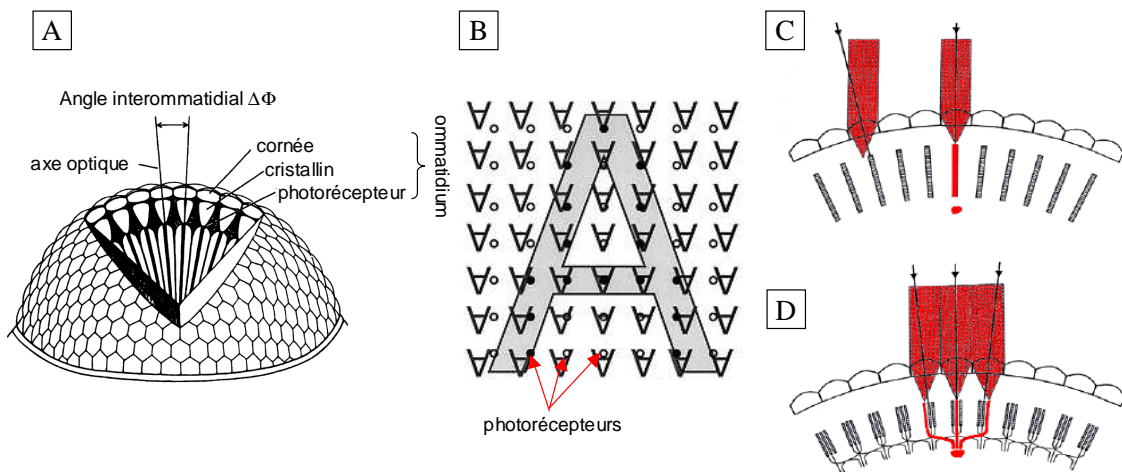


FIG. 2.10 – Illustration d'un œil à facettes apposées : (A) illustration de l'arrangement hexagonal des ommatidia [29], (B) illustration de la formation d'une image d'un œil à facettes apposées [30], (C) illustration du fonctionnement d'un œil à facettes apposées classique [12], (D) illustration du fonctionnement d'un œil à facettes apposées à superposition neurale [12].

figure 2.7 page 26) en possède plus de 10000 et fait ainsi partie des insectes ayant la meilleure résolution angulaire. Chaque ommatidium image une partie de la scène avec un grandissement

négatif. On obtient ainsi une quantité d'imagettes dans le plan de détection. Chacune des voies permet d'imager un point de la scène et l'apposition de tous ces points rend possible la reconstitution de la scène en entier avec un grandissement positif (alors que chacune des voies inverse l'image). Ce phénomène de moiré est illustré au schéma B de la figure 2.10. Chaque ommatidium visualise ainsi un petit angle solide de la scène qui est différent de celui des ommatidia voisines (voir schéma C de la figure 2.10). Les différents récepteurs de chaque ommatidium peuvent avoir des sensibilités spectrales ou polarimétriques différentes ou bien peuvent être arrangés suivant une superposition neurale [12]. Dans ce type d'architecture, chaque point de la scène est imagé séparément par plusieurs ommatidia voisines et superposé ultérieurement via la première couche de neurones (voir schéma D de la figure 2.10). Cette disposition se retrouve chez la mouche et permet à cet insecte d'augmenter la sensibilité de son système visuel sans pour autant réduire sa résolution angulaire. L'œil à facettes apposées est bien adapté aux insectes diurnes.

Les insectes nocturnes et les crustacés des profondeurs ont développé des yeux à facettes superposées. Cette architecture optique est aussi constituée d'une matrice convexe de lentilles, mais, contrairement aux yeux à facettes apposées, un espace vide sépare les optiques de la rétine convexe et les différentes voies optiques ne sont pas isolées permettant alors à un groupe de lentilles de contribuer à l'éclairage d'un même point de l'image. Cette astuce permet d'élargir la pupille des yeux composés à un diamètre supérieur à celui de l'optique d'une voie. Chaque voie observe alors une portion de la scène avec un grandissement positif et les imagettes ainsi produites se juxtaposent ou se combinent entre elles sur une rétine commune comme illustrée à la figure 2.11. En comparaison avec les yeux à facettes apposées, les yeux à facettes superposées

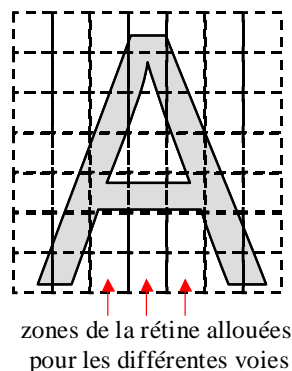


FIG. 2.11 – Illustration de la formation d'une image d'un œil à facettes superposées.

2.3. Le biomimétisme : l'apport de la vision des invertébrés.

sont plus sensibles grâce à cette pupille élargie. Cependant des aberrations dues à une mauvaise combinaison de la lumière des différentes facettes et similaires à une aberration sphérique font que la résolution du système est bien loin de sa limite de diffraction [31]. La résolution angulaire ne profite donc pas de cette pupille élargie et est au mieux équivalente à la résolution angulaire des yeux à facettes apposées.

D'une manière générale les yeux à facettes combinent les avantages d'un faible volume d'encombrement avec un large champ d'observation mais au prix d'une très faible résolution angulaire (inférieure typiquement à $0,25^\circ$ [12]). Cette faible résolution peut s'expliquer dans un premier temps par le fait que les yeux composés deviennent rapidement encombrants lorsque la résolution du système augmente, ce qui n'est pas compatible avec la taille des invertébrés. Pour illustrer ces propos, je vais rappeler la relation qui relie $IFOV$ avec l'encombrement du système. La résolution angulaire d'un œil composé peut être estimée à partir de l'équation 2.12 page 16 [12]. L'étude de la structure des ommatidia des insectes montre qu'en général les photorécepteurs ont la même dimension que la tache de diffraction produite par le système optique. En prenant $N = f/\phi_s$, l'équation 2.12 devient :

$$IFOV = 1,7 \frac{\lambda}{\phi_s}. \quad (2.23)$$

Le diamètre ϕ_s des facettes est lié à l'angle interommatidial $\Delta\Phi$ et à l'encombrement du système optique représenté par le rayon r_E de la structure convexe :

$$\phi_s = r_E \Delta\Phi. \quad (2.24)$$

Land a établi qu'idéalement $IFOV = 2\Delta\Phi$ [12]. On obtient ainsi la relation qui relie l' $IFOV$ et l'encombrement du système de rayon r_E :

$$IFOV = \sqrt{3,4 \frac{\lambda}{r_E}}. \quad (2.25)$$

L'équation 2.25 montre que la résolution angulaire est inversement proportionnelle à la racine de l'encombrement pour un œil à facettes apposées, contrairement à la résolution angulaire d'un œil simple qui est inversement proportionnelle à l'encombrement du système, en raisonnant à N constant (voir l'équation 2.10 page 15). L'œil à facettes apposées n'est donc pas idéal pour

obtenir une grande résolution angulaire car cette architecture devient très rapidement encombrante. Les systèmes mono-voie seront donc préférés pour les très hautes résolutions angulaires. Deuxièmement, cette faible résolution peut être aussi justifiée par le fait que les neurones ont une taille limite et que leur petit cerveau ne leur permet pas alors d'analyser trop de points dans le champ. Enfin, il faut savoir que toute leur énergie n'est pas allouée à la vision ! Une mouche, par exemple, alloue environ 8 % de son énergie pour sa vision [32] ce qui limite les capacités de traitement de la scène. Malgré cette faible résolution, ces architectures sont un très bon compromis pour l'environnement de ces insectes en terme de rapport qualité optique / énergie allouée. En effet, ces architectures leur permettent de se déplacer dans un environnement en 3D, de trouver de la nourriture et de détecter les différents dangers. De plus, cette faible résolution angulaire est contrebalancée par d'autres fonctionnalités comme la détection rapide de mouvements et la détection de la polarisation. Ainsi, de telles architectures pourraient facilement trouver des applications dans la navigation de petit drone ou la surveillance. Ce sont en effet des applications qui requièrent davantage un grand champ d'observation et une rapidité d'exécution qu'une bonne résolution. Cependant, si l'on souhaite une meilleure résolution, une autre architecture compacte doit être trouvée.

Il existe dans la nature une architecture, classée dans la catégorie anormale [12], qui semble rompre avec les règles données par les yeux à facettes. Ce système visuel peu commun est porté par le mâle de l'espèce *Xenos Peckii* (voir photo E de la figure 2.7 page 26) et a peut être été porté par l'espèce des Tribolites. Cet œil à facettes est fait d'une matrice convexe de larges lentilles, où chaque voie optique réalise sa propre image inversée sur sa propre rétine concave [32, 33]. Ce système optique est illustré au schéma A de la figure 2.12. Les différentes imagettes sont retournées au niveau des nerfs optiques puis rassemblées pour former une image complète [33], si bien que la formation de l'image peut s'apparenter à celle de l'œil à facettes superposées et qui est illustré à la figure 2.11 page 30. Cette architecture peut être considérée comme étant le pont qui sépare l'œil simple, dont le plan de détection est de structure concave, avec les yeux à facettes de structure convexe. Les lentilles plus larges de cette architecture permettent au système optique d'être plus sensible et de contenir plus de photorécepteurs, augmentant ainsi la résolution angulaire du système. En effet, on peut comparer le *Xenos Peckii* à un insecte de taille

2.3. Le biomimétisme : l'apport de la vision des invertébrés.

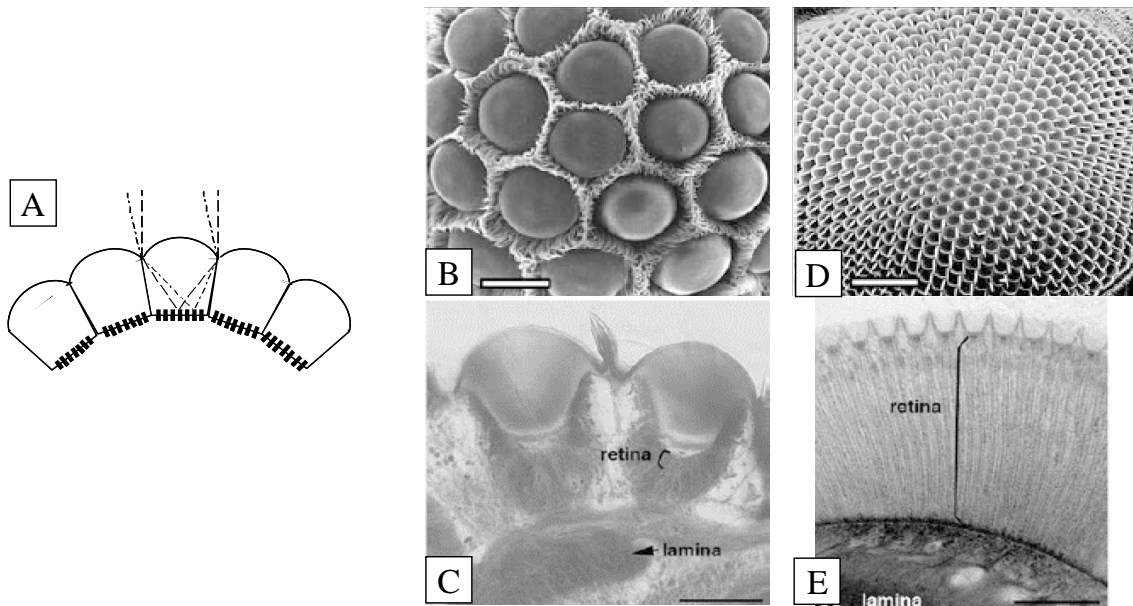


FIG. 2.12 – Illustration du système visuel du *Xenos Peckii*. (A) schéma de l'œil ; comparaison entre l'œil du *Xenos Peckii* (B et C) et l'œil à facettes apposées de la mouche *Drosophile* (D et E) [32].

équivalente qui est la mouche drosophile. Cette comparaison est illustrée aux photos B, C, D et E de la figure 2.12. Le *Xenos Peckii* possède environ 50 yeux avec une centaine de photorécepteurs pour chaque œil, soit environ 5000 points résolus. La mouche *Drosophile* possède 700 ommatidia résolvant chacune un point de la scène, soit 700 points résolus. Cette comparaison montre bien que la vision du *Xenos Peckii* est plus avantageuse que les autres yeux à facettes.

Il faut dire que le mode de vie hors norme du mâle *Xenos Peckii* justifie un système visuel très coûteux en ressource. Le *Xenos Peckii* est un parasite de la guêpe dont le mâle sort de son hôte pour trouver une femelle dans les quelques heures qui lui restent à vivre. Cette dernière reste cependant dans le corps de son hôte et seulement un petit appendice dépasse du corps de la guêpe. Ainsi pour résumer, le seul objectif du mâle est de trouver une femelle à peine discernable en quelques heures. Cette mission justifie que le mâle *Xenos Peckii* accorde autant d'importance à sa vision et alloue 75 % de son cerveau à sa vision ! Ce type de vie reste assez exotique dans le monde animal et peu d'invertébrés pourraient se permettre un tel système visuel. Le champ d'observation de chaque œil est de 33° tandis que l'angle entre deux yeux adjacents est de 27° . On constate ainsi que le *Xenos Peckii* alloue une petite zone de recouvrement entre les voies voisines. Chaque œil a un nombre d'ouverture N égal à 0,68 (obtenu à partir de la formule $N = f/\phi_s$,

sinon $N = 0,84$ à partir de l'équation 2.1 page 12) et un $IFOV$ estimé à $2,6^\circ$ [32]. Cette valeur est à comparer avec l' $IFOV$ de la mouche *Drosophila* qui vaut 5° [12].

L'architecture multivoie constitue une rupture par rapport à la conception classique car l'information de la scène est répartie suivant une multitude d'yeux à la place d'un seul œil. Sanders, dans la référence [29], a proposé une comparaison conceptuelle de la résolution angulaire en fonction de l'angle de champ entre une lentille simple et une matrice convexe de lentilles. Cette comparaison est illustrée à la figure 2.13. L'allure de ces courbes ne peut être qu'arbitraire car

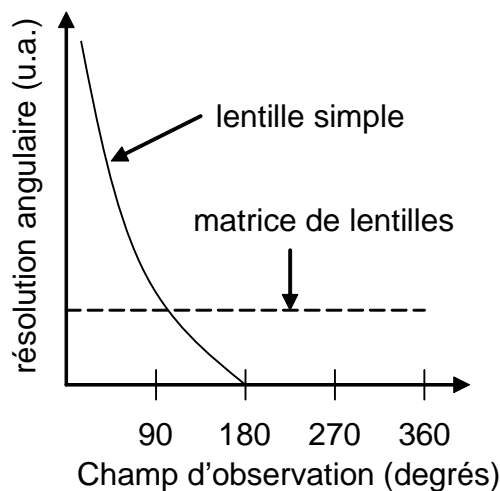


FIG. 2.13 – Comparaison de la résolution angulaire en fonction du champ d'observation entre une lentille simple et une matrice convexe de lentilles.

l'allure exact de ces dernières serait liée par de nombreux paramètres qui varieraient suivant l'application visée. Ce graphe met cependant en avant les avantages et inconvénients des architectures monovoies et multivoies. Pour un encombrement équivalent, l'architecture monovoie permet d'obtenir la meilleure résolution angulaire grâce à une pupille plus large. Cependant, cette architecture devient rapidement complexe et encombrante si l'on souhaite obtenir une bonne résolution angulaire sur un large champ comme nous l'avons vu à la section 2.2 page 19. Si les aberrations hors axes ne sont pas corrigées, alors cette résolution angulaire diminue en fonction du champ d'observation. De plus, il est quasiment impossible d'obtenir un champ supérieur à 180° avec une telle architecture. Au contraire, l'architecture multivoie permet d'imager très simplement de très grands champs pouvant être supérieurs à 180° . Par exemple le système de vision d'une libellule (photo D de la figure 2.7 page 26) permet d'obtenir simplement un champ de

2.3. *Le biomimétisme : l'apport de la vision des invertébrés.*

vision de 360° . La simplicité des voies optiques est liée au fait que la scène entière est divisée en petites zones qui sont imagées par des systèmes optiques ayant un faible champ d'observation associé à peu de points résolus et dont les aberrations peuvent être ainsi corrigées simplement. Cette astuce permet donc d'obtenir une résolution angulaire constante pour tout le champ, ce qui est idéal pour des applications de pilotage. Cependant, pour un encombrement équivalent, cette architecture ne permet pas à ces voies optiques d'avoir une ouverture aussi grande que celle des systèmes monovoies. Il en résulte alors une résolution angulaire moindre, si l'on part du principe que la résolution angulaire est limitée par le système optique et non par la dimension des récepteurs.

L'architecture multivoie confère aussi une très grande modularité aux systèmes optiques qui n'est pas toujours accessible dans le cas d'un système monovoie. En effet, cela est dû principalement au fait que la géométrie d'un œil à facettes est flexible. En modifiant la répartition des ommatidia et leur ouverture, les invertébrés peuvent ainsi adapter leur vue pour que certaines régions de l'espace soient mieux résolues que d'autres, ce qui leur permet de s'adapter à l'environnement dans lequel ils évoluent [29]. Il est même possible pour deux ommatidia situées dans des régions bien séparées de voir le même angle de champ. Enfin, les différents récepteurs contenus dans un même ommatidium et visualisant un même angle de champ, peuvent se spécialiser à différentes sensibilités spectrales et polarimétriques, apportant à l'invertébré une grande diversité d'information [12]. Ces options apportent une grande flexibilité dans l'analyse des images et multiplie grandement les possibilités de traitements parallèles. En effet, l'analyse des images est souvent réalisée très tôt dans le processus de vision des invertébrés ce qui permet ainsi d'envoyer aux cerveaux un flux de données simplifié car pré-analysé.

La mante des mers (photo B de la figure 2.7) est l'invertébré qui illustre le mieux cette modularité [34]. Bien qu'une grande partie de ses yeux consiste en un arrangement hexagonal classique d'ommatidia, il existe une bande de six rangées d'ommatidia spécialisés qui se trouvent à l'équateur de chaque œil. Ces rangées ont des spécialisations différentes pour l'analyse spectrale et polarimétrique. La mante des mers peut discerner 8 bandes spectrales étroites différentes auxquelles s'ajoutent des récepteurs sensibles aux ultra-violets. Cette dernière est aussi sensible aux deux polarisations linéaires complémentaires et même à la polarisation circulaire. La combinaison

Chapitre 2. État de l'art : vers une rupture de la conception optique classique.

des différentes sensibilités spectrales avec les différentes sensibilités polarimétriques permet à la mante des mers de récolter 16 teintes différentes de la scène et d'établir des cartes de contraste adaptées à telle ou telle cible. Enfin, la bande médiane divise l'œil en deux groupes égaux d'ommatidia. La plupart des ommatidia de ces hémisphères partagent un même angle de champ avec un ommatidium de l'autre hémisphère, ce qui donne la possibilité d'une vision stéréoscopique à l'ensemble. Les yeux de la mante des mers scannent la scène avec des mouvements complexes, d'une part pour "peindre" la scène en couleur et en polarisation, et d'autre part pour créer un flot optique dans lequel les objets lointains se déplacent plus lentement que les objets proches. La mante des mers a ainsi développé un système visuel très complexe, faisant de cet animal un redoutable chasseur.

D'un point de vue radiométrique, l'équation 2.17 page 17 montre que pour une scène étendue, les invertébrés ont une sensibilité radiométrique équivalente à celle des vertébrés utilisant des architectures monovoies. Cependant les invertébrés ont une sensibilité radiométrique inférieure pour la détection de points sources non résolus car, comme le suggère l'équation 2.18 page 17, l'ouverture des différentes voies de l'œil à facettes est inférieure à l'ouverture d'un système monovoie de même encombrement.

En conclusion, la principale propriété des systèmes multivoies est de pouvoir répartir l'information contenue dans une scène suivant plusieurs voies optiques. Cette répartition peut être spatiale, spectrale, polarimétrique. Nous verrons par la suite qu'elle peut être aussi utilisée pour répartir le contenu des hautes fréquences spatiales suivant les différentes voies. La possibilité de répartir différents types d'information confère à ces architectures une grande modularité donnant la possibilité d'analyser en parallèle les caractéristiques de l'image.

2.3.4 Les systèmes spécialisés.

La démarche biomimétique peut être astucieusement menée par le concepteur en optique et pas uniquement par le systémier. Cette démarche permet en effet une économie de temps et de ressources en concevant le plus simplement et efficacement possible l'architecture optique qui répond au mieux à une application donnée. Par exemple, certains poissons des profondeurs ont volontairement réduit les performances de leur vision afin de limiter les fausses alertes et

2.3. Le biomimétisme : l'apport de la vision des invertébrés.

les déplacements inutiles [35]. La vision des très grandes profondeurs est surtout adaptée à la détection de points lumineux issus de la bioluminescence de certains animaux. Cependant, augmenter la pupille des yeux pour pouvoir détecter un point lumineux à une très grande distance n'est pas forcément utile au prédateur car au moment où celui-ci s'approchera de la zone de détection, la proie aura déjà disparu ! Le compromis dû à l'évolution tient donc compte du "bilan de portée" et des yeux disposant d'une pupille plus petite sont plus avantageux dans le domaine des grandes profondeurs car ils seront peu sensibles aux points lumineux se situant à des distances inaccessibles. Cet exemple montre bien que répondre à une application donnée n'équivaut pas nécessairement à obtenir la meilleure performance d'un système optique. La bio-attitude peut être ainsi vue comme une approche système !

Cette démarche peut être particulièrement intéressante pour la conception de senseurs spécialisés dédiés à l'extraction d'une seule information visuelle. Par exemple, la coquille Saint-Jacques (photo A de la figure 2.7 page 26) a choisi pour sa fonction de veille une multitude de petits senseurs simples, de faible résolution ($IFOV = 1,6^\circ$), et répartis sur différents champs d'observation. Ces senseurs sont constitués d'un miroir situé après la rétine et d'une lentille très asphérisée ayant la même fonction que les lames de Schmidt placées au niveau de la pupille d'un télescope à miroir et permettant de corriger les aberrations sphériques. Cette architecture focalise au niveau de la partie supérieure de la rétine. Un schéma anatomique d'un œil de la coquille Saint-Jacques est donné à la figure 2.14. L'utilisation d'un miroir permet de replier le

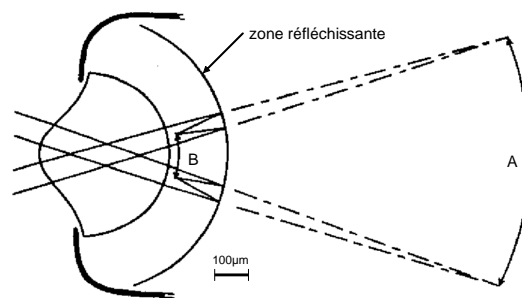


FIG. 2.14 – Schéma anatomique d'un œil de la coquille Saint-Jacques. La lentille forme une image intermédiaire au niveau du plan A qui est ensuite imagée par le miroir dans le plan B. [12]

chemin optique du senseur et donc de le compacter. Néanmoins, cette architecture ne permet pas d'obtenir une vision nette de la scène du fait qu'une partie du trajet optique traverse la

Chapitre 2. *État de l'art : vers une rupture de la conception optique classique.*

rétine et est donc absorbée en partie par cette dernière. Cette architecture est cependant assez sensible pour détecter des variations de luminosité. En effet, la partie supérieure de la rétine (partie où se forme l'image) est sensible aux extinctions de lumière tandis que la partie inférieure est sensible aux apparitions de lumières. Cette fonction visuelle permet ainsi de détecter de fortes variations de luminosité correspondant à l'absence ou à la présence d'un prédateur. La coquille Saint-Jacques a donc adopté un système visuel économique et compact spécialisé à la détection de dangers. Nous voyons dans cet exemple que le critère le plus important pour un système de veille est surtout un champ d'observation très important plutôt qu'une très bonne résolution.

Dans le domaine de micro-drones, les contraintes d'encombrement font que les méthodes classiques mesurant la position et l'orientation de ces drones ne peuvent être utilisées. Pour répondre à cette contrainte, de nouveaux types de senseurs optiques s'inspirant du système visuel des insectes se développent [36]. La figure 2.15 A, illustrant les différents capteurs sensoriels "à bord" d'un insecte ailé, suggère que la vision joue un rôle important pour les attitudes aériennes. En effet, l'étude de la navigation des insectes a montré que ces derniers utilisent des informations visuelles pour décoller, atterrir, contrôler l'altitude, stabiliser leur position de vol, éviter les obstacles, détecter, ainsi que reconnaître les zones d'intérêt d'une scène et poursuivre des cibles à haute vitesse. Par exemple, ces derniers ont développé une manière simple et visuelle pour régler leur vitesse en fonction de la hauteur les séparant du sol. Cette impression visuelle leur permet par exemple de s'adapter aux turbulences atmosphériques et de réaliser un atterrissage en douceur. Ils maintiennent en effet la vitesse angulaire du sol constante qui est déterminée grâce à la vitesse de défilement des détails du sol. La vitesse angulaire est donnée par la relation $w = v_x/h$, où v_x représente la vitesse horizontale de l'insecte et h la hauteur séparant ce dernier du sol. Les différents paramètres sont illustrés à la figure 2.15 B. Cette impression visuelle peut être considérée comme un régulateur de flot optique. Le flot optique décrit les vecteurs de vitesse angulaire des différents objets d'une scène lors d'un déplacement. Ainsi lors de l'atterrissage, la hauteur h diminue entraînant ainsi la diminution de la vitesse v_x qui permet alors un atterrissage en douceur. Cette astuce assure aussi à l'insecte une hauteur constante par rapport au sol quand l'altitude du terrain varie. Les insectes ont aussi tendance à voler plus bas et moins vite en cas de vent contraire, ce dernier contribuant à diminuer la vitesse v_x et donc la hauteur h .

2.3. Le biomimétisme : l'apport de la vision des invertébrés.

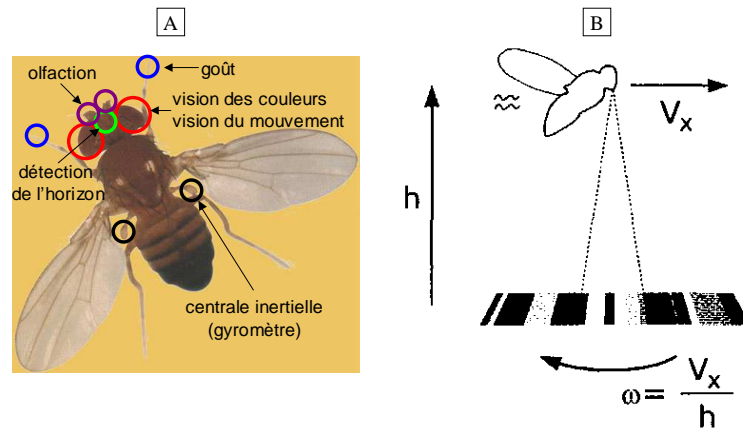


FIG. 2.15 – (A) Illustration des capteurs sensoriels "à bord" d'un insecte ailé. (B) Le flot optique ventral perçu par l'insecte volant à une vitesse horizontale v_x et une hauteur h est la vitesse angulaire w .

Ce régulateur de flot optique permet aux insectes de réaliser simplement toute une série de manœuvres complexes sans avoir à mesurer la hauteur du sol, sa vitesse horizontale, ascendante ou descendante, ainsi que la vitesse du vent. Un régulateur de flot optique pourrait remplacer toute sorte d'instruments de mesures dédiés au pilotage comme le badin, l'altimètre ou le variomètre [37, 38].

2.3.5 Les premiers systèmes optiques s'inspirant de la vision des insectes.

L'étude de la vision des invertébrés montre bien que les caméras et les yeux biologiques obéissent aux mêmes lois physiques. C'est donc plutôt la chimie que la physique qui distingue la biologie de la technique. En effet, la différence vient des matériaux : les lentilles biologiques sont constituées de protéines plutôt que de verres et les miroirs biologiques sont constituées de multicouches de guanine plutôt que d'argent ou de multicouches de matériaux d'indices différents. Cette différence fait que la nature privilégie des composants comme les optiques à gradient d'indice et les rétines courbes qui sont pour le moment délicats à obtenir avec les matériaux utilisés pour réaliser les composants optiques et les détecteurs. Il en résulte qu'il ne sera pas possible de copier la nature mais simplement de s'en inspirer.

La vision des invertébrés propose ainsi avec ses architectures multivoies originales une rupture dans la conception de nos systèmes optiques. Plusieurs équipes ont ainsi proposé de combiner une multitude de caméras bas coût afin d'améliorer les performances optiques globales du sys-

tème [39]. Parallèlement, des équipes ont cherché à profiter des progrès dans le domaine des microtechnologies pour fusionner ces caméras et réaliser des systèmes compacts s'inspirant de la vision des invertébrés. La réflexion sur les systèmes multivoies artificiels s'est portée dans un premier temps sur la manière de répartir l'information spatiale suivant plusieurs voies. Cette réflexion a été menée par Sanders [29] dès les années 90. En particulier, ce dernier a évalué les performances du concept d'œil à facettes apposées en tenant compte des différences entre les ommatidia naturelles et artificielles. Les premières réalisations de systèmes à facettes apposées artificiels ont été proposées à cette même époque [40, 41]. Ces premiers systèmes consistaient en l'assemblage d'une matrice de photodiodes, d'une matrice de trous et d'un groupe de lentilles à gradient d'indice. A chacune des voies est associé un pixel. La matrice de trou permet de diminuer artificiellement la dimension de la photodiode et définit ainsi l'*IFOV* du système. Ces systèmes se basent ainsi sur une formation d'images de type œil à facettes apposées illustrée à la figure 2.10 page 29. Néanmoins, la dimension de ces lentilles (1 mm de diamètre [41]) et la nécessité de les assembler une à une [40] limitent la compacité de ces systèmes et la possibilité d'avoir un grand nombre d'ommatidia. Les performances des systèmes réalisés par Ogata [40] et Hamanaka [41] sont données au tableau 2.2 page 42. Le système réalisé par l'équipe d'Hamanaka [41] est illustré au schéma A de la figure 2.16. Ce n'est que récemment, grâce aux progrès des microtechnologies (comme la possibilité de réaliser des matrices de microlentilles) et à la généralisation des détecteurs matriciels, que de véritables micro-systèmes s'inspirant de la vision des animaux ont pu être proposés. L'exemple le plus frappant en terme de progrès en micro-technologies est la réalisation par l'équipe de Jeong d'un œil apposé artificiel de structure convexe [42]. Ce système est illustré au schéma B de la figure 2.16. Il a été réalisé grâce à des méthodes de réplication de polymères associées à des méthodes d'auto-alignement et d'auto-gravure des éléments optiques dans une résine photo-sensible [43, 42]. Cet œil apposé de dimension comparable à celle d'un œil d'abeille possède des ommatidia artificielles ayant une structure comparable aux ommatidia naturelles, à savoir une micro-lentille suivie d'un cône focalisant puis d'un guide d'onde. Cet œil artificiel s'il était relié à une matrice convexe de détecteurs aurait les performances données au tableau 2.2 page 42. La réalisation d'un détecteur courbe reste cependant encore délicate. En pratique, les concepteurs en optique préfèrent utiliser des composants sur étagère comme des matrices de lentilles planes et des détecteurs plans. Nous verrons par la suite que le développement

2.3. Le biomimétisme : l'apport de la vision des invertébrés.

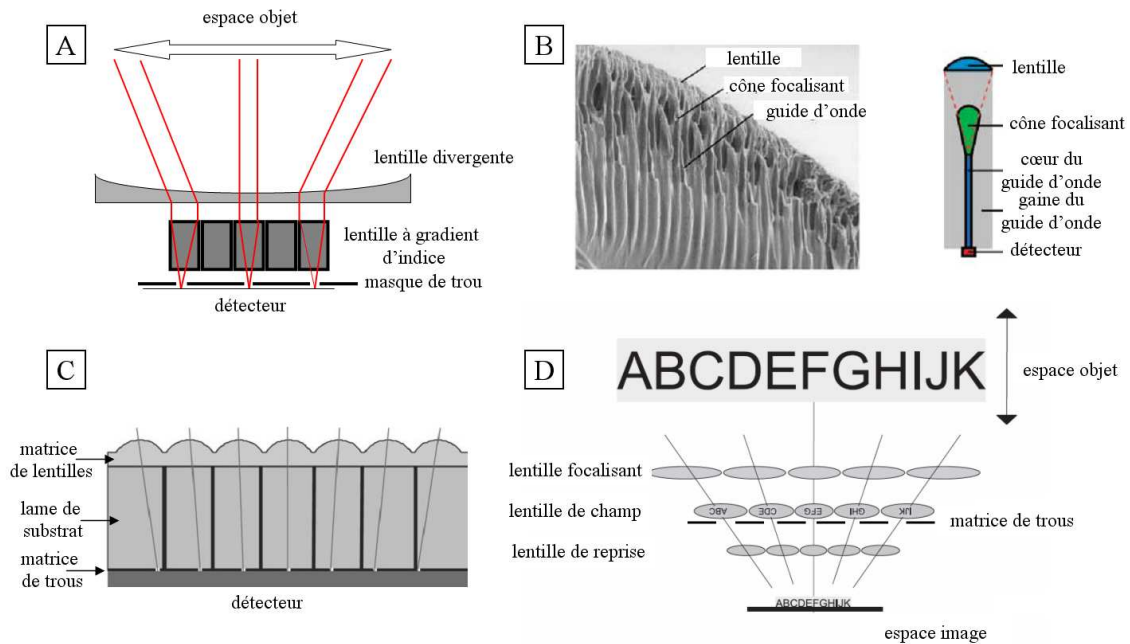


FIG. 2.16 – Illustration de quelques exemples de micro-systèmes s’inspirant de la vision des insectes, (A) système réalisé par l’équipe d’Hamanaka [41], (B) système réalisé par l’équipe de Jeong [42], (C) système APCO développé aux références [44, 45], (D) système CLEY développé à la référence [46].

de micro-systèmes s’inspirant de la vision des insectes à partir de composants planaires a permis de mettre en évidence différentes difficultés dans la mise en œuvre de systèmes multivoies. Des équipes allemandes et suisses ont à leur tour proposé des micro-systèmes planaires s’inspirant de l’œil à facettes apposées [44, 45] et de la vision du *Xenos Peckii* [46]. Ces systèmes sont respectivement illustrés aux schémas C et D de la figure 2.16. L’œil à facettes apposées artificiel, nommé APCO pour "APosition COmpound eye", a été réalisé à partir de la combinaison d’une matrice de micro-lentilles, d’une matrice de trous et d’un détecteur matriciel planaire. A chaque voie est associé un ou quelques pixels. Ce système forme ainsi une image à la manière de l’œil à facettes apposées illustrée à la figure 2.10 page 29. L’œil artificiel s’inspirant de la vision du *Xenos Peckii*, nommé CLEY pour "CLuster EYe", est la combinaison de trois matrices de micro-lentilles, d’un masque de trous au niveau de la matrice de lentilles centrale et d’un détecteur plan. Ce système forme une série d’imagelettes sur le détecteur de la même manière qu’un œil à facettes superposées ou que l’œil du *Xenos Peckii* (voir le schéma de la figure 2.11 page 30). Les performances optiques de ces deux systèmes sont rappelées au tableau 2.2. De manière plus anecdotique, deux systèmes s’inspirant de l’œil à facettes superposées ont aussi été proposés. La

TAB. 2.2 – Comparaison des différentes performances entre les systèmes s'inspirant de la vision des insectes

	Ogata [40]	Hamanaka [41]	Jeong [43, 42]	APCO [45]	CLEY [46]
nb voies	16×16	50×50	8370	130×130	8×3
section	$18 \times 18 \text{ mm}^2$	$50 \times 50 \text{ mm}^2$	= dim abeille	$9 \times 9 \text{ mm}^2$	$4,5 \times 0,5 \text{ mm}^2$
épaisseur	2,9 mm	6,5 mm	= dim abeille	216 μm	2 mm
FOV	$12,8^\circ$	$27,4^\circ$	180°	20°	$33^\circ \times 12^\circ$
IFOV	$0,8^\circ$	$1,5^\circ$ ($\Delta\Phi = 0,62^\circ$)	$4,4^\circ$ ($\Delta\Phi = 1,5^\circ$)	$0,67^\circ$	$0,3^\circ$

superlentille de Gabor peut être considérée comme un œil à facettes superposées car ce système est constitué d'une combinaison afocale de deux matrices de lentilles de pas différents. Grâce à cette différence de pas, les rayons d'un même point d'observation passant par différentes voies afocales convergent en un même point [47]. Un système optique dont les différentes voies sont des coins de cube réfléchissant et s'inspirant directement de l'œil de la crevette illustré à la photo G de la figure 2.7 page 26 a été conçu pour des applications de surveillances omnidirectionnelles [48]. Ces deux systèmes sont illustrés à la figure 2.17. De la même manière que les yeux à fa-

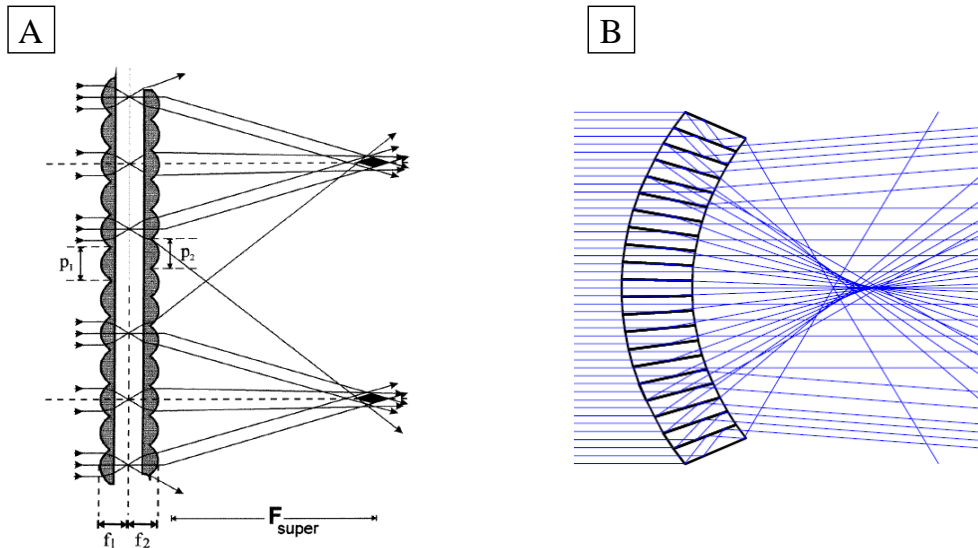


FIG. 2.17 – Illustration de quelques exemples de micro-systèmes s'inspirant de la vision des insectes, (A) superlentille de Gabor s'inspirant de l'œil à facettes superposées réfractif [47], (B) système s'inspirant de l'œil à facettes superposées réfractif réfléchissant [48].

cettes superposées, la mauvaise combinaison des rayons des différentes voies entraîne l'apparition d'aberrations dégradant considérablement les performances optiques des deux systèmes.

2.3. Le biomimétisme : l'apport de la vision des invertébrés.

Lorsqu'on souhaite réaliser un système s'inspirant de la vision des insectes, deux difficultés principales doivent être résolues. La première consiste à incliner l'axe optique des différents voies optiques et le plus souvent en utilisant des composants planaires. Plusieurs solutions ont été proposées dans la littérature. La première consiste à faire varier le pas de différentes matrices qui composent le système optique. La matrice de lentilles et la matrice de trous composant le système illustré à la figure 2.16 A ou bien le système APCO illustré à la figure 2.16 C ont des pas différents de manière à sélectionner un champ différent pour chacune des voies. Ce principe est aussi appliqué pour le système CLEY [46] où les trois matrices de lentilles ont un pas différent afin que chaque télescope qui compose ce système vise dans une direction différente. L'inconvénient majeur de cette méthode est que les optiques sont décentrées par rapport à l'axe optique, ce qui fait apparaître des aberrations d'excentrement ressemblant à des aberrations d'astigmatisme. L'utilisation de lentilles anamorphiques et elliptiques permettent de corriger ces aberrations au prix d'un arrangement matriciel des lentilles plus compliqué [46, 49]. Cette correction illustre cependant l'intérêt des systèmes multivoies pour les grands champs car une correction individuelle pour chacune des voies est possible. De plus, la référence [46] suggère qu'incliner l'axe optique de cette manière rend l'alignement de ce système plus compliqué. Deux autres solutions ont été proposées pour incliner l'axe optique des systèmes planaires. L'inclinaison des différents axes optiques peut être réalisée d'une part en plaçant une lentille divergente devant la matrice de lentille (voir le schéma A de la figure 2.16) [41, 50] et d'autre part en utilisant une matrice de défecteurs (par exemple une matrice de micro-prismes) placée soit devant les matrices de lentilles [30], soit incorporée à ces dernières [45] ou bien placée devant le détecteur [51] (voir la figure 2.18). Durant ma thèse, seul le système C de la figure 2.18 a été réalisé. Ces systèmes sont en effet délicats à mettre en œuvre d'une part à cause de la difficulté de réaliser une matrice de prismes et d'autre part à cause du problème du chromatisme induit par les prismes dans le visible. Je pense néanmoins que les architectures A et B de la figure 2.18 sont de bonnes solutions facilitant l'alignement des systèmes multi-voies tout en évitant d'avoir à corriger des aberrations d'excentrement.

La seconde difficulté à résoudre est la suppression du croisement d'information (*cross-talk*) entre les différentes voies dans le cas des systèmes s'inspirant des yeux à facettes apposées et

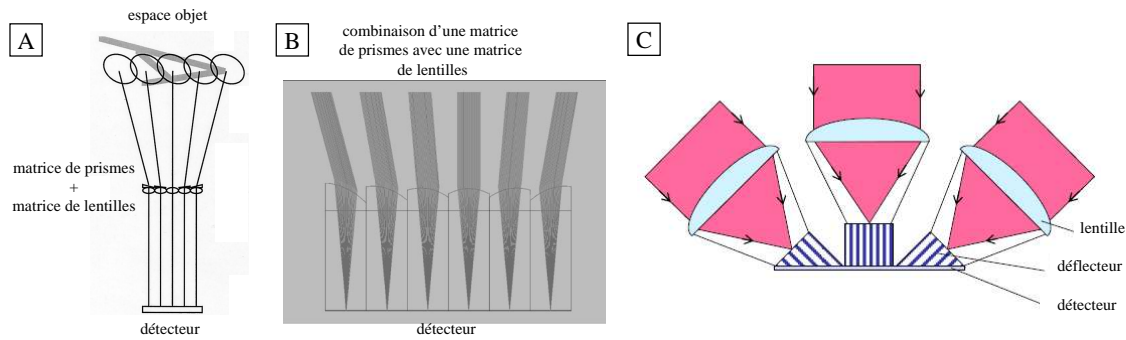


FIG. 2.18 – Illustration de l'inclinaison de l'axe optique avec une matrice de déflecteurs placée soit (A) devant la matrice de lentilles [30], soit (B) incorporée dans cette dernière [45] ou bien (C) placée devant le détecteur [51].

du Xenos Peckii. Ce croisement d'information peut en effet faire apparaître des images parasites dégradant ainsi considérablement la qualité de l'image. Pour les systèmes optiques ayant une courte focale, une matrice de murets placée entre la matrice de lentilles et le détecteur a été proposée pour limiter le champ de chaque voie [30, 45]. Lorsque la longueur focale du système est grande, réaliser des murs opaques à la fois fins et longs est délicat. Le système CLEY [46] propose à la place une combinaison optique pour limiter le champ sans avoir recours aux murets. Ce système est constitué d'une combinaison optique composée d'une lentille imageante, suivie d'une lentille de champ à laquelle est associé un masque, puis d'une lentille de reprise. Une image intermédiaire se forme au niveau de la lentille de champ et le masque sélectionne le champ voulu. Pour limiter le croisement d'information entre les quatre voies voisines, nous pouvons aussi citer l'utilisation de deux matrices de polariseurs [30], ces matrices étant constituées de mosaïques de polariseurs d'orientations orthogonales.

Pour les systèmes multivoies réalisant une série d'imagettes comme l'illustre la figure 2.11 page 30, une dernière difficulté s'ajoute ! Il s'agit en effet de partager soigneusement l'angle solide de la scène en plusieurs secteurs. Le cas idéal est bien sûr de diviser cette scène en secteurs adjacents afin d'éviter tout problème de recouvrement. Une bonne manière de diviser un demi-angle solide est de diviser ce dernier en unités hexagonales. Cette répartition est d'ailleurs couramment utilisée dans le monde des insectes. Cependant, cette répartition est surtout valable dans le cas de rétines courbées. La manière la plus simple de subdiviser un détecteur plan constitué d'un maillage cartésien de pixels est de le diviser en zones carrées. Or, ces zones carrées projetées

2.3. Le biomimétisme : l'apport de la vision des invertébrés.

dans l'espace objet ne permettent pas de diviser efficacement l'angle solide de la scène. Des zones de recouvrement doivent donc être prévues si l'on souhaite imagier l'ensemble de la scène sans lacunarité. Les images produites par le système CLEY montrent bien qu'en l'absence de zones de recouvrement, des zones aveugles apparaissent dans l'image. Ces zones aveugles sont illustrées à la figure 2.19.

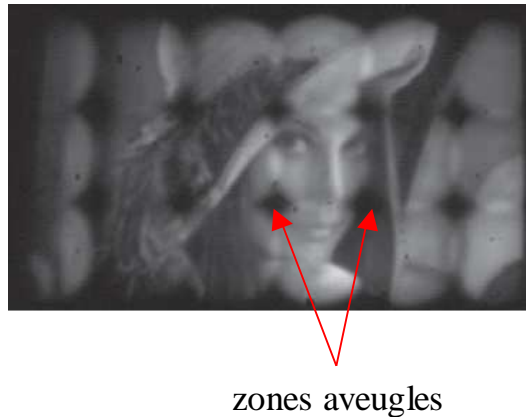


FIG. 2.19 – Illustration de l'apparition de zones aveugles dans une image obtenue avec le système CLEY [46].

Malgré l'extrême compacité du système APCO illustrée au tableau 2.2 page 42, je reste convaincu que le système CLEY possède une meilleure architecture qui exploite au mieux l'ensemble des pixels du détecteur. En effet, dans le cas du système APCO, chaque voie est associée à un pixel. Cependant, la dimension de l'optique doit être supérieure à la taille du pixel, d'une part à cause des effets diffractifs du système optique et d'autre part, à cause de la longueur focale liée à la valeur de l'*IFOV*. Si nous prenons le cas d'un système de longueur focale $f = 225 \mu m$ et d'ouverture $N = 2,5$, une optique de diamètre $\phi = 90 \mu m$ est nécessaire. La tache d'Airy de ce système est d'environ $1,5 \mu m$ pour une longueur d'onde $\lambda = 0,5 \mu m$. Si nous choisissons un détecteur classique de téléphone portable et de pas pixel $5 \mu m$, alors chacune des voies optiques contient 324 pixels. Si un seul pixel est utilisé par voie comme le suggère le concept APCO, alors dans cet exemple, nous n'utilisons que 0,3% de la capacité du détecteur ! Ceci explique en partie pourquoi le système a si peu de points résolus. Le système APCO dont les caractéristiques sont données au tableau 2.2 page 42 ne résout en effet que 101×101 points de la scène. Différentes astuces ont été proposées pour compenser cette perte de pixels, comme par exemple la possi-

Chapitre 2. État de l'art : vers une rupture de la conception optique classique.

bilité de mesurer un mouvement avec une résolution sub-pixel grâce au principe d'hyperacuité, principe utilisé par les insectes pour améliorer leur résolution angulaire [52]. Le principe d'hyperacuité profite du léger recouvrement des champs d'observations entre les voies adjacentes et ainsi de la variation d'intensité entre ces voies pour estimer la position d'un bord ou d'un point source avec une résolution subpixel. L'équipe de Brückner a ainsi réussi à gagner un facteur 10 en résolution pour mesurer des mouvements grâce à cette méthode [52]. Cependant, cette méthode n'améliore pas la résolution de l'image, limitant le système APCO à un détecteur de mouvement ultracompact. La deuxième astuce consiste à s'inspirer du principe de superposition neurale décrite à la sous section 2.3.3 page 29 afin d'augmenter la sensibilité du système tout en utilisant plus de pixels [53]. Cette astuce permet d'utiliser 9 pixels par voie au lieu d'un seul et de gagner un facteur 3 en sensibilité. En reprenant l'exemple décrit précédemment, c'est-à-dire le système constitué d'une matrice de lentilles de diamètre $\phi = 90 \mu m$ et de longueur focale $f = 225 \mu m$, il est possible d'utiliser 2,8% des pixels du détecteur! Cette méthode ne permet cependant toujours pas de gagner en résolution angulaire. L'architecture des yeux à facettes apposées semblent mieux convenir pour des structures convexes plutôt que planes, afin de limiter la perte de pixels. C'est donc tout naturellement que le système APCO évolue vers une structure convexe [54]. Pour le moment, le principal intérêt à retenir de ce système est la possibilité de réduire artificiellement la taille des pixels par un masque de trous permettant alors de surmonter les limites physiques imposées par le pixel. Ainsi, en utilisant des trous de diamètre inférieur à la tache de diffraction (dans le cas de notre exemple inférieur à $1,5 \mu m$), le système optique est limité par la diffraction de ses optiques et non plus par la taille du pixel. L'expression analytique de la fonction de transfert de modulation (FTM) de ce système a été déterminée à la référence [55]. Dans notre exemple, la réduction artificielle de la taille du pixel perd évidemment de son intérêt avec le développement de détecteurs ayant une taille pixel de $1,5 \mu m$ (prévision 2008 pour les CMOS visibles). Un système monovoie peut prendre alors la relève sur le système multivoie pour un encombrement équivalent.

La répartition de l'information spatiale de la scène n'est cependant pas la seule fonction que peut proposer un système multivoie. En effet, comme nous l'avons vu à la sous section 2.3.3 page 35, la modularité des systèmes multivoies peut être mise à profit pour décomposer l'information

2.3. Le biomimétisme : l'apport de la vision des invertébrés.

spectrale de la scène suivant les différentes voies. Plusieurs systèmes multispectraux et multivoies ont ainsi été proposés [56, 57]. Ces systèmes consistent à disposer un filtre spectral étroit différent devant chacune des voies optiques ou entre l'optique et le détecteur. De tel filtres sont le plus souvent moins onéreux qu'un filtre accordable. En général, chacune des voies optiques visualise la même scène en formant différentes imagerie sur le détecteur. Le principe de ces systèmes est illustré au schéma A de la figure 2.20. L'intérêt est de pouvoir acquérir simultanément des

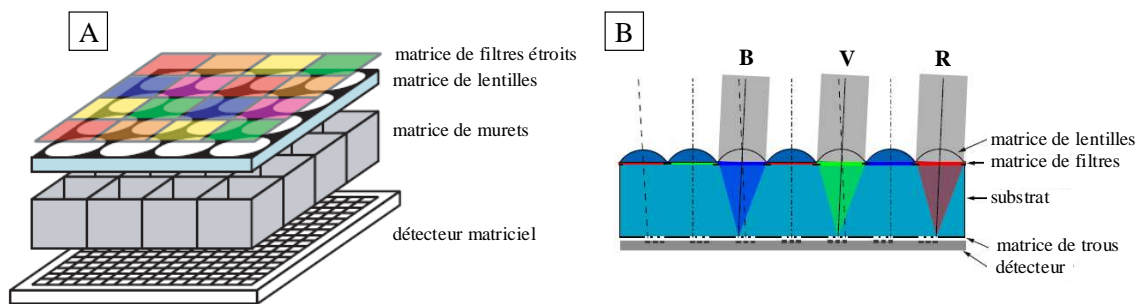


FIG. 2.20 – Illustration de la répartition spectrale sur plusieurs voies, (A) système multivoies multispectral où chaque voie visualise la même scène mais à une bande spectrale différente [56], (B) système APCO adapté à une imagerie couleur au standard RVB [53].

images de la même scène dans différentes bandes spectrales. Le nombre limité de filtres que peut supporter un tel système nécessite des connaissances *a priori* de la signature spectrale que nous souhaitons détecter. Un traitement de ces images multispectrales, couplé éventuellement à une connaissance *a priori* des signatures spectrales à détecter, permet alors de remonter aux informations spectrales de la scène. Ces systèmes sont cependant gourmands en pixels car le nombre de points résolus de l'image de la scène correspond à une sous partie du détecteur. Si nous souhaitons une image bien résolue, il faut utiliser un détecteur comprenant beaucoup de pixels. Une image en couleur au standard RVB peut être obtenue avec le système APCO. En effet, en utilisant le principe de la superposition neurale vu précédemment et en plaçant judicieusement les trois filtres au niveau des différentes voies optiques du système, nous pouvons parvenir à ce que chaque point de la scène soit imagé sous les trois couleurs comme l'illustre le schéma B de la figure 2.20 [53].

2.4 Le traitement d'images : vers une approche de co-conception des systèmes optiques.

La section 2.3 a démontré qu'aucune architecture optique ne domine dans la nature. Chaque architecture est le résultat d'un compromis prenant en compte le volume et l'énergie que l'animal peut s'accorder pour disposer de la vision la plus adaptée à son environnement. Cependant, il existe un point commun entre tous ces systèmes visuels : la formation de l'image dans la vision animale ne représente qu'une partie du système visuel qui utilise une grande quantité de traitements avant de donner à son hôte une impression visuelle de la partie "utile" de son environnement [12, 22, 58]. Cette impression visuelle permet ainsi à l'animal de se déplacer dans cet environnement, de chercher sa nourriture, de repérer un prédateur et de reconnaître un partenaire. La figure 2.21 illustre le processus de traitement réalisé par la mouche pour obtenir une impression du flot optique de la scène [59]. Nous constatons que de nombreux traitements

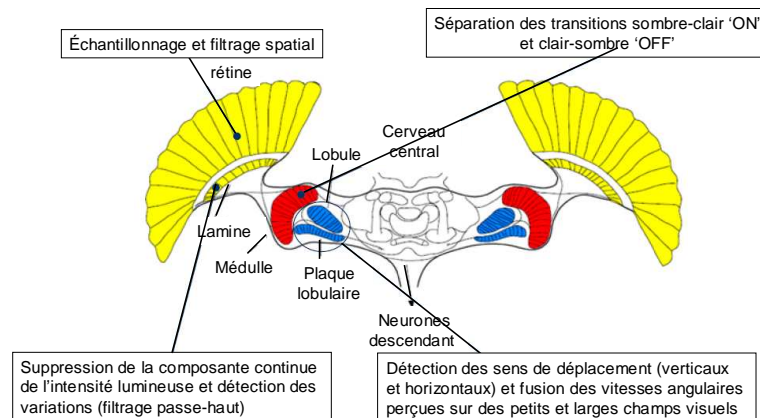


FIG. 2.21 – Illustration de la structure cérébrale de la mouche dédiée au traitement de l'information visuelle [59].

sont réalisés avant l'interprétation de cette impression par le cerveau central. Le traitement de l'image semble être ainsi une étape importante dans la présentation de l'information visuelle et son interprétation par rapport au contexte.

L'extraction de ces impressions visuelles constitue aussi un des objectifs recherchés dans la conception des systèmes optiques. Les systèmes optiques peuvent en effet être classés en trois catégories : il y a les systèmes d'imagerie qui produisent des images cosmétiques pour un observateur humain, les systèmes spécialisés qui permettent d'accentuer certaines caractéristiques de

2.4. *Le traitement d'images : vers une approche de co-conception des systèmes optiques.*

l'image et les systèmes fonctionnels qui récoltent différentes informations d'une scène. Comme nous l'avons vu précédemment, ces différentes catégories d'imagerie se retrouvent dans la vision animale dont certains des systèmes visuels sont dédiés à l'extraction d'un seul type d'information (comme les senseurs fonctionnels de la coquille Saint-Jacques décrits à la sous section 2.3.4 page 37). Cependant, les systèmes optiques sont classiquement représentés comme étant l'assemblage de trois modules distincts qui sont une architecture optique suivie d'un détecteur suivi éventuellement d'un traitement d'images. Ces trois modules font appel à des métiers différents et sont traditionnellement optimisés séparément. En effet, la conception optique optimise point par point la qualité d'une image, la conception d'un détecteur consiste à optimiser les performances des pixels et c'est seulement pendant le traitement d'image que les relations existantes entre les différents points de l'image sont exploitées. Ces optimisations séparées font qu'à chaque étage de conception, les modules peuvent être sur-spécifiés, ce qui entraîne une augmentation de la complexité du système et de son encombrement. Les récentes avancées sur la compréhension de l'information contenue dans une image peuvent être mises à profit pour poursuivre la miniaturisation des systèmes optiques. Ainsi, les systémiers mettent au point une démarche de co-conception qui, contrairement à l'approche classique, consiste à concevoir un système optique comme un extracteur d'informations visuelles plutôt qu'un imageur. Cette approche cherche à optimiser un système optique dans sa globalité en confrontant au même moment les performances apportées par l'optique, le détecteur et le traitement d'images, tout en tenant compte des différentes contraintes comme l'encombrement, le poids, la puissance consommée et le coût [60, 61]. Cette approche considère le traitement d'images comme partie intégrante du processus de formation de l'image et non comme une option que l'on rajoute pour corriger une image ou exploiter cette dernière. Cette démarche est très prometteuse car une majorité de systèmes optiques devront être autonomes plutôt qu'être adaptés à une interprétation humaine [62]. Dans le domaine de la miniaturisation et de la simplification des systèmes optiques, la démarche de co-conception propose des solutions répondant à certaines des difficultés évoquées à la section 2.2 page 17.

2.4.1 Imagerie combinée.

La sous section 2.3.3 page 34 a montré que la combinaison d'une multitude de systèmes optiques permet d'obtenir un système grand champ avec une résolution angulaire constante. Un tel système, s'il était monovoie, serait plus complexe et plus encombrant. Cette astuce s'intègre dans une thématique plus vaste que j'appelle imagerie combinée. Cette thématique cherche à combiner des informations visuelles obtenues par plusieurs caméras bas coût afin d'égaliser voir de dépasser les performances et les fonctionnalités d'une camera monovoie de meilleure qualité et plus encombrante [39]. Par exemple, cette approche a été proposée pour obtenir des systèmes optiques très ouverts et limités par la diffraction à partir de seulement deux étages d'optiques. L'idée consiste à combiner un étage monovoie collectrice du flux avec un étage multivoie corrigeant localement les aberrations optiques [63]. Les différentes imageries de la scène doivent cependant être combinées par un traitement d'images. L'imagerie combinée donne aussi la possibilité de traiter en parallèle les informations contenues dans la scène et contribue ainsi à augmenter la rapidité d'analyse du système (la vision de la mante des mers décrite à la sous section 2.3.3 page 35 illustre cette approche). L'imagerie combinée est donc un outil très intéressant qui peut être mis à profit dans une démarche de co-conception.

Superrésolution.

L'imagerie combinée peut nous aider par exemple à augmenter le nombre de points résolus d'un système optique miniaturisé. En effet, nous avons vu que la résolution angulaire de ces systèmes est essentiellement limitée par l'échantillonnage du détecteur matriciel. Les algorithmes de superrésolution nous aideront à nous affranchir de cette limitation, permettant ainsi de nous rapprocher des performances liées à l'architecture optique [64]. Les algorithmes de superrésolution utilisent une série d'images sous-échantillonnées pour obtenir une image avec une meilleure résolution. La superrésolution s'appuie en effet sur le théorème d'échantillonnage de Papoulis [65]. Celui-ci établit qu'un signal à support borné peut être complètement et parfaitement restauré à partir de l'acquisition de M signaux non-redondants sous échantillonnés d'un facteur $1/M$ par rapport au critère de Nyquist établi pour l'échantillonnage correct du signal. Deux signaux sont non-redondants si le repliement des hautes fréquences sur les basses fréquences est différent d'une image à l'autre. Cependant, dans le domaine de l'imagerie, les hautes fréquences seront

2.4. *Le traitement d'images : vers une approche de co-conception des systèmes optiques.*

pondérées par la FT du pixel (voir la section 2.1 page 15) et le facteur M sera nécessairement limité. Nous avons vu dans la section 2.2 page 20 que lorsque l'encombrement d'un système est réduit d'un facteur M , tout en maintenant N , FOV et la dimension du pixel constants, la surface image et la résolution angulaire diminuent respectivement d'un facteur M^2 et M . L'approche multivoie issue de la vision des invertébrés combinée au principe de la superrésolution permet de compenser la diminution de ces deux paramètres. En effet, en multipliant le nombre de voies optiques d'un facteur M^2 et en formant M^2 images sous-échantillonnées et non-redondantes de la même scène, la combinaison de ces M^2 images pourrait nous permettre d'obtenir idéalement un gain d'un facteur M en résolution. Le principe de la co-conception est donc de combiner un système multivoie avec un algorithme de superrésolution pour miniaturiser le système optique, sans perdre en résolution angulaire. En effet, le système multivoie décrit précédemment peut être équivalent à un système monovoie M fois plus encombrant. Il ne s'agit pas de sélectionner les quelques images optimales d'une séquence vidéo produite par un système classique mais de concevoir une architecture optique et un détecteur qui vont produire directement et uniquement les bonnes images, maximisant ainsi les performances de l'algorithme de superrésolution. Cette démarche de co-conception a abouti au concept TOMBO développé dans le domaine du visible par une équipe japonaise [30] et repris par la suite dans le domaine du LWIR par une équipe américaine [66, 67]. Les performances des différents systèmes TOMBO réalisés sont données au tableau 2.3. Un système TOMBO classique est constitué d'une matrice de lentilles suivie d'une

TAB. 2.3 – Comparaison des performances de différents systèmes TOMBO.

	TOMBO visible [30]	TOMBO visible [68]	TOMBO IR [66, 67]
nb voies	32×25	6×6	3×3
section	$8 \times 6,25 \text{ mm}^2$	$3 \times 3 \text{ mm}^2$	$1,3 \times 1,3 \text{ mm}^2$
épaisseur	$0,65 \text{ mm}$	$1,3 \text{ mm}$	$2,3 \text{ mm}$
FOV	22°	22°	17°
$IFOV$	$0,97^\circ$	$0,16^\circ$	$0,9^\circ$

matrice de murets utilisée pour éviter la communication entre les différentes voies. Le système TOMBO et l'acquisition d'une image superrésolue par ce système sont illustrés à la figure 2.22. La non-redondance des images est obtenue grâce à un décalage subpixel entre les différentes images, ou, dit autrement, grâce à un pas de la matrice de lentilles non multiple du pas des pixels du

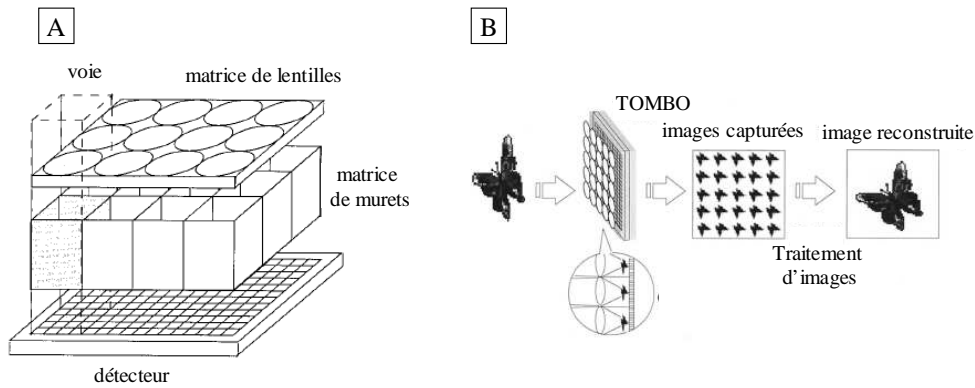


FIG. 2.22 – (A) Illustration du système TOMBO, (B) acquisition d'une image super-résolue à partir du système TOMBO [68].

détecteur. La démarche de co-conception consiste alors à bien définir ce décalage pour obtenir la meilleure non-redondance des images. Un tel système permet ainsi de réaliser une répartition fréquentielle de l'information entre les différentes voies, ce qui élargit le panel des applications des systèmes multivoies décrits à la section 2.3 page 24. En effet, la périodisation se traduit par un espace de Fourier discret : les fréquences de l'image sont séparées d'une longueur $1/p$, où p est la période des images. La non redondance des images permet aux hautes fréquences de se replier sur des zéros entre les basses fréquences. De nombreuses méthodes de traitement d'images ont été proposées pour récupérer ces hautes fréquences. La plupart de ces traitements d'images [30, 67, 69, 70] se ramènent à un problème inverse qui consiste à lier les différentes imagerie de la scène par la relation matricielle suivant :

$$Im = M \cdot Obj + Br, \quad (2.26)$$

où Im représente les imagerie sous-résolues, Obj représente la scène observée et Br le bruit du système. Les décalages entre les imagerie doivent être calculés afin de construire la matrice M . L'algorithme consiste ensuite à obtenir un estimé de la scène \hat{Obj} soit en inversant la matrice M soit en cherchant à minimiser $|Im - M \cdot \hat{Obj}|$ de manière itérative ou non. En général, une déconvolution sur \hat{Obj} est ajoutée afin de compenser la dégradation liée à la taille du pixel qui se comporte comme un filtre passe bas dans le domaine fréquentiel [64]. L'effet de filtrage lié au pixel peut être aussi pris directement en compte dans la matrice M . Ces traitements doivent être très rapides et pouvoir éventuellement compenser les défauts d'alignement du système. Afin d'augmenter la rapidité du traitement des images et la robustesse du système, Kanaev *et al.*

2.4. Le traitement d'images : vers une approche de co-conception des systèmes optiques.

proposent de déterminer une fois pour toute les décalages entre les différentes imageries en calibrant au préalable la caméra [71]. Cette méthode permet ainsi d'avoir un système plus stable. En effet, les algorithmes de superrésolution sont en général très sensibles au bruit, à la variation d'illumination de la scène, à la variation du contenu haute fréquence par rapport au contenu basse fréquence. Appliquer les mêmes paramètres de traitement permet ainsi d'améliorer la stabilité du système. L'équation 2.26 illustre bien le travail d'un traiteur d'images qui consiste à transformer un problème de traitement d'images en un problème inverse. Ce travail d'abstraction est d'autant plus important qu'il existe de nombreuses méthodes efficaces pour inverser la matrice M décrivant le problème avec la possibilité d'ajouter des informations *a priori*. Cependant, dans le cadre de la co-conception, le travail du traiteur d'image est différent : il s'agit de faire la démarche inverse, c'est-à-dire d'expliquer au concepteur d'optique de façon moins abstraite la manière dont est extraite l'information contenue dans la scène, afin que ce dernier puisse concevoir un système maximisant les performances du traitement d'image. Kanaev *et al.* [72] ont proposé un modèle analytique du système TOMBO permettant de relier les caractéristiques de l'optique et du détecteur avec celle du traitement d'image, afin d'optimiser les performances de ce système. Cependant, l'approche la plus simple consiste à ramener l'étude de la superrésolution à un problème d'échantillonnage. Bien échantillonner une scène avec un mono-détecteur de dimension t_{pix} consiste à échantillonner cette dernière à un pas $t_{pix}/2$. Ceci est impossible pour une barrette ou une matrice de détecteurs qui échantillonnent la scène avec seulement un pas égal à t_{pix} . Le système TOMBO propose de remédier à ce problème en répartissant l'échantillonnage de la scène sur plusieurs voies. On peut alors obtenir un échantillonnage de pas $t_{pix}/2$ à partir d'une matrice de détecteurs. C'est ce que sous-entend la référence [68] en proposant de réarranger les pixels des différentes voies pour reconstituer une image de meilleure résolution. De plus, se ramener à un problème d'échantillonnage nous indique que le gain maximal en résolution d'un système TOMBO est de 2 lorsque le facteur de remplissage du pixel est égal à 100%. Si l'on veut gagner en résolution, il faut soit réduire la taille des pixels, soit réduire par un masque le facteur de remplissage des pixels de la matrice [68, 73, 74]. Afin de maximiser les performances des algorithmes de superrésolution, le concepteur proposera donc un système composé d'un détecteur dont les pixels ont un facteur de remplissage réduit et une architecture multivoies avec un décalage de $t_{pix}/2$ par rapport au pas du détecteur.

La non-redondance d'une série d'images peut être obtenue autrement que par des décalages subpixels. Celle-ci peut être par exemple obtenue en faisant varier d'une voie à une autre le grandissement des images ou la dimension des pixels, en acquérant des images sous différents angles de rotation [74], ou bien en codant le plan focal [75]. La variation du grandissement des images ou de la dimension des pixels a été proposée pour changer d'une voie à une autre la position des fréquences nulles créées par le filtrage pixel (voir la figure 2.3 page 15). De cette manière, il est possible de récupérer ces fréquences dans l'image reconstruite. La figure 2.23 illustre une manière de coder les pixels du plan focal pour obtenir des images non redondantes et pour un système de 4×4 voies. Chaque voie dispose d'un type de pixel codé différemment. Ainsi,

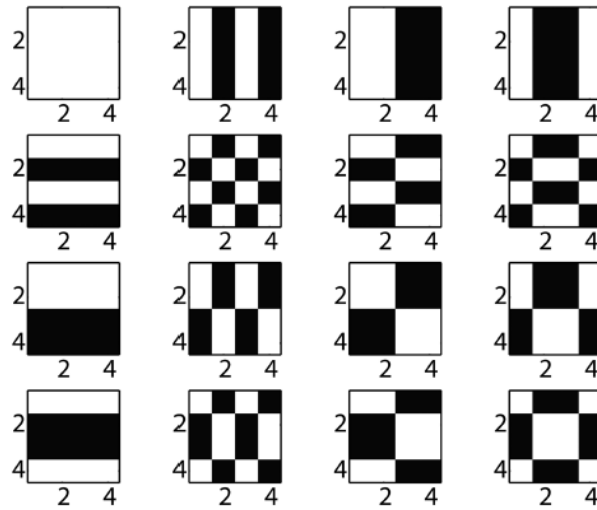


FIG. 2.23 – Illustration de manière de coder les pixels pour un système de 4×4 voies (image issue de la référence [75]).

en masquant des zones différentes, les pixels ne récupèrent pas les mêmes hautes fréquences.

Des images en couleur à la norme RVB peuvent être obtenues avec une architecture de type TOMBO, tout en conservant la propriété d'obtenir des images superrésolues. Ces images en couleur peuvent être obtenues soit en séparant la couleur suivant les différentes voies (voir la figure 2.24 A), soit en utilisant une matrice classique couleur constituée de paquets de pixels RVB (voir la figure 2.24 B) [76]. Dans les deux configurations, les filtres rouges, verts et bleus sont disposés selon l'arrangement donné par la matrice de Bayer (voir la figure 2.24 C).

Enfin, nous avons vu à la sous section 2.3.5 page 46 que l'architecture TOMBO peut être

2.4. Le traitement d'images : vers une approche de co-conception des systèmes optiques.

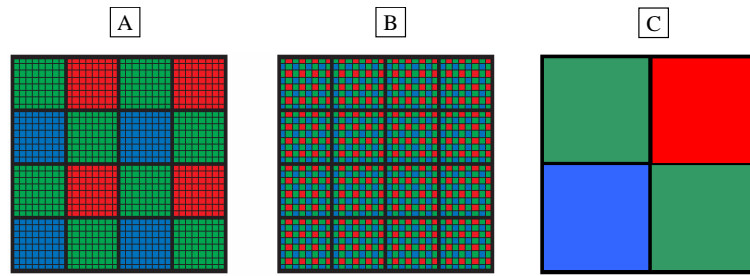


FIG. 2.24 – (A) Répartition de la couleur suivant les différentes voies, (B) répartition de la couleur en utilisant une matrice classique RVB [76], (C) matrice de Bayer.

utilisée pour concevoir un imageur multispectral (voir la figure 2.20 page 47). L'architecture TOMBO peut ainsi être conçue pour obtenir plusieurs bandes spectrales de la scène tout en acquérant une image en niveau de gris de cette scène avec une meilleure résolution.

Imagerie multispectrale.

L'imagerie combinée peut mettre à profit la redondance de l'information contenue dans des images issues de différentes bandes spectrales pour simplifier un système optique multispectral. Ces images multispectrales peuvent être obtenues soit en utilisant un détecteur composé de pixels sensibles à différentes bandes spectrales ou bien un système multivoie dont chacune des voies est sensible à une bande spectrale (voir l'illustration 2.20 page 47 ainsi que l'illustration 2.24). Plusieurs équipes - dont la société DXO - ont proposé d'exploiter les aberrations chromatiques longitudinales pour réaliser un système optique ayant à la fois une grande résolution angulaire et une grande profondeur de champ [77, 78, 79]. Ce principe s'appuie sur l'invariance locale des hautes fréquences de la scène sous différentes longueurs d'onde (ou des couleurs dans le cas d'un détecteur RVB) qui est utilisée dans les algorithmes de compression d'image au standard jpeg. Le contenu haute fréquence de l'image la plus nette (rouge, verte ou bleue) est alors transposé dans les autres plans afin que toutes les images RVB soient nettes. De cette manière, un système ayant volontairement de fortes aberrations chromatiques (par exemple un système illustré à la figure 2.25 étant net dans le rouge pour des objets se trouvant à l'infini, net dans le vert pour des objets se trouvant à une position intermédiaire du système optique et net dans le bleu pour des objets proches de ce dernier) peut devenir, grâce à cet algorithme, un système ayant une grande résolution angulaire et une grande profondeur de champ. L'architecture de ce système est alors très simple puisqu'aucun élément diffractif et aucune lame de phase spécifique n'est nécessaire.

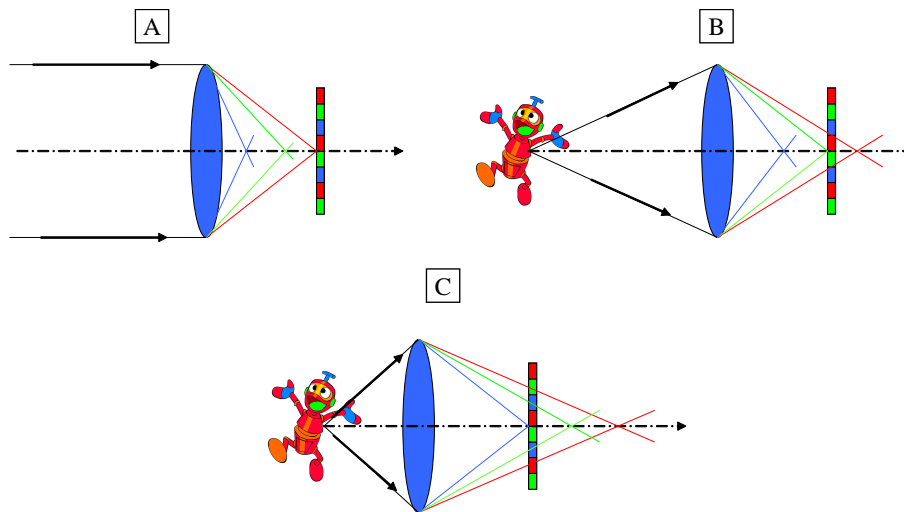


FIG. 2.25 – Illustration d'un système chromatique étant (A) net dans le rouge pour des images se trouvant à l'infini, (B) net dans le vert pour des images se trouvant à une position intermédiaire du système optique et (C) net dans le bleu pour des images proches de ce dernier.

Ce système est très tolérant, permettant ainsi de réduire les contraintes liées à l'assemblage et d'augmenter son ouverture. Le relâchement sur la contrainte de netteté de l'image au niveau de chaque plan de couleur a donc permis de concevoir un système plus simple.

Imagerie 3D.

L'imagerie combinée peut aussi augmenter les fonctionnalités d'un imageur. Il est bon de noter que la nature n'a pas favorisé la vision du cyclope qui est pourtant l'architecture sélectionnée pour nos caméras. La nature met plutôt l'accent sur la vision stéréo qui nécessite au moins deux voies optiques et qui apporte une impression 3D de la scène. Par exemple, l'architecture TOMBO a été utilisée, grâce à ses voies multiples, pour acquérir cette information 3D [80]. L'estimation de la profondeur par ce système multivoie est illustrée à la figure 2.26 A. Il s'agit de mesurer les disparités entre les objets lointains et les objets proches grâce à plusieurs images de la scène vue sous différents angles. Cependant, le système TOMBO est peu sensible au relief des objets lointains car la paralaxe n'est pas assez importante entre les différentes voies. Afin d'améliorer sa sensibilité, nous pouvons créer un plan image intermédiaire de la scène proche du système TOMBO en utilisant un système monovoie classique. La combinaison d'un système monovoie avec la brique TOMBO s'appelle une caméra plénoptique [81, 82]. Cette dernière est illustrée à la figure 2.26 B. Ce système est un second exemple illustrant le résultat d'une conception conjointe

2.4. Le traitement d'images : vers une approche de co-conception des systèmes optiques.

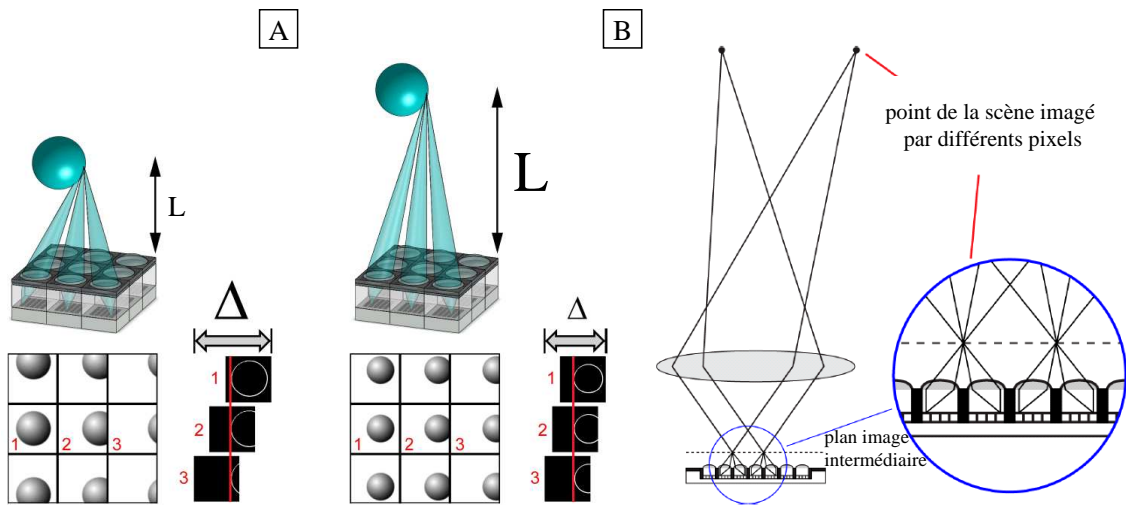


FIG. 2.26 – (A) Illustration de l'estimation de la profondeur à partir d'un système multivoie de type TOMBO [80], (B) Schéma d'une caméra plénoptique [81, 82].

entre un concepteur de systèmes optiques et un traiteur d'image. En effet, plutôt que d'acquérir plusieurs images en déplaçant une caméra, le concepteur en optique a compris le type d'information recherché par le traiteur d'image qui est une différence de décalage entre les objets proches et lointains de la scène. Ce dernier a alors conçu un système compact permettant d'acquérir directement ces décalages. Nous pouvons remarquer que si une matrice de microlentilles intégrées dans un système optique permet d'acquérir une information 3D, une méthode similaire permet de restituer des images en relief. Cette méthode appelée l'auto-stéréoscopie consiste à intégrer à la surface de l'écran regardé un réseau de micro-lentilles principalement cylindriques. L'image projetée derrière le réseau doit être composée de micro-images imbriquées représentant la scène filmée sous des points de vue différents. L'observateur, s'il se place sous la bonne incidence par rapport à l'écran, voit avec chaque œil, des pixels différents au travers de chaque lentille. Sur chaque œil se forme alors une image complète différente et une sensation de relief se produit. Ce dispositif a été inventé par Maurice Bonnet pour la photographie [83] puis adapté à la télévision numérique par Pierre Allio qui a donné son nom au dispositif : l'alioscopie [84].

2.4.2 Codage de front d'onde.

La démarche de co-conception peut aussi aider à la simplification des systèmes optiques. Nous avons vu à la section 2.2 page 18 que la complexité d'un système est liée à la correction des aberrations. Ces aberrations peuvent être d'origine optique (défaut de mise au point, aber-

ration sphérique, aberration de chromaticité, astigmatisme, coma), d'origine mécanique (défaut d'alignement et d'assemblage) ou bien d'origine thermique. Les aberrations non corrigées sont responsables de la dégradation de la FTM dont l'allure s'éloigne de celle obtenue pour un système limité par la diffraction. Elles sont donc responsables de la diminution du contraste des hautes fréquences et peuvent diminuer la résolution angulaire du système si la fréquence de coupure de la FTM dégradée apparaît avant celle de la FTM idéale. Afin de corriger ces aberrations, le concepteur en optique multiplie traditionnellement le nombre d'optiques afin d'augmenter le nombre de degrés de liberté du système optique. L'approche de co-conception appelée codage de front d'onde, proposé par l'équipe de Dowski en 1995, va au contraire permettre de concevoir un système *a priori* plus simple, produisant certes des aberrations, mais dont la dégradation de l'image causée par ces dernières pourra être corrigée lors d'un post-traitement [85]. Dowski propose en effet de corriger la diminution du contraste des hautes fréquences due aux aberrations par un simple traitement de déconvolution, comme dans le cas d'un rehaussement de contraste utilisé pour compenser la dégradation due à la dimension des pixels du détecteur. La démarche de co-conception va donc consister en la conception d'un système optique ayant une FTM dégradée mais acceptable en terme de performances optiques car pouvant être facilement déconvoluée. La contrepartie est une amplification du bruit lors de la déconvolution. Afin de simplifier le traitement de déconvolution et de maximiser ses performances, il faut que cette FTM soit invariante dans le champ d'observation et/ou invariante suivant la profondeur de champ et qu'elle reste au dessus de zéro jusqu'à la fréquence de coupure idéale. Idéalement, la FTM doit être à symétrie circulaire pour que la correction soit invariante dans l'espace. Une telle FTM est illustrée à la courbe verte de la figure 2.28 C page 61. De plus, si cette FTM est à variable séparable suivant les axes x et y , alors des algorithmes de traitement du signal, plus rapides que ceux s'appliquant sur une image, peuvent être utilisés [85].

Les travaux qui consistent à rendre invariante la FTM d'un système à la fois dans le champ et suivant l'axe optique marquent une évolution dans l'optimisation d'un système optique qui, jusque là, était optimisé pour un seul plan focal. Cette approche permet d'augmenter la profondeur de champ du système en corrigeant les aberrations de defocus. Pour de nombreux systèmes optiques, avoir une grande profondeur de champ est importante à cause de la propriété 3D des

2.4. Le traitement d'images : vers une approche de co-conception des systèmes optiques.

objets contenus dans la scène. En effet, un système ayant une faible profondeur de champ ne pourra imager nettement qu'un plan de la scène. Dans le cas des systèmes optiques compacts ayant une faible longueur focale, la profondeur de champ est naturellement importante car les objets de la scène peuvent être rapidement considérés comme étant à l'infini (typiquement lorsque $L/f > 10$, L étant la distance objet). Produire une ligne focale en codant le front d'onde permet d'obtenir un système avec une très grande profondeur de champ et donc de s'affranchir d'un autofocus, qui est un mécanisme encombrant et coûteux. De plus, augmenter la profondeur de champ permet de rendre insensible le système à des problèmes de défaut de mise au point dus à la variation de la température et aux erreurs d'alignement et d'assemblage. Enfin, nous savons intuitivement que contrôler le problème de défaut de mise au point permet de contrôler aussi de nombreuses aberrations optiques [85, 86, 87, 88]. En effet, une aberration de chromaticité peut être considérée comme une variation de la focalisation en fonction de la longueur d'onde. L'astigmatisme peut être vu comme une variation de la focale entre les axes x et y du plan transversal. L'aberration sphérique peut être considérée comme un problème de focalisation entre les différentes zones de la lentille. Il n'y a que la coma qui n'est pas directement liée à un problème de défaut de mise au point. Ainsi, dans un système invariant par focalisation, seule la coma doit être vraiment corrigée. En ce qui concerne les autres aberrations, le système peut être conçu pour qu'elles soient acceptables et que la dégradation causée par ces dernières puisse être restaurée par un post-traitement.

Typiquement, la diminution de l'ouverture du système améliore la profondeur de champ, le cas extrême étant l'utilisation d'un sténopé bien connu pour cette propriété. Cette amélioration se fait alors au prix d'une baisse de la sensibilité radiométrique et d'une dégradation de la résolution angulaire. Nous pouvons remarquer que diminuer l'ouverture équivaut à insérer au niveau de la pupille un masque absorbant. Ceci est déjà une manière de coder le front d'onde! Cependant, il existe d'autres moyens de le coder et de nombreuses techniques ont été proposées afin de rendre invariante la FTM suivant une ligne focale et dans le champ, sans perdre en résolution ni en sensibilité. Le codage de front d'onde peut se faire en codant la transmission en intensité de la pupille du système [89], en ajoutant une lame de phase au niveau de la pupille [90, 91, 92, 93, 94, 95], en intégrant une surface asphérisée particulière dans le système optique

[88]. Il peut se faire également en jouant sur la biréfringence [96] ou bien tout simplement en codant le front d'onde avec les erreurs de phase des différentes optiques du système [97], comme par exemple en introduisant volontairement une aberration sphérique [98]. Différentes lames de phase ont été proposées. Les filtres logarithmiques à symétrie circulaire semblent être de bons candidats pour augmenter la profondeur de champ [90]. Afin d'augmenter la vitesse des traitements de déconvolution [85], des lames dont la phase est à variable séparable suivant les directions x et y ont aussi été conçues ([93, 94]). Un exemple de masque à variable séparable est illustré à la figure 2.27 A. Les deux types de lames décrites précédemment sont placées au niveau

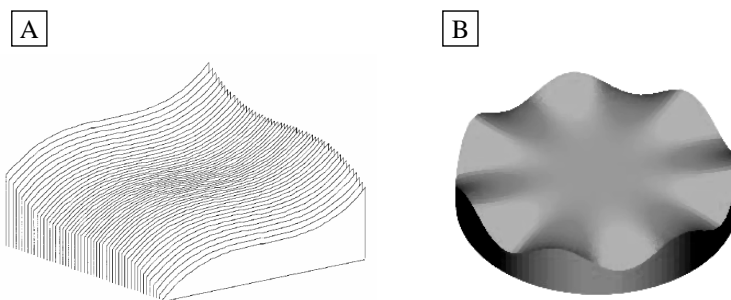


FIG. 2.27 – Illustration de différentes lames de phase n'ayant pas une symétrie circulaire : (A) lame de phase cubique [85], (B) lame avec une asphérisation en cosinus [99].

TAB. 2.4 – Performances d'un système composé d'une seule lentille asphérisée [99].

	système IR utilisant une seule lentille très asphérisée
nb voies	1
section	$\pi 6,5^2 \text{ mm}^2$
épaisseur	11,5 mm
FOV	8°
$IFOV$	$0,25^\circ$

de la pupille du système. Cependant, le front d'onde peut être aussi codé sur la face arrière d'une lentille en s'appuyant par exemple sur une asphérisation en cosinus, illustrée à la figure 2.27 B. Ce type de codage de front d'onde a permis à Dowski *et al.* de proposer un système infrarouge dédié au LWIR, très ouvert ($N = 0,9$), et composé d'un seul composant ! Ce système est équivalent, en terme de résolution angulaire et de qualité image, à un système classique composé de deux lentilles [88, 99] et est illustré à la figure 2.28. Ces derniers notent cependant une baisse de la sensibilité d'un facteur 2 par rapport au système classique. Les performances de ce système sont

2.4. Le traitement d'images : vers une approche de co-conception des systèmes optiques.

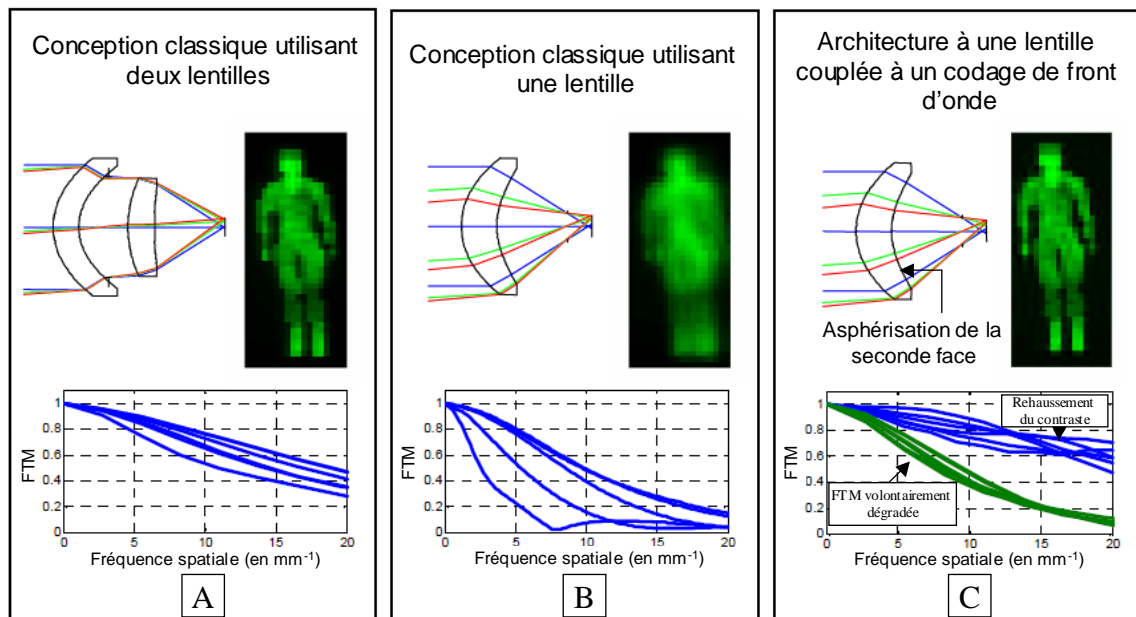


FIG. 2.28 – Illustration de la simplification d'un système optique à partir d'un codage de front d'onde [88] : (A) système classique à deux lentilles et FTM_{optique} associées, (B) système classique à une lentille et FTM_{optique} associées, (C) système à une lentille couplé à un codage de front d'onde obtenu en asphérisant la seconde surface de la lentille. La courbe en vert correspond aux FTM_{optique} dégradées par le codage de front d'onde. La courbe en bleu correspond au rehaussement des contrastes grâce à un algorithme de déconvolution.

données au tableau 2.4 page 60.

2.4.3 Imagerie comprimée (*compressed sensing*).

La réduction de la taille des pixels a permis de réduire considérablement la dimension des systèmes optiques et d'augmenter le nombre de points résolus. Ces évolutions ont été rendues possibles car c'est l'échantillonnage du plan focal, plutôt que la diffraction des systèmes optiques, qui limite la résolution de ces systèmes optiques (voir la section 2.1 page 16). La réduction du pas des pixels atteignant ses limites technologiques, les progrès récents sur la compréhension de l'information contenue dans une image semblent être une piste intéressante pour poursuivre la miniaturisation et la simplification des systèmes optiques. Jusqu'à présent, les systèmes optiques ont été conçus pour répondre à la condition d'échantillonnage de Shannon, qui postule que la fréquence maximale est égale à $1/(2p_{ech})$. Or, si nous avons des connaissances *a priori* sur l'information recherchée dans l'image, la contrainte sur le critère de Shannon peut être relâchée. Par exemple, dans une scène donnée, tous les objets n'ont pas besoin d'être échantillonnés avec la même résolution angulaire. Un système ayant une résolution angulaire constante crée des images avec une certaine redondance. Dans le domaine du traitement du signal, cette redondance de l'information a été mise à profit par les mathématiciens pour la comprimer. Des stratégies d'échantillonnage multi-échelles dont découle la théorie des ondelettes ont été élaborées. Récemment, Candes [100] et Donoho [101] ont montré que si une information est compressible, par exemple si cette dernière est lacunaire dans une base d'ondelettes ou dans la base de Fourier, alors cette dernière peut être extraite à partir d'une image sous-échantillonnée. Dans le domaine de l'imagerie, la connaissance *a priori* de l'information recherchée peut nous aider à diminuer la complexité du système optique et relâcher les contraintes sur le format du plan focal car moins de données sont nécessaires pour extraire l'information. Par exemple, la possibilité d'échantillonner lacunairement une image, ce qu'on appelle l'imagerie comprimée, pourrait permettre de récupérer une information visuelle à partir de seulement 10 mégapixels de données alors que 40 mégapixels auraient été nécessaires dans le cas d'un système d'imagerie classique [1]. La contrepartie est que les images ainsi produites et dont le contenu fréquentiel est lacunaire doivent être restaurées par du traitement d'image.

Des pistes pour développer des algorithmes efficaces pour la restauration d'images lacunaires

2.4. Le traitement d'images : vers une approche de co-conception des systèmes optiques.

en fréquence, pourraient provenir du domaine des rayons X et de la radioastronomie. Ces domaines, par leur méthode d'imagerie, traitent depuis 50 ans des images lacunaires de scènes [23]. L'imagerie indirecte développée dans le domaine des rayons X répond à un manque d'optiques transparentes dans ce domaine. Le domaine des rayons X a donc recours à la tomographie pour imager une scène. Cette méthode mesure la densité de rayon X suivant une ligne traversant un objet. Les données récupérées de différentes lignes sous différents angles d'incidence permettent de remonter à une coupe 2D d'un objet en 3D grâce à des algorithmes puissants de traitement d'images. La radioastronomie a d'autres limitations que celles des rayons X. Ici, c'est la longueur d'onde qui impose de développer une imagerie comprimée. Obtenir une bonne résolution est délicat car la longueur d'onde est très grande, nécessitant ainsi de très grandes antennes. Pour pallier ce problème, une approche pupillaire a été proposée pour réduire la dimension de ces antennes. Cette approche consiste à répartir plusieurs antennes dans une pupille, ces dernières étant cohérentes les unes par rapport aux autres. La méthode s'appelle synthèse d'ouverture et produit un plan focal lacunaire en fréquences.

La synthèse d'ouverture a été étendue à certains télescopes fonctionnant dans le domaine du visible et de l'infrarouge. Elle consiste en un procédé d'interférométrie qui permet de regrouper les données issues d'un ensemble de petits télescopes pour produire une image qui a la même résolution angulaire qu'un télescope équivalent de plus grand diamètre. De même, un masque de trous placé à l'intérieur d'un télescope permet de s'affranchir des turbulences atmosphérique tout en conservant la résolution angulaire du télescope [102]. Un exemple de la pupille du télescope Keck occultée par une matrice de trous et le plan de Fourier associé à cette pupille sont illustrés à la figure 2.29. Les points noirs de la figure 2.29 A représentent les trous de la pupille laissant passer la lumière, le reste étant occulté. Nous constatons bien à la figure 2.29 B que le plan de Fourier est lacunaire. Plus récemment, l'équipe d'Adrian Stern propose une architecture permettant de diminuer le nombre d'acquisitions nécessaires à la formation d'une image [103]. Cette équipe s'appuie sur les travaux de Candes *et al.* qui montre qu'une reconstitution satisfaisante peut être obtenue à partir d'images lacunaires, ceci en n'utilisant qu'un nombre fini de lignes radiales dans le plan de Fourier [104]. Cette manière d'échantillonner le plan de Fourier est illustrée à la figure 2.30 A. Notons qu'en utilisant ce principe, l'espace des basses fréquences est plus densément

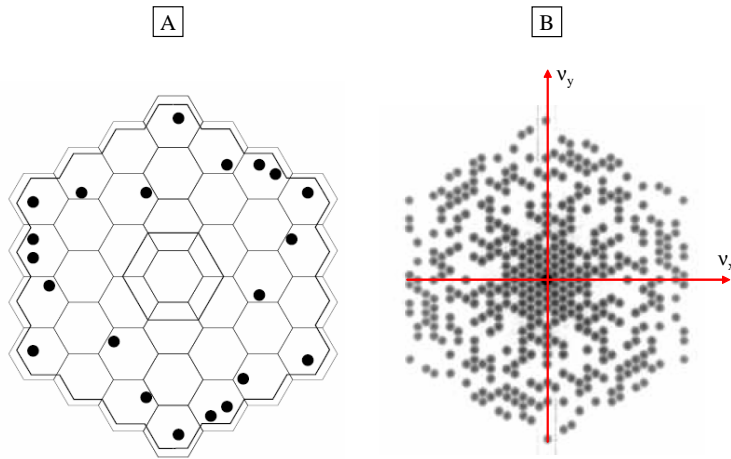


FIG. 2.29 – (A) Illustration de la pupille du telescope Keck occultée par une matrice de trous et (B) illustration du plan de Fourier associé à cette pupille [102].

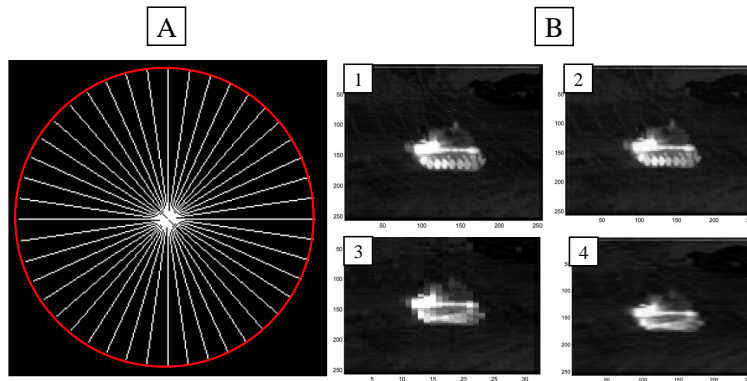


FIG. 2.30 – (A) Illustration de l'échantillonnage du plan de Fourier en ne prenant qu'un nombre fini de lignes radiales [104]. (B) Illustration de la restitution de l'image à partir des informations contenues dans les lignes radiales [103] : (1) image de la scène, (2) image reconstruite à partir de seulement 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.

2.4. Le traitement d'images : vers une approche de co-conception des systèmes optiques.

échantillonné que les hautes fréquences. Le cercle de l'image A représente la limite de résolution que peut acquérir le système à cause des dimensions physiques des optiques. Cette approche utilise là encore un des principes intrinsèques aux techniques classiques de compression d'image. Adrian Stern propose deux architectures optiques qui permettent de récupérer les lignes radiales à partir d'une barrette de pixels. Un exemple de restauration d'une image comprimée de cette manière est donnée à la figure 2.30 B. Nous remarquons que l'image restaurée est tout à fait satisfaisante. Un objet simple et bien contrasté peut donc être retrouvé à partir d'une image lacunaire. Cette approche de compression pourraient ainsi remettre au goût du jour les barrettes de détecteurs infrarouge qui actuellement ont tendance à être remplacés petit à petit par des détecteurs matriciels.

2.4.4 Imagerie "sans lentille".

La course à la miniaturisation, à la simplification et à la réduction des coûts des systèmes optiques a remis sur le devant de la scène des concepts d'imagerie "sans lentille". L'imagerie "sans lentille" utilise des composants optiques non focalisants, contrairement à une imagerie plus conventionnelle utilisant des lentilles et des miroirs. Ces concepts sont souvent inspirés des optiques issues des domaines des rayons X et gamma, où il n'existe pas de matériaux transparents permettant de réaliser des lentilles.

Le sténopé.

Le sténopé est l'imagerie "sans lentille" la plus ancienne [105] et ce dernier a sûrement eu un impact plus important que la lentille durant des siècles [106]. Ce succès s'explique par le fait que le sténopé est un composant simple, peu cher, facilement réalisable et robuste. L'érudit arabe Ibn au 10^e siècle observait les éclipses solaires avec un sténopé. Au 15^e siècle, le sténopé fut intégré par Della Porta dans une chambre obscure qui donna le nom de *camera obscura*. Le sténopé fut ensuite délaissé dans le domaine du visible au profit des lentilles qui combinent une grande capacité à collecter la lumière avec la capacité à former des images de grande qualité. Il est bon aussi de noter que la vision par un sténopé est aussi présente dans la nature [107]. La vision par un sténopé est utilisée chez quelques animaux comme certains serpents qui l'utilisent en combinaison avec des cellules sensibles dans l'infrarouge. Ce système leur permet d'être sensible aux variations

de température de la scène. La vision de la palourde est constituée d'une multitude de systèmes utilisant un sténopé, chacun observant un champ différent. Cette vision a la même fonctionnalité que celle de la coquille Saint-Jacques (voir la sous section 2.3.4 page 36) et le sténopé procure à la palourde le bon niveau de sensibilité limitant ainsi le taux de fausses alertes. Enfin, le nautilite est l'animal qui utilise la vision à base de sténopé la plus élaborée. Le comportement de cet animal semble être en contradiction avec les faibles performances visuelles du sténopé. La faible sensibilité et la faible résolution angulaire restent en effet le gros inconvénient de ce concept. Or, cet animal évolue dans des environnement peu éclairés et semble être compétitif face à des animaux ayant de meilleures performances visuelles.

Les masques codés.

Les domaines des rayons gamma et des rayons X ont proposé de contrebalancer la faible sensibilité et la faible résolution angulaire du sténopé en imageant la scène non pas par un mais par une multitude de sténopés. Plusieurs dispositions de ces sténopés ont été proposées. La première disposition consiste à répartir les différents sténopés sur des zones de Fresnel. Les contributions des différents sténopés globalement interfèrent constructivement ce qui permet, de la même manière qu'une lentille de Fresnel, de focaliser une onde plane en point de largeur inférieure à celle des sténopés. Ce type d'arrangement s'appelle un tamis à photons [108] et est illustré à la figure 2.31 A. En variant le diamètre des sténopés ainsi qu'en variant aléatoirement



FIG. 2.31 – Illustration de différentes manières de disposer une multitude de sténopés : (A) tamis à photon [109], (B) masque codé composé d'une répartition aléatoire et non redondante de sténopés [113], (C) tableau uniformément redondant [113, 117].

2.4. Le traitement d'images : vers une approche de co-conception des systèmes optiques.

leur disposition sur les différentes zones, nous pouvons supprimer les ordres de diffraction non voulus et ainsi réduire les rebonds de la PSF. Récemment, l'utilisation d'un tamis à photon a été proposée dans le domaine du visible afin de réaliser des télescopes spatiaux très ouverts sans pour autant augmenter les poids de ces derniers [109]. Une deuxième disposition pour augmenter le bilan radiométrique consiste à s'inspirer des systèmes multivoies décrits à la sous section 2.3.3 page 29 afin de réaliser une camera constituée d'une multitude de sténopés placés de manière aléatoire et non-redondante [110] (voir la figure 2.31 B). Cet arrangement de sténopés constitue un masque codé. Une caméra composée d'un tel masque forme une multitude d'images de la même scène sur le détecteur. La combinaison des différentes imagerie permet de former une image de la scène avec un rapport signal à bruit plus élevé. Les différentes images peuvent cependant se recouvrir très fortement rendant l'image codée indéchiffrable au premier abord. Plusieurs méthodes de traitements d'images ont été proposées pour retrouver l'image de la scène. L'effet d'ombrage induit par les différents sténopés peut être considéré comme une PSF dégradée. Ainsi l'image codée peut être exprimée de la manière suivante :

$$\text{image codée} = \text{objet} * \text{PSF} + \text{bruit}, \quad (2.27)$$

où $*$ représente l'opération de convolution. Cette dernière peut être ainsi restaurée par une simple déconvolution [111, 112]. Cependant, la FTM des masques codés est généralement constituée de fréquences de faibles contrastes. Ces faibles contrastes tendent à accentuer fortement le bruit de l'image lors de l'opération de déconvolution [113]. C'est pourquoi une autre approche est préférée. Elle consiste à corrélérer l'image codée avec une fonction décodante [114, 115, 116] :

$$\begin{aligned} \text{estimée de l'objet} &= \text{image codée} \star G \\ &= \text{objet} * (\text{PSF} \star G) + \text{bruit} \star G, \end{aligned} \quad (2.28)$$

où \star représente l'opération de corrélation et G la fonction décodante. Afin de maximiser les performances de la reconstruction de la scène, une démarche de co-conception peut être développée. Elle consiste à concevoir le masque codé conjointement avec la fonction décodante G de telle manière à ce que la PSF et G soient réciproquement inverse par corrélation, c'est-à-dire $PSF \star G = \delta$, où δ représente un pic de Dirac. Ainsi, l'équipe de Fenimore a proposé un masque codé nommé tableau uniformément redondant [113, 117], illustrée à la figure 2.31 C.

Ce masque codé combine les avantages d'une transmission élevée avec un post-traitement de corrélation optimal. La fonction décodante G associée a la même structure que le masque codé à l'exception de l'introduction d'un facteur de normalisation et de la substitution de la valeur des zones optiques égal à 0 par la valeur -1 . La corrélation du masque codé avec sa fonction décodante produit un pic de corrélation avec des rebonds très atténués. Les masques codés peuvent être utilisés sous trois configurations illustrées à la figure 2.32 [113]. La première configuration

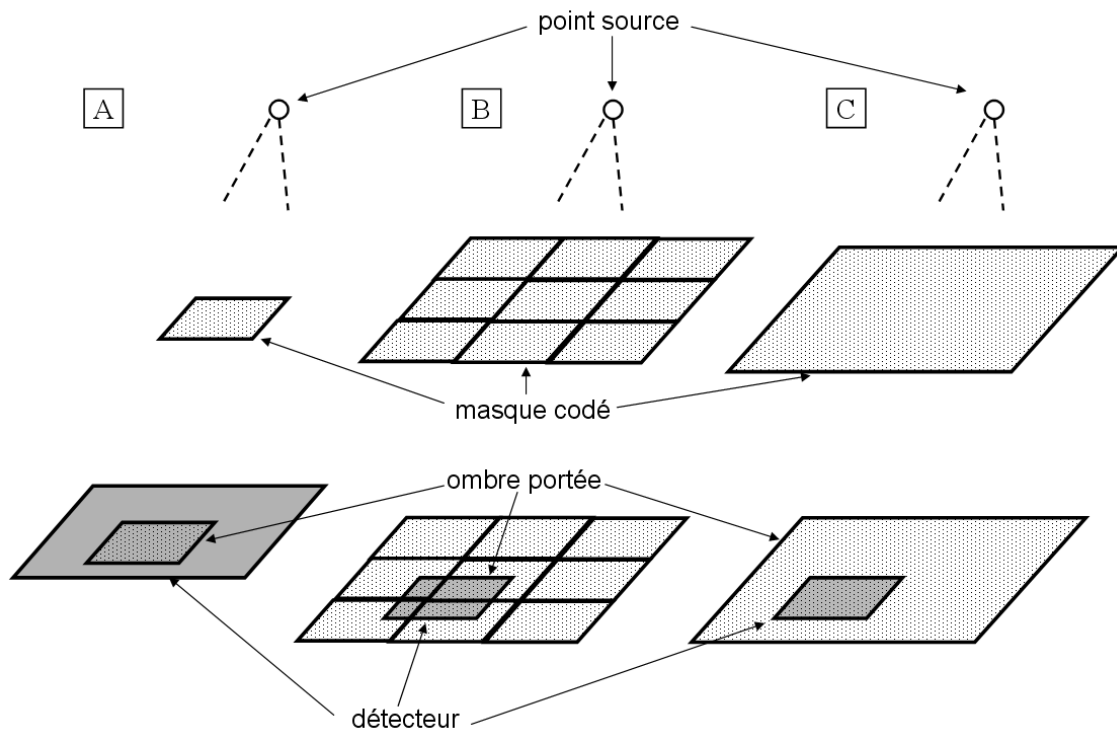


FIG. 2.32 – Illustration des différentes configurations de systèmes utilisant un masque codé : (A) le masque codé est de taille inférieure à la dimension du détecteur, (B) le masque codé est obtenue par la périodisation d'un motif dont la dimension est la même que celle du détecteur, (C) le masque codé est de dimension supérieure à celle du détecteur.

consiste à utiliser un masque codé de taille inférieure à la dimension du détecteur. Lorsque le point source se déplace dans la scène, la PSF induite par ce dernier se translate dans le plan du détecteur, donnant ainsi la position du point source. L'inconvénient de cette configuration est que la PSF est coupée en bord de champ du détecteur, ce qui dégrade les performances du post traitement. La seconde configuration consiste à utiliser un masque codé de taille supérieure à celle du détecteur et périodique, de période égale à la dimension du détecteur. Ainsi lorsque le

2.4. Le traitement d'images : vers une approche de co-conception des systèmes optiques.

point source se déplace dans la scène, la PSF, induite par le point source sur le détecteur, effectue une permutation cyclique. Cette configuration permet ainsi de conserver l'ensemble de la PSF lorsque le point source se déplace, maximisant ainsi le traitement de corrélation. La troisième configuration consiste à utiliser un motif de dimension supérieure à celle du détecteur. Dans ce cas, une connaissance *a priori* du motif est nécessaire pour localiser le point source.

Les masques codés conservent les mêmes avantages que ceux du sténopé, à savoir une grande profondeur de champ, l'absence de distorsion, peu d'aberrations, ainsi que la possibilité de réaliser des systèmes simples et compacts [58, 112, 116]. Cette grande profondeur de champ liée à l'absence de focalisation rend le système optique très robuste aux erreurs d'alignement. La possibilité de modifier la configuration des masques, en utilisant un modulateur optique par exemple, augmente l'agilité du système. En effet, l'axe de visée ainsi que le champ d'observation peuvent être modifiés sans utiliser des pièces mobiles. De plus, plusieurs images issues de la même scène mais imagées par différents masques peuvent être combinées pour obtenir une image de meilleure qualité [112, 118]. Il est aussi possible d'utiliser les masques codés dans le transfert sécurisé d'information car la connaissance du masque codé est nécessaire pour décoder l'image [58, 112].

Les masques codés ont cependant un certain nombre de défauts. Le bilan radiométrique restera en effet bien souvent inférieur par rapport à celui d'une optique focalisante à cause de l'étalement de la PSF [119]. De plus, le gain radiométrique par rapport au sténopé n'est valable que dans certains cas. Le rapport signal à bruit (SNR) d'un masque codé a été estimé [116, 117, 120] et il a été démontré qu'un gain en \sqrt{N} (N étant le nombre de sténopés contenus dans le masque codé) par rapport à un unique sténopé peut être obtenu dans le cas où le masque codé image un seul point source. Cependant, ce SNR pose aussi les limites d'un système à base d'un masque codé. En effet, le SNR diminue lorsque plusieurs sources sont observées simultanément. Ainsi, un tel système n'est pas adapté pour imager une multitude de points sources et encore moins pour imager une scène étendue. Le bilan radiométrique peut même alors être inférieur à celui obtenu avec un sténopé simple pour une telle scène. Le faible bilan radiométrique des masques codés limite malheureusement fortement leurs domaines d'applications, ces derniers étant bien souvent détrônés par les optiques focalisantes. De plus, dans le domaine du visible

et de l'infrarouge - la dimension des sténopés étant proche de la longueur d'onde - les motifs générés par les masques codés peuvent être dégradés par des effets diffractifs, ce qui réduit la qualité de l'image reconstruite [58, 112]. De même, ces effets diffractifs font perdre les propriétés de grande profondeur de champ du système car les motifs diffractés seront différents d'un plan d'observation à un autre. Il en résulte une restauration de l'image plus délicate et plus coûteuse en temps de calcul. Néanmoins, la variation du motif suivant la profondeur du champ peut être mise à profit pour récupérer une information 3D sur la position des points sources observés. Les références [121, 122] proposent d'exploiter la variation dans la profondeur de champ des hologrammes générés par la diffraction d'un flux de particules afin de localiser dans l'espace ces particules. De plus, les effets diffractifs peuvent être mis à profit pour générer des motifs composés de structures fines, ce qui permet d'augmenter la résolution angulaire du système. Potentiellement, la résolution angulaire peut être égale à la limite de l'ouverture du masque [112].

Il existe cependant des applications dans lesquelles l'étalement de la PSF des masques codés peut être exploité, afin de réaliser des systèmes plus compacts que ceux qui utiliseraient des optiques focalisantes. L'étalement peut être par exemple utilisé pour obtenir la position avec une précision inférieure à la taille du pixel d'un point source grâce à l'effet Vernier qu'induit cet étalement [123]. Le principe est illustré à la figure 2.33. Localiser de cette manière avec un gain en précision d'un facteur M permet de miniaturiser d'un facteur M le système optique par rapport à un système classique de même résolution. La connaissance *a priori* de la fonction d'étalement du masque codé peut être aussi mise à profit pour détecter des points source en dehors du champ du détecteur [124, 125]. En effet, même si le point source est en dehors du champ du détecteur, une partie de l'étalement de la PSF générée par ce point source sera encore détectée par ce dernier. Si la répartition de l'énergie de la PSF est non redondante, la forme du morceau de PSF détecté par le détecteur permet de remonter à la position du centre de cette PSF et donc de localiser la position du point source. Un système exploitant cet avantage aurait un masque codé de dimension supérieure à celle du détecteur, comme illustré à la figure 2.32 C. En vue des différents avantages et défauts des masques codés, l'utilisation la plus importante de ces derniers semble être la surveillance grand champ pour la détection et la localisation de sources

2.4. Le traitement d'images : vers une approche de co-conception des systèmes optiques.

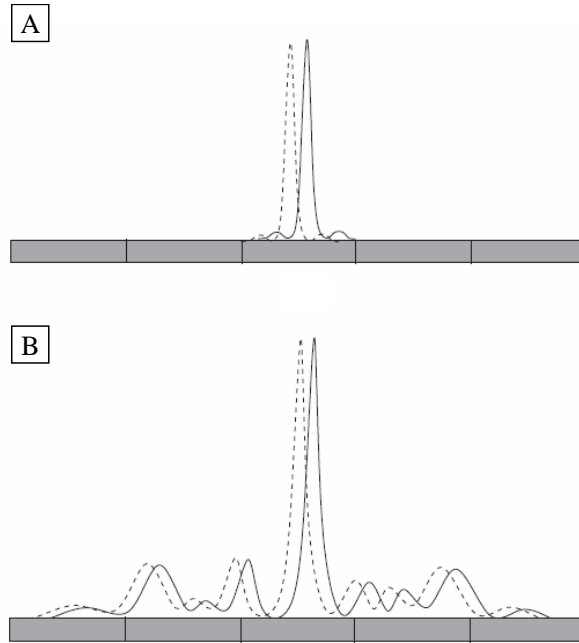


FIG. 2.33 – Illustration de la possibilité d’obtenir une résolution subpixel grâce à l’étalement de la PSF [123] : (A) PSF d’un système focalisant classique, (B) PSF étalée.

ponctuelles très lumineuses. Dans ce domaine d’application, l’utilisation de masques codés peut apporter un gain supérieur par rapport à une optique focalisante.

2.4.5 Systèmes adaptés à la mesure du flot optique.

La sous section 2.3.4 page 38 a mis en évidence l’existence d’une impression visuelle donnant aux insectes une information 3D de la scène et leur permettant de se déplacer tout en évitant les différents obstacles. La compréhension de la nature de ce flot optique permet de concevoir un système simple adapté à l’extraction de cette information. Dans le cas d’un système monovoie, la vision de la 3D est obtenue en déplaçant la caméra. Lorsque ce système se déplace dans une scène, les objets lointains se déplacent moins vite que les objets proches créant alors un flot optique. Afin de pouvoir mesurer efficacement ce flot optique, le système optique doit être stable et linéaire [127]. La stabilité est apportée en améliorant la sensibilité du système car l’estimation des différents mouvements d’une scène nécessite un bon rapport signal à bruit. La linéarité s’améliore lorsque le *FOV* du système augmente. En effet, un faible *FOV* rend difficile l’estimation du mouvement car une rotation peut se confondre avec une translation, ce qui limite la précision de la mesure. En théorie, le mouvement peut être parfaitement déterminé à partir

Chapitre 2. État de l'art : vers une rupture de la conception optique classique.

de 5 vecteurs de flot optique et la meilleure estimation de ce mouvement est obtenue pour des vecteurs mesurés à des champs d'observations opposées, c'est-à-dire dans le cas de très grand FOV [126].

Au vu de ces exigences, un système idéal estimant le flot optique d'une scène doit être monovoie, très grand champ, et très ouvert pour être très sensible, la résolution angulaire n'étant pas un critère prépondérant du système. Cependant, toutes ces caractéristiques ne sont pas compatibles avec la contrainte de miniaturisation. En effet, un tel système est complexe car constitué d'une multitude d'optiques conçues pour contrebalancer l'effet des aberrations en bord de champ. Un compromis entre les performances de l'estimation du flot optique et la compacité du système est donc nécessaire. Nous avons vu dans la section 2.3 page 24 que les systèmes multivoies des insectes sont une solution pour réaliser des systèmes grand champ compacts. D'ailleurs, les insectes allouent une partie de leurs yeux à facettes (en général au niveau de leur champ ventral) pour la détection de ce flot optique [12, 22]. Cependant, ces yeux à facettes créent une mosaïque d'images se recouvrant partiellement, ce qui augmente la difficulté d'interprétation des différentes images. Tisse propose plutôt un système monovoie grand champ compact et bas coût pour estimer le flot optique [127]. Ce système profite des gains en sensibilité des détecteurs récents pour

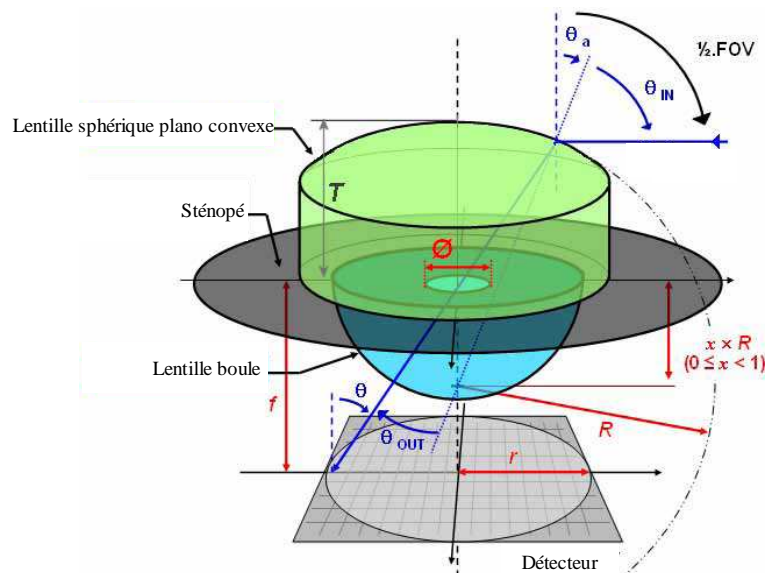


FIG. 2.34 – Illustration du système réalisé par Tisse [127].

s'appuyer sur une imagerie utilisant un sténopé. Afin d'augmenter le champ d'observation du

TAB. 2.5 – Performances du système conçu par Tisse [127].

	système conçu par Tisse
nb voies	1
section	$\pi 5^2 \text{ mm}^2$
épaisseur	2,6 mm
<i>FOV</i>	180°
<i>IFOV</i>	1,1°

sténopé, deux lentilles sont collées de part et d'autre de ce dernier. La première joue le rôle de lentille de compression de champ et comprime un champ de 180° en un champ de 90°. La seconde lentille permet aux rayons de sortir du système optique sans subir de déviation ni de réflexion total à l'interface verre/air. Ce système optique ressemble à une architecture très fermée d'un fish eye classique et est illustré à la figure 2.34. Tisse propose donc une architecture monovoie en faisant un compromis entre la sensibilité et la simplicité de ce système. Les performances de ce système sont données au tableau 2.5.

2.5 Les progrès technologiques : un vecteur d'innovation.

Nous avons vu dans les sections précédentes que le biomimétisme et la démarche de co-conception sont des pistes pour miniaturiser et simplifier les systèmes optiques. Les progrès technologiques sont le troisième vecteur susceptible de faire évoluer fortement les systèmes de vision. Ce vecteur a depuis toujours assuré de nombreuses ruptures technologiques. En effet, que de chemins parcourus pour passer de la plaque photosensible aux détecteurs matriciels, et de la caméra obscura aux objectifs complexes composés d'une multitude de lentilles aux profils asphériques! Ce vecteur doit ainsi être surveillé de près car les nombreuses avancées technologiques sont des sources d'innovation pour miniaturiser et simplifier les systèmes optiques. Ces progrès technologiques concernent l'optique et le détecteur.

2.5.1 Innovations en optique.

L'histoire nous a montré que l'évolution des différentes technologies intervenant dans la réalisation des composants optiques est toujours un des domaines qui contribue le plus à faire évoluer les architectures des systèmes optiques. Par exemple, la généralisation des traitements anti-reflet

des optiques a ainsi réduit les pertes radiométriques après chaque optique, et a donc permis d'augmenter le nombre d'optiques possibles dans un système optique. Cette technologie a rendu possible la conception de systèmes optiques dont les aberrations optiques sont très bien corrigées. La réalisation d'une grande variété de matériaux transparents (verres et colles surtout disponibles dans le domaine du visible) a permis la correction des aberrations de chromaticité du système ainsi que son athermalisation, grâce à la réalisation de doublets et de triplets. Le développement de technologies plus récentes autorise la simplification des architectures optiques tout en maintenant les performances optiques des systèmes. C'est le cas de l'asphérisation des optiques rendue possible grâce au développement de l'usinage diamant et des optiques moulées. L'asphérisation contribue ainsi à la diminution du nombre d'optiques mais augmente les contraintes d'alignement. Le développement de la lithographie a rendu possible la réalisation d'optiques diffractives appelée DOEs. Les DOEs combinent la diffraction et la réfraction sur un même composant optique, afin de corriger les aberrations de chromaticité. Les DOEs suppriment ainsi les doublets et les triplets de manière à aboutir à une formule optique plus compacte. Canon a par exemple proposé un télézoom compact (DO IS USM) grâce à l'utilisation d'une lentille "diffringente" composée de 3 couches de réseaux de diffraction [128].

Optiques liquides.

La nécessité de miniaturiser les systèmes optiques peut amener les fabricants d'optiques à se tourner vers des technologies très différentes de celles qui ont été utilisées depuis des décennies. Ainsi, des lentilles à focale variable, sans pièce mobile et qui imitent le fonctionnement du cristallin de l'œil humain, ont été développées. Ce type de composant est en rupture avec les technologies mécaniques traditionnelles, qui réalisent le zoom et l'autofocus et qui sont coûteuses (environ la moitié du coût d'un appareil photo numérique). Ces solutions mécaniques deviennent rapidement incompatibles avec une problématique de miniaturisation, car les tolérances liées au maintien de la qualité optique sont confrontées aux problèmes de friction introduits par le guidage mécanique. Les optiques à focales variables pallient à ces problèmes de précision. De plus, elles sont robustes et plus économiques. Elles ont une excellente répétabilité et un temps de réponse très rapide. Ce sont des qualités que les actionneurs mécaniques atteignent difficilement. Ces optiques à focale variable s'appuient sur différentes technologie comme les optiques à cris-

2.5. Les progrès technologiques : un vecteur d'innovation.

taux liquides, les optiques à membranes élastiques et les optiques liquides, chaque technologie ayant ses avantages et inconvénients [129, 130, 131]. Les optiques liquides ont été qualifiées en 2005 par de grands fabricants de téléphones portables et leur utilisation se démocratise depuis. L'utilisation d'une lentille liquide placée devant un système de lentilles fixes formant l'image et assurant la correction des aberrations permet d'obtenir un système optique avec une fonction d'autofocus sans partie mobile [132]. Notons que cette architecture est en concurrence avec une architecture utilisant un codage de front d'onde. Une autre application intéressante des lentilles liquides consiste en la réalisation d'un zoom compact sans parties mobiles. La possibilité de réaliser un zoom ayant un facteur de grandissement supérieur à 4 et constitué de deux lentilles liquides a été démontrée récemment par une équipe de l'université de Californie à San Diego [133]. Les optiques liquides sont donc des composants très prometteurs qui trouvent de nouvelles applications dans de nombreux domaines comme celui du LIDAR, de la visualisation 3D, du camouflage adaptatif et des papiers électroniques [134]. Ces composants restent pour l'instant une technologie réservée au domaine visible.

Optiques repliées.

Les progrès de l'usinage diamant rendent possible la réalisation d'optiques toujours plus complexes. Des variations de phase plus complexes illustrées à la figure 2.27 page 60 peuvent ainsi être réalisées. Notons que la lame de phase cubique décrite à la sous-section 2.4.2 (voir la figure 2.27 A) constitue un véritable défi à réaliser car cette lame n'a pas une symétrie circulaire. Le développement de l'usinage diamant points par points appelé SPDT (pour *single-point diamond turning*) rend possible la réalisation de telles lames. L'usinage diamant autorise aussi la réalisation d'un système optique complexe intégré dans un même composant. Certains systèmes appelés lentilles à miroir combinent dans un même bloc des optiques réfractives avec des miroirs. Par exemple, l'équipe de Tremblay *et al.* a réalisé des systèmes à miroir très repliés en gravant la forme de ces derniers dans un bloc de CaF₂ par des méthodes d'usinage diamant [135, 136]. Deux lentilles plano-aspériques ont ainsi été réalisées et un dépôt réfléchissant a été déposé pour réaliser les miroirs. Ce système est illustré à la figure 2.35. Un tel système a été conçu dans le but de diminuer l'épaisseur du système optique. Typiquement, la méthode de repliement de la longueur focale fait référence aux télescopes réflectifs utilisant deux miroirs concentriques

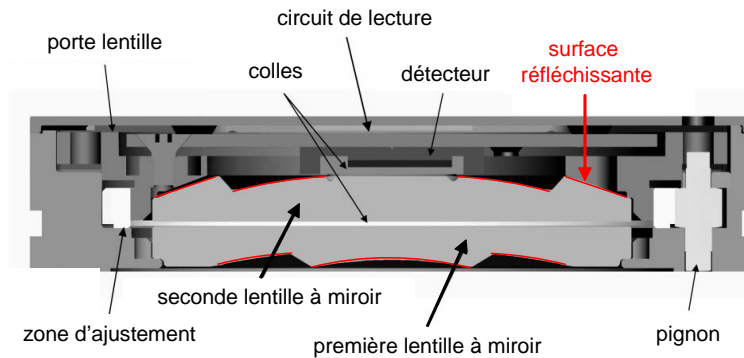


FIG. 2.35 – Exemple d'intégration de deux lentilles à miroir pour réaliser un système très replié [136].

en regard ou bien aux systèmes courbant leur axe optique d'un angle de rotation autour de 90° . Tremblay propose d'accentuer ce principe en repliant 4 ou 8 fois le chemin optique afin d'intégrer des systèmes de longueur focale respective $18,6\text{ mm}$ [136] et 38 mm [135] dans une épaisseur de $5,5\text{ mm}$. De plus, les différents miroirs forment un téléobjectif où les premiers miroirs de puissances positives sont suivis par des miroirs de puissances négatives, afin d'augmenter la longueur focale du système ainsi que son ouverture. Le système optique replié 8 fois est illustré à la figure 2.36. Ce système fonctionne dans la bande spectrale du visible. Les performances des deux

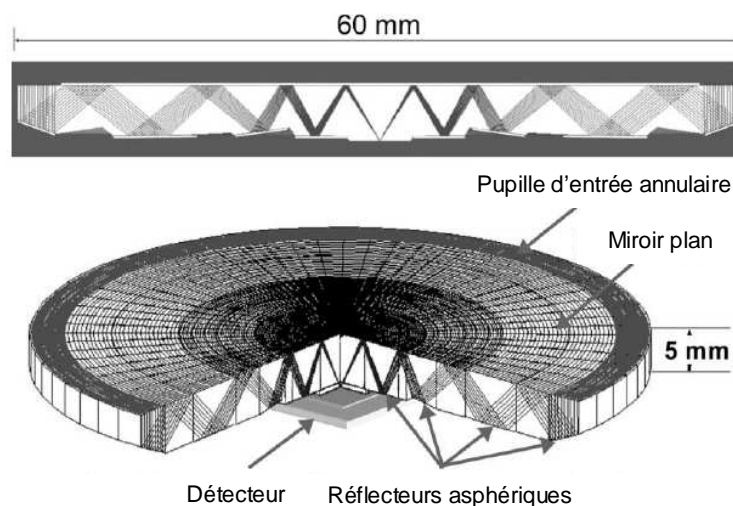


FIG. 2.36 – Illustration du système catadioptrique replié 8 fois [135].

systèmes optiques repliés sont données au tableau 2.6. De tels systèmes conçus avec un repliement important sont caractérisés par un fort taux d'obturation centrale et une large pupille d'entrée.

TAB. 2.6 – Performances des systèmes catadioptriques repliés 8 fois et 4 fois.

	système catadioptrique replié 8 fois [135]	système catadioptrique replié 4 fois [136]
nb voies	1	1
section	$\pi 30^2 \text{ mm}^2$	$\pi 14^2 \text{ mm}^2$
épaisseur	5 mm	5,5 mm
<i>FOV</i>	6,67°	17°
<i>IFOV</i>	0,01°	0,02°

En effet, le diamètre de ces systèmes doit être plus grand que celui d'un système non-replié équivalent, afin de garder le même bilan radiométrique. Avec une telle surface, l'amplitude des aberrations devient importante et chaque zone de réflexion doit être utilisée pour corriger l'effet de ces aberrations. Une bonne correction des aberrations nécessite alors des miroirs asphériques, qui créent malheureusement de fortes contraintes pour l'alignement des optiques. De plus, la large ouverture annulaire est telle que les rayons marginaux arrivant sur le détecteur sont très inclinés par rapport à ce dernier, ce qui crée une très faible profondeur de champ. Grâce à l'usinage diamant, les asphérisations des différents miroirs ont pu être réalisés en même temps limitant les difficultés d'alignement des différents composants. Cependant, l'asphérisation des miroirs n'est pas suffisante pour corriger toutes les aberrations car le bloc en CaF2 rajoute du chromatisme difficile à corriger avec une combinaison de miroirs. D'autre part, l'usinage diamant ne permet pas de répondre entièrement aux contraintes d'alignement du système. Nous pouvons remarquer que la structure annulaire du système permet d'assimiler l'aberration sphérique à un défaut de mise au point et l'aberration de coma à un tilt [137]. Nous réalisons donc bien que les nombreuses contraintes liées à cette structure annulaire compacte font de ce système optique un bon candidat pour appliquer le codage de front d'onde vu à la sous section 2.4.2 page 57! En effet, ce dernier permet d'augmenter la profondeur de champ, de relâcher les contraintes d'alignement et d'atténuer l'influence des aberrations de chromaticité ainsi que l'influence des aberrations sphériques! Tremblay propose de coder le front d'onde au niveau de la pupille d'entrée annulaire [137]. Compte tenu de cette structure annulaire, une modulation de phase en cosinus est mieux adaptée pour coder le front d'onde. En effet, ce type de phase permet de réaliser une modulation importante sur une faible portion radiale, tout en pouvant être facilement réalisé par

un usinage diamant. Grâce au codage de front, ce système obtient une profondeur de champ 3 fois supérieure, tout en maintenant un contraste supérieur à 10% jusqu'à la fréquence de Nyquist du détecteur. L'asphérisation de la lame de phase est gravée sur le même bloc de CaF₂ qui a permis de réaliser les miroirs. Les lentilles à miroir peuvent aussi être moulées afin de réduire les coûts de fabrication. Enfin, ce type de composant peut être utilisé dans le domaine infrarouge.

La conception de lentilles à miroir autorise aussi une miniaturisation plus poussée des systèmes grand champ. Par exemple, plusieurs équipes ont conçu des lentilles à miroir très grand champ pouvant être facilement intégrées dans un petit drone [138, 139]. Un exemple est donné à la figure 2.37 A. Cette lentille à miroir forme une image virtuelle qui doit être imagée par une

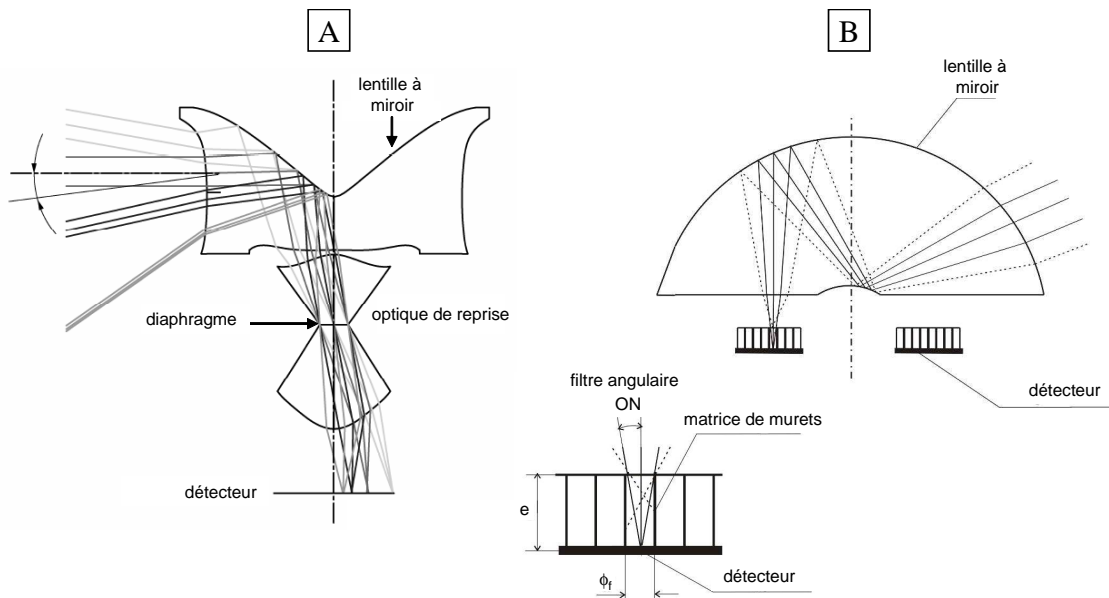


FIG. 2.37 – Illustration (A) d'un système grand champ constitué d'une lentille à miroir et d'une optique de reprise [138] et (B) d'un système grand champ constitué d'une lentille à miroir et d'un filtre angulaire [139].

optique de reprise. De plus, il est difficile de définir un diaphragme à l'intérieur de cette lentille à miroir. Le diaphragme doit donc être positionné au niveau de la lentille de reprise qui définit alors le nombre d'ouverture du système. Les performances de ce système sont données au tableau 2.7. Une architecture s'affranchissant de l'optique de reprise et du diaphragme a néanmoins été proposée [139]. Il s'agit de réaliser une lentille à miroir formant une image réelle et de limiter l'ouverture numérique ON du système en intégrant au niveau du détecteur un filtre angulaire.

TAB. 2.7 – Performances du système grand champ illustré à la figure 2.37 A [138, 140].

	système grand champ illustré à la figure 2.37 A
nb voies	1
section	$11,4 \times 11,4 \text{ mm}^2$
épaisseur	$11,4 \text{ mm}$
FOV	$360^\circ \times 45^\circ$
$IFOV$	$2,8^\circ \times 0,7^\circ$

Ce filtre angulaire est constitué d'une matrice de murets opaques et ON est défini de la manière suivante $ON = \phi_f / (2e)$, avec e l'épaisseur du filtre et ϕ_f le diamètre d'un trou du filtre. Ce système est illustré à la figure 2.37 B.

Composants à motifs sub-longueur d'onde.

L'amélioration des processus de lithographie rend possible la réalisation de composants optiques avec une structuration sublongueur d'onde. Cette structuration peut notamment être conçue pour moduler l'indice effectif d'un matériau. Ainsi, à partir d'un unique matériau, nous obtenons l'indice de notre choix en ajustant la structuration à l'échelle sub-longueur d'onde. Ce principe est connu sous le nom de théorie des indices effectifs (voir par exemple les références dans le mémoire de thèse de Grégory Vincent [141]). Cette structuration sublongueur d'onde permet d'obtenir des valeurs d'indices qui n'existent pas avec les matériaux usuels. Cette perspective est d'autant plus intéressante dans le domaine infrarouge où les matériaux disponibles sont moins nombreux. La structuration sublongueur d'onde permet de plus de réaliser plus facilement des optiques à gradient d'indice, ce qui autorise la conception de fonctions optiques originales. Cette approche autorise également la réalisation d'optiques diffractives avec une efficacité de diffraction accrue par rapport aux composants diffractifs traditionnels. L'équipe de Philippe Lalanne⁵ a étudié et réalisé des prismes diffractifs constitués de plots carrés de dimension sublongueur d'onde [142]. En variant la période de ces plots, un retard de phase continu peut être codé. Ces composants ont montré des performances supérieures par rapport aux réseaux à échellettes dont les performances sont limitées par des effets d'ombrage [143, 144]. Ces effets d'ombrage entraînent une diminution de l'efficacité de diffraction de ces réseaux lorsque la période des motifs diminue

⁵Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique

et pour des utilisations hors axe. Cette perte d'efficacité limite alors la puissance optique de ces composants ainsi que leur ouverture. Les optiques diffractives réalisées sont généralement peu ouvertes et complètent le plus souvent une optique réfractive afin de corriger le chromatisme. La structure sublongueur d'onde permet quant à elle de supprimer ces effets d'ombrage grâce aux effets de guidage dans les plots. Ces réseaux ont donc une très grande efficacité pour des incidences normales ($> 80\%$). Cette efficacité est optimale ($80\% - 90\%$) autour d'un angle d'incidence α_B et sur un large intervalle. L'angle d'incidence optimal α_B dépend de la période du réseau par la formule $\alpha_B = \lambda/2d$, où d est la période du réseau et λ la longueur d'onde. Grâce à une alternance de structures formées de plots et de trous, ces réseaux peuvent aussi avoir une bonne efficacité sur une large bande spectrale, propriété que ne possèdent pas les réseaux à échelottes [145]. Ces deux propriétés permettent de réaliser une optique diffractive très ouverte fonctionnant sur une large bande spectrale avec une bonne efficacité de diffraction. Des optiques minces et planaires peuvent donc être envisagées pour des applications d'imagerie [146].

2.5.2 Innovations en détection.

Les progrès récents dans le domaine des détecteurs peuvent conditionner énormément l'architecture des futurs systèmes optiques. Nous avons vu à la section 2.2 page 21 que la diminution de la taille des pixels contribue à la miniaturisation des systèmes. Un autre effort important dans le domaine des détecteurs consiste à améliorer la sensibilité de ces derniers. Dans les domaines du MWIR et du LWIR, les photodiodes à avalanche permettront d'amplifier le signal utile sans augmenter le bruit de lecture [9]. L'augmentation de la sensibilité permet de remettre au goût du jour des composants disposant de propriétés optiques intéressantes mais qui avaient été délaissés à cause d'un rendement radiométrique inférieur à celui des lentilles classiques. C'est par exemple le cas du sténopé qui connaît actuellement un regain d'intérêt notamment grâce à sa très grande profondeur de champ très appréciée dans le milieu artistique ainsi que sa simplicité et sa compacité comme nous l'avons vu à la sous section 2.4.5 page 71 au sujet du système grand champ proposé par Tisse.

Un autre domaine de recherche très prometteur porte actuellement sur la réalisation de composants courbés, comme les optiques [42, 54] ou les détecteurs [147]. Nous avons vu à la section 2.3 page 24 que la nature a favorisé les systèmes s'appuyant sur des rétines concaves ou convexes

2.5. Les progrès technologiques : un vecteur d'innovation.

et non sur des rétines planes! La contrainte d'une surface image plane complique en effet la conception d'un système optique car elle contribue à augmenter l'amplitude de certaines aberrations. L'utilisation d'une surface image courbe facilite alors la simplification du système optique car cette configuration contribue à diminuer l'amplitude des aberrations de courbure de champ, d'astigmatisme et de coma. Cette configuration permet aussi d'augmenter l'étendue géométrique en bord de champ traditionnellement dégradée par la loi en \cos^4 . Rime *et al.* ont comparé un système composé d'une simple lentille boule et d'un plan focal courbe avec deux systèmes composés d'un plan focal planaire, l'un utilisant une lentille simple et l'autre un triplet de lentilles [148]. Cette comparaison est illustrée à la figure 2.38. La lentille boule possède aussi l'avantage d'être

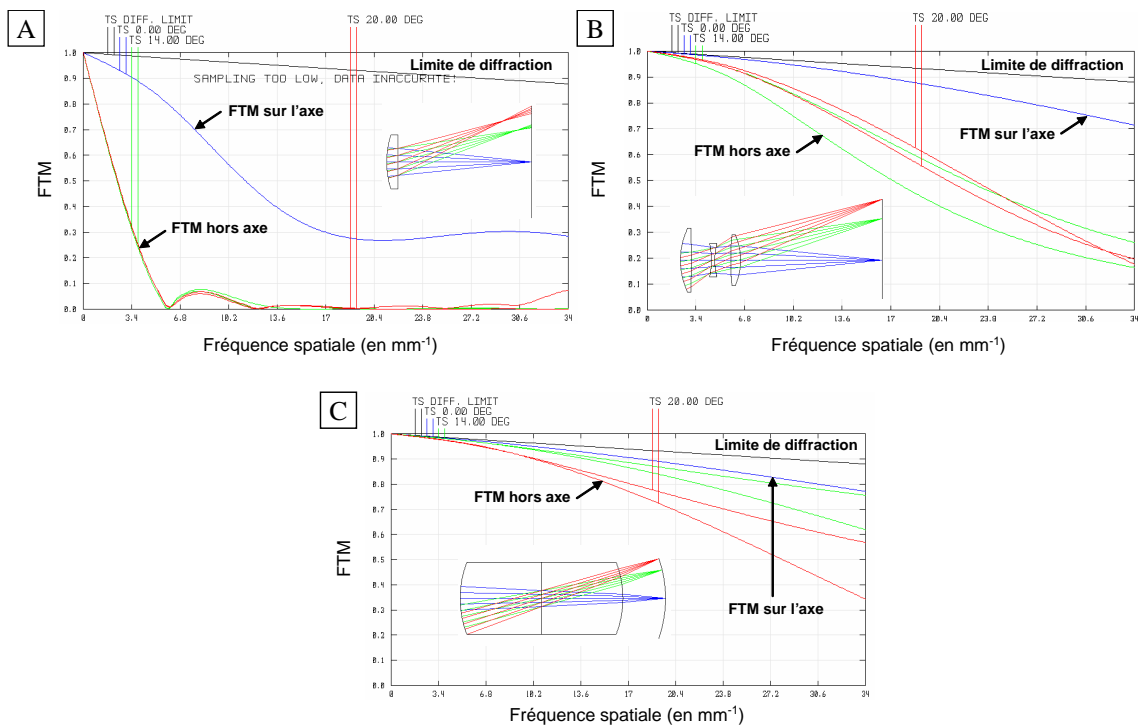


FIG. 2.38 – Illustration des $FTM_{optique}$ (A) d'un système composé d'une lentille simple et d'un détecteur plan, (B) d'un système composé d'un triplets de lentilles et d'un détecteur plan et (C) d'un système composé d'une lentille boule et d'un détecteur courbé (d'après Rim *et al.* [148]).

symétrique, ce qui permet de supprimer significativement la coma. Les aberrations d'astigmatisme, de courbure de champ et de distorsion sont significativement réduites grâce au détecteur courbe. L'absence de distorsion s'explique aussi par le fait que tous les rayons passent par un même centre. Le système C de la figure 2.38 bénéficie d'un meilleur bilan radiométrique que les autres systèmes. En effet, comme tous les pixels sont à la même distance de la pupille de sortie,

une dépendance en \cos^2 est supprimée. De plus, les rayons arrivent perpendiculairement sur le détecteur, supprimant à nouveau une dépendance en \cos et maximisant le fonctionnement des pixels qui peut être dépendant de l'angle d'incidence des rayons. Il ne reste donc plus qu'une dépendance en \cos au lieu d'une dépendance en \cos^4 . Les détecteurs courbes rendant possible la simplification des systèmes optiques, il y a aussi moins de pertes à cause du nombre réduit de dioptries.

2.6 Description de la méthodologie pour caractériser et comparer les différents micro-concepts optiques.

Nous avons décrit dans les sections précédentes une grande variété de systèmes optiques dont l'architecture et la mise en œuvre peuvent différer largement les uns par rapport aux autres. Il est cependant nécessaire d'établir des figures de mérite communes afin de choisir l'architecture la plus appropriée à la mission choisie. Pour y voir clair dans tout ce bestiaire de concepts, les travaux de Land peuvent apporter quelques éléments [12]. Il propose en effet deux critères pour comparer les performances des différents systèmes de vision du monde naturel. Le premier critère est la fréquence spatiale maximale ν_{max} que peut résoudre le système et qui est directement reliée à la résolution angulaire par les relations données aux équations 2.9 et 2.10 page 15. Quelques exemples sont donnés au tableau 2.8.

TAB. 2.8 – Quelques exemples de performances en résolution obtenues dans la nature [12].

espèce	ν_{max} (cycle par radian)	IFOV (°)
Aigle	8022	0,007
Homme (fovéa)	4175	0,014
Araignée (jumping spider)	716	0,08
Coquille Saint-Jacques	18	3,2
Mouche drosophile	5,7	10
Ver de terre (Planaria)	0,8	70

Le deuxième critère est la sensibilité qui traduit la capacité d'un système optique à détecter de faibles niveaux d'éclairement. Pour le concepteur en optique, ce critère traduit la notion d'étendue géométrique définie à la section 2.1 page 17. Quelques exemples sont donnés dans le

2.6. Description de la méthodologie pour caractériser et comparer les différents micro-concepts optiques.

tableau 2.9. Pour le rapport signal à bruit, il est évident que l'étendue géométrique joue un rôle

TAB. 2.9 – Quelques exemples de performances en sensibilité radiométrique obtenues dans la nature [12].

espèce	sensibilité ($\mu m^2.sr$)
Crevette (Oplophorus, vit en eaux profondes)	3300
Homme (en vision périphérique avec les bâtonnet)	18
Coquille St Jacques	4
Homme (en vision de jour avec les cônes de la fovea)	0,01

important mais d'autres paramètres sont à prendre en compte pour effectuer correctement le bilan de performances d'une caméra. Land note en effet que ν_{max} dépend du niveau de bruit. Ce paramètre se détermine en prenant l'intersection du niveau de bruit avec la FTM du système (voir la figure 2.39). Nous avons vu dans la sous section 2.4.2 page 57 que le contraste des hautes fréquences d'un système utilisant un codage de front d'onde est moins bon que celui d'un système classique limité par la diffraction. Ainsi, un système utilisant un codage de front d'onde est plus sensible au bruit et une forte augmentation de ce dernier peut réduire très fortement la valeur de ν_{max} . Cette constatation est illustrée à la figure 2.39 A. Les différents systèmes dont les performances sont illustrées à la figure 2.39 A ont la même étendue géométrique avec des FTM différentes. Le système dont la FTM est en trait plein est limité par la diffraction. Les FTM des deux autres systèmes sont dégradées par des aberrations. Nous constatons que pour un certain niveau de bruit blanc défini par le rectangle grisé, le système dont sa FTM est tracée en pointillé a une fréquence de coupure inférieure à celle des deux autres systèmes alors que ces systèmes ont la même fréquence de coupure théorique. De plus, le fait de chercher à ce que le système soit limité par la diffraction en diminuant son étendue géométrique ne permettra pas forcément d'obtenir les meilleures performances optiques. A la figure 2.39 B, le système limité par la diffraction a une étendue géométrique inférieure par rapport aux systèmes dégradés par les aberrations. On constate que pour un niveau de bruit donné, le système limité par la diffraction a une fréquence de coupure moins élevée que celle du système dont la FTM est représentée par des tirets. Ainsi, un modèle instrument est nécessaire. Ce modèle doit, dans un premier temps,

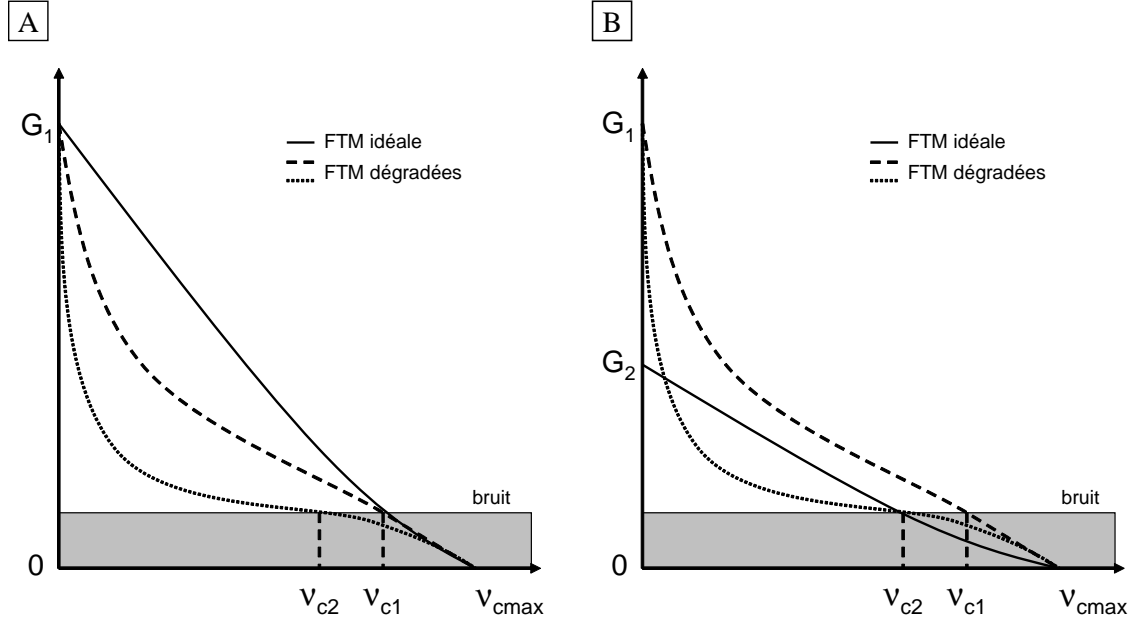


FIG. 2.39 – Comparaison des performances de différents systèmes possédant des FTM et des étendues géométriques différentes, (A) les systèmes ont la même étendue géométrique mais des FTM différentes, (B) les systèmes ont des étendues géométriques et des FTM différentes.

prendre en compte simultanément les caractéristiques géométriques de la combinaison optique (ouverture, résolution angulaire...) et les caractéristiques électro-optiques du détecteur décrites par un modèle capteur. Un tel modèle peut être obtenu en introduisant le flux entrant par la pupille dans la fonction de transfert du système optique donnée dans l'équation 2.8 page 14. Cette fonction de transfert est au préalable normalisée à 1 à la fréquence nulle. Nous obtenons alors la relation suivante :

$$\widehat{FT}_{\text{système}} = F_{\text{entrant}} \times (FT_{\text{optique}} \times FT_{\text{pix}}) * \text{III}_{1/p_{ech}, 1/p_{ech}}, \quad (2.29)$$

où F_{entrant} est le flux entrant par la pupille. La transformée de Fourier de $\widehat{FT}_{\text{système}}$ est le flux utile par pixel F_{pix} (en W) :

$$F_{\text{pix}} = TF^{-1}(\widehat{FT}_{\text{système}}), \quad (2.30)$$

Le courant détecté i_{det} est alors obtenu de la manière suivante :

$$i_{\text{det}} = q\eta(F_{\text{pix}} + F_{\text{fond}}) + i_{\text{obs}}, \quad (2.31)$$

où F_{fond} est le flux de fond reçu par un pixel, q est la charge de l'électron, η est l'efficacité quantique du détecteur et i_{obs} est le courant d'obscurité. Différents modèles de bruit peuvent

2.6. Description de la méthodologie pour caractériser et comparer les différents micro-concepts optiques.

ensuite être appliqués au courant de l'équation 2.31. Ce modèle prend donc en entrée des paramètres macroscopiques liés à la cible, au fond et au milieu de propagation et fournit en sortie un rapport signal à bruit, ou plutôt un contraste utile sur bruit. Ainsi, les composants non conventionnels que j'étudierai seront analysés de manière à estimer une FTM et une étendue géométrique qui me permettront de comparer les performances de ces composants par rapport à un système constitué d'optiques focalisantes classiques. La dégradation de la FTM en bord de champ de ces composants devra aussi être évaluée. La possibilité de calculer la FTM d'un système composé d'un masque codé [149], ainsi que son bilan radiométrique (voir la sous section 2.4.4 page 69) conforte cette approche. En effet, ce composant est très éloigné des méthodes d'imagerie conventionnelles. Cependant, nous avons vu à la sous section 2.4.4 que le bilan radiométrique de ces composants dépend du nombre de points source observés, ce défaut étant spécifique aux masques codés. Ainsi, bien que le modèle présenté ci dessus peut convenir à tout type de système optique, les formules traditionnellement utilisées pour les systèmes conventionnels ne sont pas toujours facilement transposables pour caractériser des systèmes plus exotiques et de nombreuses précautions doivent être prises en comptes. Dans le cas des systèmes conçus conjointement avec un post-traitement, l'application d'un tel traitement peut amplifier le bruit, dégradant ainsi les performances du système. Nous avons vu par exemple à la sous section 2.4.2 page 57 que la déconvolution a tendance à amplifier le niveau de bruit aux hautes fréquences. Un post-traitement peut aussi améliorer dans certaines conditions la précision des informations extraites d'une image brute initialement dégradée, modifiant ainsi la FTM du système. C'est par exemple le cas des systèmes multivoies appliquant un algorithme de super-résolution, où la FTM d'une voie élémentaire dégradée par le filtrage pixel est moins bonne que la FTM du système global comme nous le verrons à la sous section 4.3.2 page 182.

Il est possible d'adapter également ce modèle à l'optimisation du volume focal du système. La qualité de la FTM est alors évaluée dans différents plans de mise au point. Nous pouvons ainsi choisir le système dont le volume de la FTM - situé au dessus d'un niveau de bruit donné et suivant la profondeur de champ voulue - est maximal. Ce critère peut donc être appliqué pour choisir la meilleure asphérisation des optiques d'un système s'appuyant sur le concept du codage de front d'onde (voir la sous section 2.4.2 page 57).

2.7 Conclusion.

Nous avons vu dans les sections précédentes qu'il existe de nombreuses solutions pour répondre à la problématique de l'intégration d'un système optique à l'intérieur d'un cryostat. Ces solutions proviennent de différents domaines comme le biomimétisme, le traitement d'images et l'innovation technologique. Ces domaines peuvent interagir entre eux afin de réaliser des systèmes très compacts. Les masques codés décrits dans la sous section 2.4.4 page 66 illustrent bien cette interaction. Un système utilisant un masque codé s'inspire des systèmes multivoies pour réaliser l'optique, profite de l'amélioration de la sensibilité des détecteurs pour améliorer son bilan radiométrique et a recours à un traitement d'image (qui est optimisé conjointement avec l'optique) pour extraire au mieux l'information visuelle recherchée.

Parmi les solutions répondant à la problématique de la miniaturisation, nous pouvons citer par exemple la diminution de la dimension des pixels, les téléobjectifs, les systèmes multivoies superrésolus, les systèmes repliés, les lentilles à miroir et les masques codés utilisés pour la localisation de points source. De même, parmi les solutions répondant à la problématique de la simplification, nous pouvons citer les systèmes multivoies s'inspirant de la vision des insectes, les optiques diffractives ayant une structuration sublongueur d'onde, les optiques à focales variables, les systèmes à base de sténopé, les masques codés, les détecteurs courbes, les systèmes asphérisés et en particulier le codage de front d'onde. Nous avons vu aussi qu'une spécialisation du système peut contribuer à sa simplification. Ces différentes solutions sont résumées au tableau 2.10.

Les différentes idées recueillies dans ce chapitre peuvent maintenant être mises à profit en vue d'intégrer des fonctions d'imagerie à l'intérieur d'un cryostat. Je me suis orienté dans un premier temps vers une démarche minimaliste. J'ai cherché à rendre le cryostat imageant en ne faisant évoluer que son architecture initiale et en m'interdisant d'intégrer le moindre composant supplémentaire. Cette démarche est présentée au chapitre 3. J'ai ensuite cherché à améliorer les performances optiques du cryostat en intégrant cette fois un système optique à l'intérieur du cryostat. Ce système devant être refroidi, j'ai cherché dans un premier temps à simplifier au maximum son architecture optique puis dans un deuxième temps à le miniaturiser afin d'intégrer la fonction d'imagerie au plus près du détecteur. Cette démarche sera présentée au chapitre 4.

TAB. 2.10 – Récapitulatif de différentes solutions permettant de miniaturiser et de simplifier un système optique.

miniaturisation	simplification
diminution de la taille des pixels (2.2 page 21)	asphérisation (2.5.1 page 73)
systèmes téléobjectifs (2.3.2 page 27)	codage de front d'onde (2.4.2 page 57)
systèmes multivoies superrésolus (2.4.1 page 50)	systèmes multivoies bioinspirés (2.3.5 page 39)
systèmes repliés (2.5.1 page 75)	sténopé (2.4.4 page 65)
masque codé (localisation subpixel) (2.4.4 page 66)	invariance spectrale des hautes fréquences (2.4.1 page 55)
	optiques à focale variable (2.5.1 page 74)
	optiques diffractives (2.5.1 page 73)
	structures sublongueur d'onde (2.5.1 page 79)
	détecteurs courbes (2.5.2 page 80)
	spécialisation des systèmes (2.3.4 page 36)
	masque codé (2.4.4 page 66)
	imagerie comprimée (2.4.3 page 62)

Durant toute cette démarche de conception, j'ai fait en sorte de décrire ces différents systèmes dans un même formalisme (celui décrit à la section 2.6 page 82) afin de pouvoir comparer leurs performances optiques.

Chapitre 2. État de l'art : vers une rupture de la conception optique classique.

Chapitre 3

Les objets continûment auto-imageants au service d'une simplification des systèmes optiques.

Sommaire

3.1	Introduction.	89
3.2	Démonstration de l'intérêt du sténopé pour la vision infrarouge.	90
3.2.1	Aménagement du sténopé dans le cryostat.	90
3.2.2	Etude des performances optiques du sténopé suivant l'axe optique.	91
3.2.3	Etude des performances optiques du sténopé dans le champ d'observation.	99
3.2.4	Règles de conception d'une <i>camera obscura</i> .	101
3.2.5	Conception d'une <i>camera obscura</i> à lentille fish-eye.	103
3.2.6	Etude expérimentale de la <i>camera obscura</i> à lentille fish-eye.	107
3.2.7	Conclusion.	118
3.3	Généralisation aux objets continûment auto-imageants.	119
3.3.1	Propriétés fondamentales des objets continûment auto-imageants.	121
3.3.2	Tolérance angulaire : cas du CSIG.	125
3.3.3	Tolérance angulaire : cas de l'objet J_0 .	136
3.3.4	Impact de la binarisation des objets continûment auto-imageants.	137
3.3.5	Impact de l'ouverture des objets continûment auto-imageants.	148
3.3.6	Démonstration des propriétés d'imagerie.	150
3.3.7	Conclusion.	160

3.1 Introduction.

L'amélioration de la sensibilité des détecteurs infrarouges peut être mise à profit pour revisiter un concept ancien comme le sténopé, qui a été délaissé par rapport aux optiques classiques (lentilles et miroirs) principalement à cause de son bilan radiométrique médiocre. Pourtant, le concept de sténopé (ou chambre obscure) présente des propriétés intéressantes d'invariance

(en fonction de la distance d'observation et du contenu spectral de la source) qui peuvent être exploitées pour simplifier une combinaison optique et répondre à des besoins d'imagerie très grand champ, comme l'a démontré récemment l'équipe de Tisse [127] (voir sous section 2.4.5 page 71). Nous reviendrons dans un premier temps sur l'intérêt du sténopé pour nos applications pour ensuite étendre cette approche à une classe plus vaste d'objets qualifiés de "continûment auto-imageant".

3.2 Démonstration de l'intérêt du sténopé pour la vision infrarouge.

3.2.1 Aménagement du sténopé dans le cryostat.

Nous avons vu à la sous section 1.2 page 6 que la rétine infrarouge intégrée dans un cryostat s'appuie sur une table froide et est maintenue à une température très basse (typiquement 77K). Ce détecteur voit la scène à travers un hublot qui ferme le cryostat en assurant aussi son étanchéité. En dehors du hublot, le détecteur ne doit pas "voir" les parois chaudes du cryostat qui produiraient un flux de fond trop important. Pour cela une cheminée (ou écran froid) est positionnée sur la rétine comme illustré à la figure 3.1. Ainsi, le détecteur est, par construction,

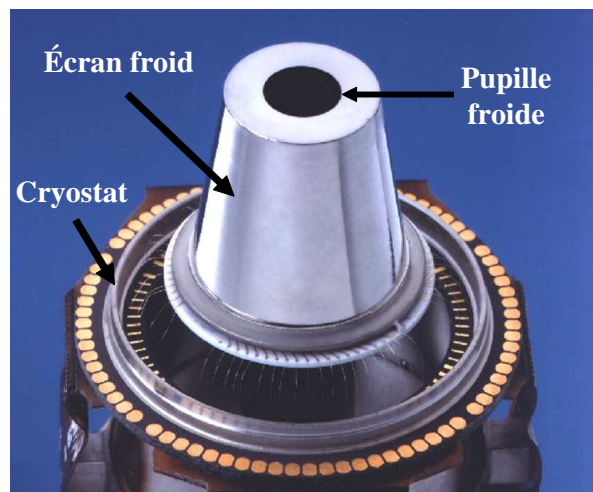


FIG. 3.1 – Illustration de l'écran froid d'un cryostat.

conditionné dans une chambre obscure (ou "chambre froide"). En réduisant l'ouverture de la cheminée jusqu'à une dimension lui permettant d'être assimilée à un sténopé, une première fonction d'imagerie peut être ainsi donnée au cryostat sans intégrer la moindre optique. Le cryostat

3.2. Démonstration de l'intérêt du sténopé pour la vision infrarouge.

devient alors une *camera obscura* telle que la décrit Della Porta au 15^e siècle (voir la sous section 2.4.4 page 65 et [105]). Le sténopé est connu pour ses atouts par rapport aux lentilles comme l'absence d'absorption, l'absence de distorsion [150], une grande profondeur de champ et un grand champ d'observation. Les caractéristiques du sténopé ont largement été discutées par différents groupes de recherche afin de déterminer ses performances optimales [151, 152, 153, 154, 155, 156]. J'ai néanmoins décidé de revisiter le concept afin de le rattacher aux figures de mérites décrites à la section 2.6 page 82. Ainsi, la FTM du sténopé sera étudiée suivant l'axe optique afin d'établir une zone de focalisation privilégiée.

3.2.2 Etude des performances optiques du sténopé suivant l'axe optique.

Cette première sous partie a pour but d'établir les performances optiques d'un sténopé de diamètre s suivant l'axe optique. Un point source placé à une distance L de ce sténopé est imagé par ce dernier à une distance z . Ces paramètres sont illustrés à la figure 3.2. La réponse

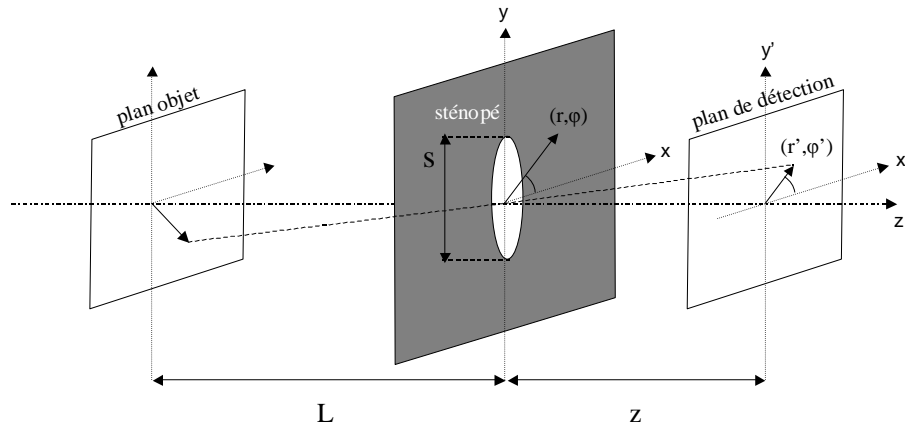


FIG. 3.2 – Illustration des différents paramètres utilisés pour l'étude du sténopé

percussive incohérente correspondante (PSF) de cette onde sphérique diffractée par le sténopé peut être déterminée à partir du module au carré de l'amplitude du champ $U(\vec{r}', z)$ diffracté par le sténopé à une distance z . Selon l'approximation de Fresnel de l'intégrale de Rayleigh-Sommerfeld [157], $U(\vec{r}', z)$ peut s'exprimer de la manière suivante :

$$U(\vec{r}', z) = U_0 \int_0^{2\pi} \int_0^{\frac{s}{2}} \text{disc} \left(\frac{2\vec{r}}{s} \right) \exp \left(\frac{i\pi r^2}{\lambda} \left(\frac{1}{z} - \frac{1}{z_s} \right) \right) \exp \left(\frac{2i\pi \vec{r} \cdot \vec{r}'}{\lambda z} \right) r dr d\varphi, \quad (3.1)$$

où

$$U_0 = \frac{i}{\lambda z} \exp\left(\frac{2i\pi}{\lambda} z\right) \exp\left(\frac{i\pi r^2}{\lambda z}\right), \quad (3.2)$$

et $disc(2\vec{r}/s)$ est la transmittance du sténopé égale à 1 si $r \leq s/2$ et 0 sinon. Le paramètre z_s est en valeur algébrique et je pose par la suite $z_s = -L$. La PSF suivant z d'une onde plane, c'est à dire lorsque $L \rightarrow \infty$, de longueur d'onde $\lambda = 4 \mu\text{m}$ traversant un sténopé de diamètre $260 \mu\text{m}$ a été simulée. Cette répartition de l'intensité lumineuse est illustrée à la figure 3.3 A. Le module de sa transformée de Fourier donne la fonction de transfert de modulation (FTM)

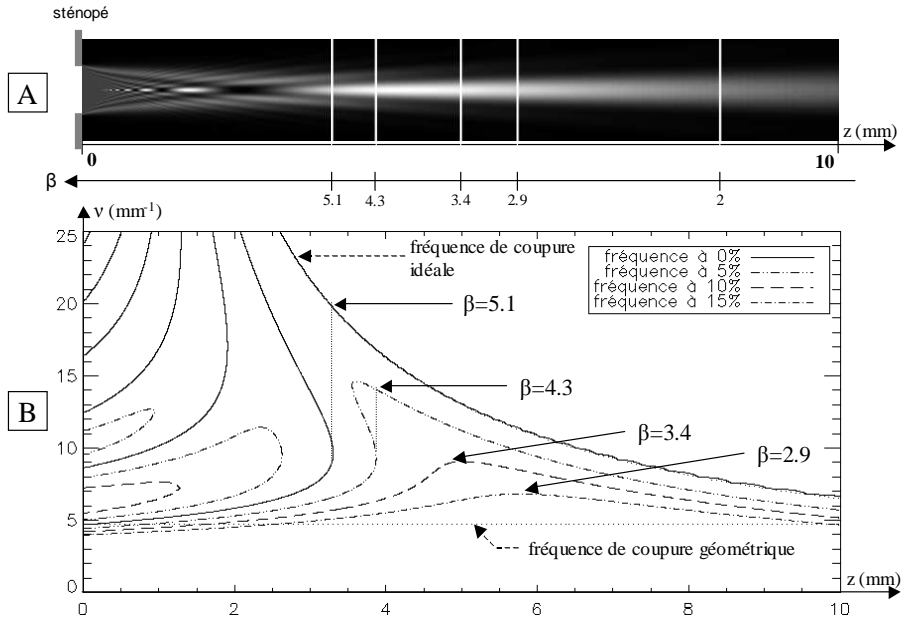


FIG. 3.3 – (A) Illustration de la répartition de l'intensité lumineuse d'une onde plane de longueur d'onde $4 \mu\text{m}$ et traversant un sténopé de diamètre $260 \mu\text{m}$, (B) Variation des fréquences spatiales à 0%, 5%, 10% et 15% de la FTM normalisée du sténopé en fonction de la distance de propagation z . Le paramètre β est défini à l'équation 3.5 page 93. La fréquence de coupure idéale correspond à la fréquence de coupure d'une lentille parfaite de même ouverture que le sténopé.

du sténopé suivant z . Cette FTM permet d'estimer la qualité du système optique, la résolution angulaire maximale du système étant estimée à partir de la fréquence de coupure qui représente le premier zéro de la FTM (voir équations 2.9 et 2.10 page 15). Les variations des fréquences à 0 %, 5 %, 10 % et 15 % de la FTM sont illustrées à la figure 3.3 B. Nous pouvons constater que la PSF du sténopé peut être plus petite que le diamètre de ce dernier pour certaines valeurs de z et il existe une position z qui maximise la fréquence de coupure. Cette zone constitue la zone privilégiée d'imagerie de ce composant. De plus, la FTM du sténopé montre qu'il existe

3.2. Démonstration de l'intérêt du sténopé pour la vision infrarouge.

une zone inadaptée à des applications d'imagerie (zone où la première fréquence de coupure de la FTM est inférieure à la fréquence de coupure théorique d'une lentille de même ouverture que le sténopé, qui est appelée fréquence de coupure idéale à la figure 3.3) et une zone adaptée à des applications d'imagerie (zone où la première fréquence de coupure est égale à la fréquence de coupure idéale). Une étude plus attentive de l'équation 3.1 permet d'expliquer la variation de la fréquence de coupure suivant z observée à la figure 3.3. En effet, l'équation 3.1 montre que la PSF du sténopé à une distance z est la transformée de Fourier d'un disque dégradée par la présence d'un défaut de mise au point (voir aussi la référence [151]). Ce défocus se traduit par la phase aberrante ϕ_{aberr} :

$$\phi_{aberr}(r, \varphi) = \frac{i\pi r^2}{\lambda} \left(\frac{1}{L} + \frac{1}{z} \right). \quad (3.3)$$

l'amplitude maximale de cette aberration de défaut de mise au point peut s'écrire de la manière suivante :

$$\max(\phi_{aberr}) = \frac{\pi}{4}\beta. \quad (3.4)$$

où

$$\beta = \frac{s^2}{\lambda} \left(\frac{1}{L} + \frac{1}{z} \right). \quad (3.5)$$

Ainsi, le paramètre β permet d'estimer la qualité de la PSF indépendamment des paramètres s , z , L et λ . Les propriétés de la FTM du sténopé de la simulation décrite ci-dessus peuvent être alors généralisées à d'autres sténopés ayant des valeurs β identiques.

L'équation 3.5 indique que β est proportionnel au nombre de Fresnel (voir l'équation 2.22 page 20) avec $\beta = 4FN$. Ainsi, lorsque β a une valeur autour de 4 ($FN \simeq 1$), la PSF est décrite par la diffraction de Fresnel. Lorsque $\beta \ll 1$, la diffraction de Fraunhofer en champ lointain détermine la PSF du sténopé et enfin lorsque $\beta \gg 1$, le système peut être étudié à partir de l'optique géométrique. La PSF du sténopé est alors une tache d'Airy si $\phi_{aberr} \ll 1$. Sa fréquence de coupure ν_{c1} est dans ce cas égale à :

$$\nu_{c1} = \frac{s}{\lambda z}. \quad (3.6)$$

Si l'objet est à l'infini, c'est à dire lorsque $L \rightarrow \infty$, la fréquence de coupure peut être déterminé en fonction de β :

$$\nu_{c1} = \frac{\beta}{s}. \quad (3.7)$$

Dans la zone de Fresnel, par contre, la PSF est dégradée par le défaut de mise au point. La FTM, en comparaison avec la FTM idéale, se dégrade jusqu'à l'apparition d'une fréquence de coupure ν_{c2} inférieure à la fréquence de coupure idéale ν_{c1} . La figure 3.3 montre qu'à partir de $\beta > 5,1$, la FTM présente des rebonds, c'est-à-dire plusieurs fréquences nulles et inférieures à la fréquence de coupure ν_{c1} . A ces valeurs de β , la qualité de l'image est très dégradée à cause de la faible fréquence de coupure ν_{c2} et des inversions de contraste après cette fréquence. Nous pouvons donc montrer qu'il existe bien une zone d'imagerie pour le sténopé. Elle vérifie la relation $\beta < 5,1$ et la fréquence de coupure de cette zone correspond à ν_{c1} qui peut être calculée par les équations 3.6 et 3.7. La dernière équation montre que pour une valeur donnée de s , ν_{c1} augmente lorsque β augmente. Une valeur optimale β_{opt} qui maximise ν_{c1} tout en maintenant une FTM de bonne qualité peut être établie. Il existe plusieurs critères permettant d'évaluer la qualité de la PSF du système : le critère de Rayleigh et le critère de Maréchal. Le critère de Rayleigh évalue l'amplitude ΔPV qui est l'amplitude entre le plus haut défaut et le plus bas défaut de la phase aberrante. L'amplitude ΔPV s'écrit de la manière suivante :

$$\Delta PV = \max(\phi_{aberr}) - \min(\phi_{aberr}), \quad (3.8)$$

Dans le cas du sténopé, l'amplitude ΔPV est proportionnelle à β :

$$\Delta PV = \frac{\pi}{4}\beta. \quad (3.9)$$

Le critère de Rayleigh (voir [158]) établit que le retard de phase qu'un système optique peut tolérer ne doit pas dépasser $\pi/2$, ce qui donne une valeur de $\beta = 2$ comme l'a démontré Mielenz dans la référence [154].

Le critère ΔRMS , appelé aussi critère de Maréchal, est un critère plus précis pour estimer la qualité de la PSF. L'avantage du critère ΔRMS par rapport au critère de Rayleigh consiste en ce que toute la phase aberrante et non ses valeurs extrêmes est prise en compte. Le critère

3.2. Démonstration de l'intérêt du sténopé pour la vision infrarouge.

ΔRMS donne ainsi une information sur la qualité de l'image qui dépend de la forme de la phase aberrante. Le paramètre ΔRMS est calculé de la manière suivante :

$$\Delta RMS = \sqrt{\langle \phi_{aberr}^2 \rangle - \langle \phi_{aberr} \rangle^2}, \quad (3.10)$$

où

$$\langle \phi_{aberr} \rangle = \frac{\int_0^{2\pi} \int_0^{s/2} \phi_{aberr}(r, \varphi) r dr d\varphi}{\int_0^{2\pi} \int_0^{s/2} r dr d\varphi}. \quad (3.11)$$

Dans le cas du sténopé, ΔRMS s'exprime de la manière suivante :

$$\Delta RMS = \pi\beta \frac{\sqrt{3}}{24}. \quad (3.12)$$

Si la valeur ΔRMS est supérieure à $\pi/7$, alors le sténopé optique est limité par l'aberration de défocus [11]. La valeur $\pi/7$ correspond à un rapport de Strehl S de 80 %, qui est défini par la relation :

$$S = \frac{\max(PSF_{\text{sténopé}})}{\max(PSF_{\text{idéale}})}, \quad (3.13)$$

où $PSF_{\text{idéale}}$ correspond à la PSF du système en prenant $\phi_{aberr} = 0$. Pour une telle valeur de Strehl, nous obtenons $\beta = 2$ qui est en accord avec le critère de Rayleigh. $\beta = 2$ est appelé la constante de Petzval [151, 154]. Cependant, il existe un grand intervalle de valeurs β , et en particulier pour des valeurs supérieures à 2, qui donne des images avec une résolution convenable pour les applications envisagées. La difficulté de déterminer une valeur de β est révélatrice du fait que le sténopé a une très grande profondeur de champ. La valeur $\beta = 2$ est un bon critère pour de l'imagerie classique demandant une FTM de bonne qualité. Cependant, dans le cas d'une imagerie spécialisée qui observerait des objets ayant un bon contraste thermique, nous pouvons choisir une valeur de β plus élevée qui correspond à une FTM plus dégradée mais possédant une fréquence de coupure plus élevée. D'autres critères ont alors été proposés pour estimer la valeur optimale de β . Par exemple, β peut être choisi de manière à maximiser la fréquence ayant un contraste de 5 % [151] ou bien la fréquence ayant un contraste de 10 % [153]. La figure 3.3 montre que les valeurs optimales de β pour maximiser les fréquences ayant des contrastes de 5 % et 10 % sont respectivement égales à 4,3 et 3,4, ce qui conduit ainsi à des valeurs différentes. Le critère qui maximise la fréquence ayant un contraste de 10 % donne une valeur de β proche de celle

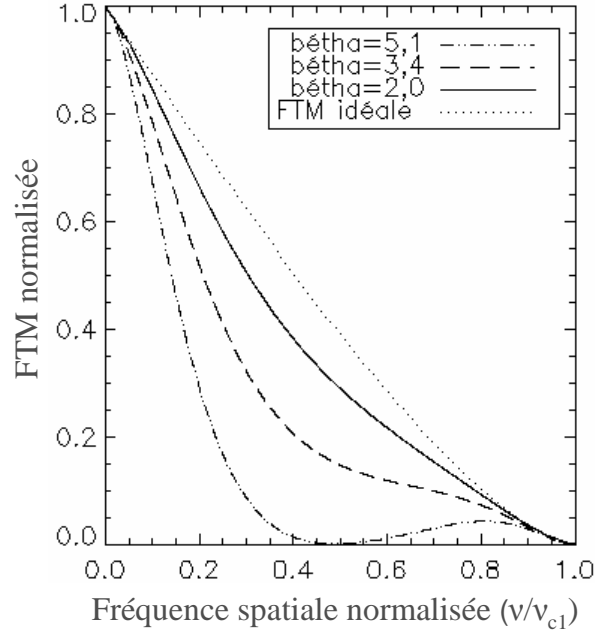


FIG. 3.4 – Comparaison des FTM d'un sténopé de diamètre $260 \mu\text{m}$ à $\lambda = 4 \mu\text{m}$ et aux configurations $\beta = 5, 1 ; 3, 8$ et 2 avec la FTM idéale.

établie expérimentalement par Rayleigh ($\beta = 3, 6$) [151]. L'allure des FTM pour trois valeurs de β ($5, 1 ; 3, 4$ et 2) est illustrée à la figure 3.4 et est comparée à la FTM idéale. Nous remarquons ainsi que la FTM du sténopé se dégrade par rapport à la FTM idéale lorsque β augmente.

Dans la zone d'imagerie du sténopé, la résolution angulaire IFOV peut être déterminée à partir des équations 3.6 page 93 et 2.10 page 15 et s'écrit de la manière suivante :

$$\text{IFOV} = \frac{\lambda}{s}. \quad (3.14)$$

Nous constatons ainsi que, dans la zone d'imagerie, IFOV ne varie pas suivant z et est inversement proportionnelle à s . L'invariance de IFOV est un autre argument pour justifier la grande profondeur de champ du sténopé. Même si IFOV est invariant suivant z , l'équation 3.5 page 93 montre que maximiser la valeur de β permet de maximiser la compacité du système optique. L'équation 3.14 montre aussi que la résolution angulaire dépend de la longueur d'onde λ . La variation de la résolution angulaire entre deux longueurs d'onde est donnée par l'équation suivante :

$$\frac{\Delta \text{IFOV}}{\text{IFOV}_{\text{Avg}}} = \frac{\Delta \lambda}{\lambda_{\text{Avg}}}, \quad (3.15)$$

où IFOV_{Avg} et λ_{Avg} sont respectivement les valeurs moyennes de IFOV et de λ suivant une bande spectrale donnée $[\lambda_{\text{min}} - \lambda_{\text{max}}]$. Par exemple, dans la bande spectrale du MWIR ($[3 - 5 \mu\text{m}]$)

3.2. Démonstration de l'intérêt du sténopé pour la vision infrarouge.

et dans le cas où le sténopé a un diamètre de $260 \mu\text{m}$, nous obtenons $\Delta IFOV = 0.44^\circ$ et $IFOV_{Avg} = 0.88^\circ$. Cette différence de résolution angulaire n'est pas négligeable lorsque le sténopé observe une scène sur une grande bande spectrale. La FTM polychromatique dépendra alors fortement du spectre de la source. La figure 3.5 illustre la combinaison suivant z de plusieurs PSF issues d'un sténopé de diamètre $260 \mu\text{m}$ et obtenues aux longueurs d'onde $3 \mu\text{m}$, $4 \mu\text{m}$ et $5 \mu\text{m}$. La répartition en intensité de la PSF à la longueur d'onde $5 \mu\text{m}$ est affichée en rouge, celle

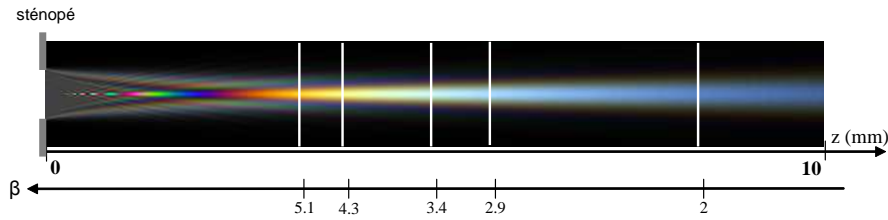


FIG. 3.5 – (a) Combinaison de la répartition en éclairage suivant z de plusieurs PSFs issues d'un sténopé de diamètre $260 \mu\text{m}$ obtenues aux longueurs d'onde $5 \mu\text{m}$ (canal rouge), $4 \mu\text{m}$ (canal vert) et $3 \mu\text{m}$ (canal bleu)

à la longueur d'onde $4 \mu\text{m}$ est affichée en vert et celle à la longueur d'onde $3 \mu\text{m}$ est affichée en bleu. Si la répartition de l'éclairage était achromatique, la combinaison de ces trois PSF serait blanche. L'irisation de cette combinaison montre bien que la forme de la PSF varie en fonction de la longueur d'onde.

Lorsque une valeur de β a été choisie, une longueur focale et une étendue géométrique peuvent être associées au sténopé. Ainsi, une formule de conjugaison entre le plan objet et le plan image peut être établie à partir de l'équation 3.5 page 93 :

$$\frac{1}{L} + \frac{1}{z} = \beta \frac{\lambda}{s^2}. \quad (3.16)$$

Cette formule ressemble fortement à la relation de conjugaison d'une lentille [150], en posant que la longueur focale du sténopé soit égale à $\beta\lambda/s^2$. De plus, l'éclairage du sténopé dans sa zone d'imagerie dépend, comme dans le cas d'une caméra classique, du nombre d'ouverture N donné dans l'équation 2.1 page 12 en remplaçant ϕ_s par s [155]. Pour un objet à l'infini ($L \rightarrow \infty$), l'étendue géométrique G est alors donnée dans l'équation 2.17 page 17. D'après l'équation 3.5 et pour un objet à l'infini, N peut s'écrire de la manière suivante :

$$N = \frac{s}{\lambda\beta}, \quad (3.17)$$

et G de la manière suivante :

$$G = \frac{\pi t_{pix}^2 \lambda^2 \beta^2}{4s^2}. \quad (3.18)$$

Si $\beta < 5,1$ et à partir de l'équation 3.14, l'étendue G peut s'écrire en fonction de $IFOV$ de la manière suivante :

$$G = \frac{\pi t_{pix}^2 \beta^2}{4} IFOV^2. \quad (3.19)$$

L'équation 3.19 suggère ainsi que pour une résolution angulaire donnée, G est maximisé lorsque β est maximisé. Les différentes FTM de la figure 3.4 peuvent être ainsi pondérées d'un facteur β^2 , afin de tenir compte du gain radiométrique pour les β élevés. Ces nouvelles FTM sont illustrées à la figure 3.6. Nous constatons qu'à iso-configuration, le sténopé possède une FTM

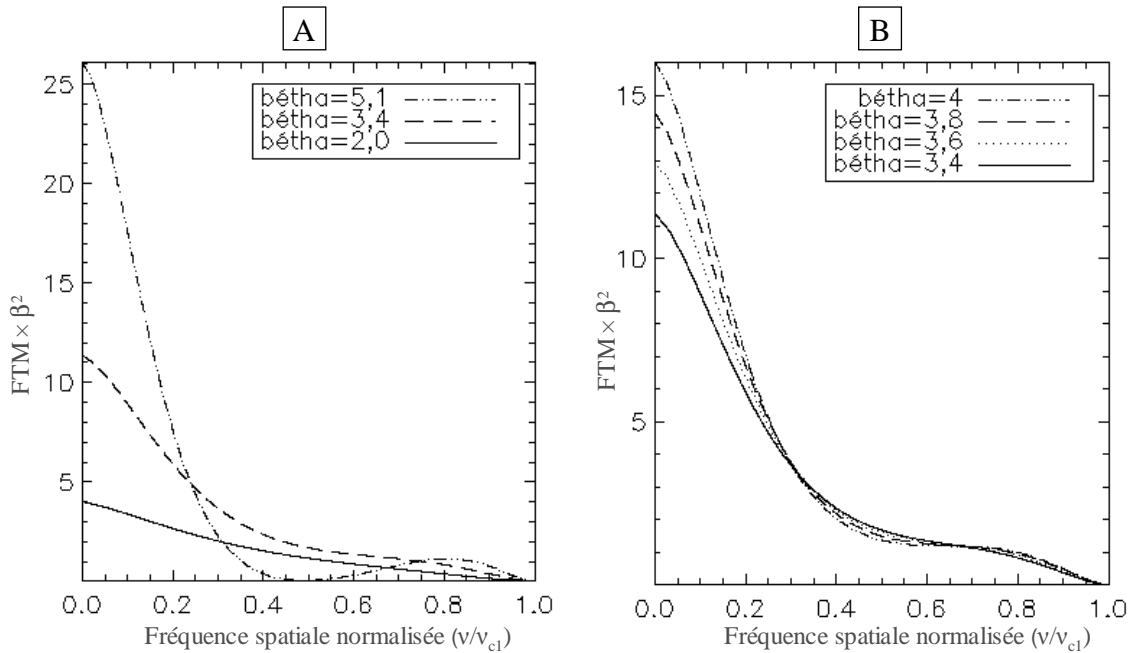


FIG. 3.6 – Comparaison des FTM d'un sténopé pondéré d'un facteur en β^2 (A) pour des valeurs de $\beta = 5,1$; $3,4$; 2 et (B) pour des valeurs de $\beta = 4$; $3,8$; $3,6$; $3,4$.

plus intéressante pour une valeur $\beta = 3,4$ que pour les valeurs $\beta = 2$ et $\beta = 5,1$ (figure 3.6 A). Nous constatons aussi qu'il existe une zone de tolérance où un gain radiométrique compense une diminution du contraste des hautes fréquences (figure 3.6 B). Ainsi, grâce à ce gain radiométrique, nous pouvons choisir une valeur de β supérieure à $3,4$, ce qui améliore la compacité de la *camera obscura*. Par la suite, je prendrai la valeur $\beta_{opt} = 4$ comme valeur optimale. Nous avons aussi

3.2. Démonstration de l'intérêt du sténopé pour la vision infrarouge.

établi dans cette sous section un formalisme permettant de comparer les performances du sténopé par rapport à un système à lentille.

3.2.3 Etude des performances optiques du sténopé dans le champ d'observation.

Maintenant que le sténopé a été caractérisé sur l'axe, il ne nous reste plus qu'à estimer les dégradations dans le champ d'un tel composant. Une forme d'aberration de champ, ressemblant à de l'astigmatisme et à de la courbure de champ a été mise en évidence dans les références [151, 155, 150]. Ces aberrations sont dues d'une part au fait que l'onde arrivant sous un angle d'incidence α voit le sténopé sous une forme ovale et d'autre part au fait que la distance entre le sténopé et le détecteur a augmenté. Ces deux causes modifient ainsi la relation de conjugaison donnée par l'équation 3.16 page 97. De simples considérations géométriques, illustrées à la figure 3.7, peuvent être utilisées pour estimer l'influence de ces aberrations sur la résolution angulaire et l'étendue géométrique. Lorsque l'angle tangentiel de l'onde incidente est égal à α et que l'angle

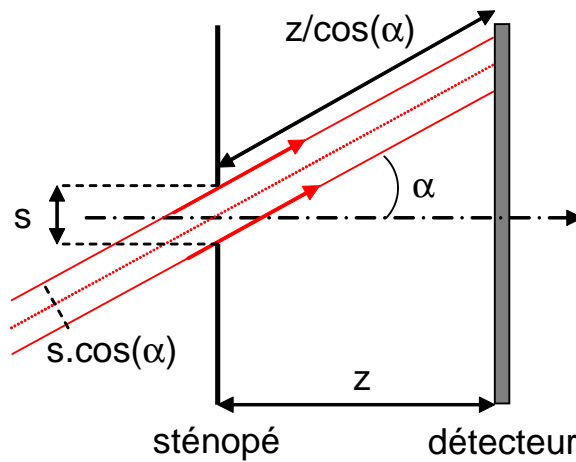


FIG. 3.7 – Considération géométrique pour estimer la dégradation dans le champ de la PSF du sténopé.

sagittal est égal à 0° , l'onde incidente voit le sténopé sous une forme ovale définie par le diamètre sagittal $s_s = s$ et le diamètre tangentiel $s_t = s \cdot \cos(\alpha)$. Comme le détecteur est perpendiculaire à l'axe optique du sténopé, la distance que parcourt l'onde inclinée par rapport à l'axe optique est plus grande d'un facteur $1/\cos(\alpha)$ que celle parcourue par l'onde parallèle à l'axe optique. La distance parcourue par l'onde inclinée est donc égale à $z' = z/\cos(\alpha)$. Enfin, l'intensité de cette

onde arrive sous une incidence oblique sur le détecteur et couvre alors une surface plus grande d'un facteur $1/\cos(\alpha)$. Ces trois effets tendent à réduire la fréquence de coupure de la FTM dans le champ. En effet l'équation 3.6 page 93 devient :

$$\nu_t = \cos^3(\alpha) \frac{s}{\lambda z}, \quad (3.20)$$

$$\nu_s = \cos(\alpha) \frac{s}{\lambda z}, \quad (3.21)$$

où ν_t représente la fréquence de coupure tangentielle et ν_s la fréquence de coupure sagittale. Il en résulte une diminution de la résolution angulaire tangentielle :

$$IFOV_t = \frac{1}{\cos^2(\alpha)} \frac{\lambda}{s}, \quad (3.22)$$

$$IFOV_s = \frac{\lambda}{s}, \quad (3.23)$$

où $IFOV_t$ représente la résolution angulaire tangentielle et $IFOV_s$ la résolution angulaire sagittale.

Cette dégradation dans le champ tend aussi à réduire les performances radiométriques du sténopé. L'étendue géométrique dans le champ est donnée par la loi dite en "cos⁴" :

$$G(\alpha) = G \cos^4 \alpha. \quad (3.24)$$

En comparant l'équation 3.22 et l'équation 3.24, nous constatons que le bilan radiométrique se dégrade plus rapidement que la résolution angulaire. Puisque le bilan radiométrique est critique pour un système d'imagerie utilisant un sténopé, c'est ce dernier qui limitera le champ d'observation FOV du sténopé. La décroissance de l'étendue géométrique dans le champ par rapport à l'étendue géométrique sur l'axe est illustrée à la figure 3.8. Si nous acceptons une décroissance de l'étendue géométrique dans le champ jusqu'à une valeur égale à la moitié de l'étendue géométrique sur l'axe, alors le champ d'observation acceptable du sténopé est égal à 66°. Ce champ d'observation pourrait être considérablement augmenté en utilisant un détecteur courbé [148]. En effet, un détecteur courbé avec un rayon de courbure égal à z serait une bonne solution pour atténuer les aberrations dans le champ du sténopé, puisque la distance entre le sténopé et le détecteur serait invariante et que les rayons arriveraient perpendiculairement sur le détecteur

3.2. Démonstration de l'intérêt du sténopé pour la vision infrarouge.

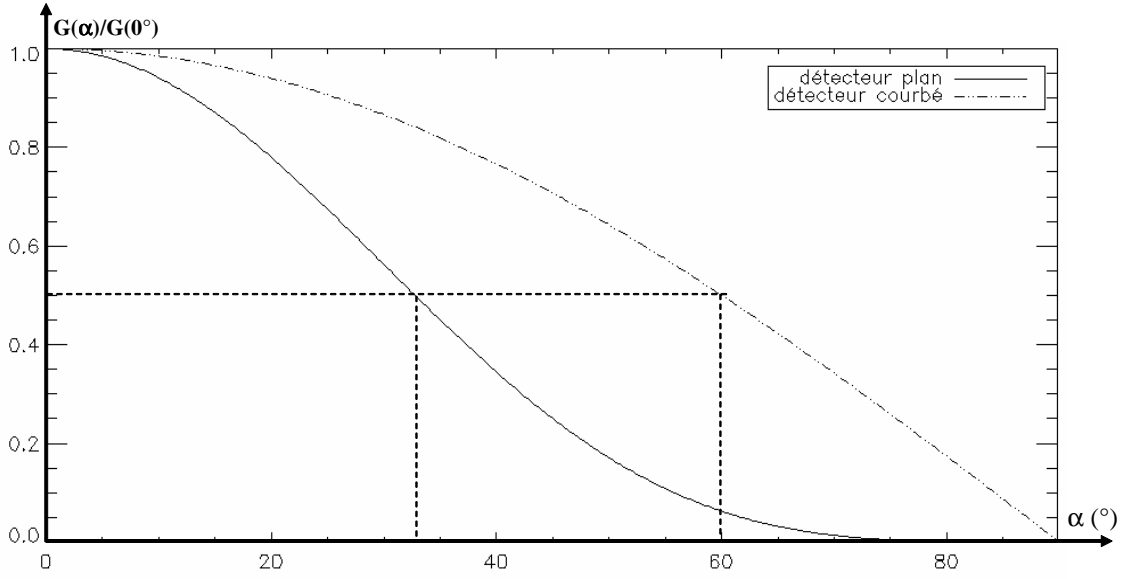


FIG. 3.8 – Evolution de l'étendue géométrique en fonction de l'angle de champ α dans le cas d'un sténopé associé à un détecteur plan et un détecteur courbé.

quelque soit l'inclinaison par rapport à l'axe optique de ces derniers. L'étendue géométrique serait alors seulement dégradée d'un facteur en $\cos(\alpha)$ (voir la figure 3.8). En partant du même critère décrit ci-dessus, le sténopé pourrait avoir un champ de 120° .

3.2.4 Règles de conception d'une *camera obscura*.

Nous avons établi dans les sous-sections précédentes une valeur optimale β_{opt} et un champ d'observation maximal FOV_{max} . A partir de ces deux valeurs et pour un détecteur de dimension donnée t_{det} , nous pouvons déterminer l'encombrement z du système ainsi que le diamètre du sténopé. En fixant un champ d'observation FOV inférieur ou égal à FOV_{max} , la distance z peut être déterminée de la manière suivante :

$$z = \frac{t_{det}}{2 \tan(FOV/2)}, \quad (3.25)$$

Maintenant que z est fixé, nous allons choisir le plus grand diamètre s du sténopé afin de maximiser la résolution angulaire (voir équation 3.14 page 96) et l'étendue géométrique, tout en maintenant une FTM de bonne qualité. Nous avons vu à la sous-section 3.2.2 page 98 que ce compromis est obtenu pour une valeur autour de

$$\beta_{opt} = 4. \quad (3.26)$$

Cependant, à s et z fixés, l'équation 3.5 page 93 montre que la condition 3.26 ne peut être satisfaite pour chaque longueur d'onde λ et pour chaque profondeur de champ L . Or, comme nous le verrons ultérieurement, la PSF polychromatique peut être considérablement dégradée si, pour certaines valeurs de λ et L , le sténopé fonctionne en dehors de sa zone d'imagerie. Afin d'éviter cette situation, le diamètre optimal du sténopé s_{opt} doit être déterminé à partir de la plus petite longueur d'onde λ_{min} et de la plus petite profondeur de champ désirée, représentée par L_{min} (L_{min} étant la distance minimale entre l'objet et le sténopé). De cette manière, le sténopé fonctionnera dans la zone d'imagerie pour toutes les autres configurations. Le diamètre optimal s_{opt} est ainsi donné par l'équation suivante :

$$s_{opt}^2 = \frac{L_{min}}{L_{min} + z} \beta_{opt} \lambda_{min} z. \quad (3.27)$$

A partir des équations 3.25 et 3.27, je propose de dimensionner une *camera obscura* utilisant un détecteur "TV/4" de 320×256 pixels de pas égal à $30 \mu m$. La caméra fonctionne dans le MWIR, c'est-à-dire dans la bande spectrale $[3 - 5 \mu m]$. En prenant le champ maximal de 66° vu par la diagonale du détecteur, nous obtenons une distance $z = 9,4 mm$, un diamètre $s = 337 \mu m$ et une fréquence de coupure moyenne $\nu_{c moy} = 8,9 mm^{-1}$ (à $\lambda = 4 \mu m$). En utilisant ce détecteur au format de 256×256 et visualisant un champ de 66° sur ses cotés, nous obtenons une distance $z = 5,9 mm$, un diamètre $s = 266 \mu m$ et une fréquence de coupure moyenne $\nu_{c moy} = 11,3 mm^{-1}$ (à $\lambda = 4 \mu m$). De ces deux exemples, nous remarquons que le sténopé sera utilisé préférentiellement pour de petites distances z car la fréquence de coupure augmente lorsque z diminue. De plus, nous constatons que pour ces deux configurations, la fréquence de coupure du sténopé est inférieure à la fréquence de Nyquist imposée par le détecteur et qui est égale à $16,7 mm^{-1}$. La résolution de la *camera obscura* est donc limitée par la fonction de transfert du sténopé et non par la dimension des pixels du détecteur. Cette *camera obscura* ne valide donc pas les exigences de la première application décrite à la section 1.2 page 8. Cette caméra peut néanmoins être utilisée pour la deuxième application qui n'impose pas une résolution angulaire optimale, à condition de trouver un moyen pour élargir le champ de vision du sténopé à un champ de 180° .

3.2.5 Conception d'une *camera obscura* à lentille fish-eye.

Nous avons vu à la sous-section 3.2.3 page 100 que le champ d'observation maximal autorisé par le sténopé avoisine les 66° . Plusieurs astuces ont été proposées dans la littérature et dans le domaine spectral du visible pour étendre le champ d'observation du sténopé à un champ de 180° . Le premier principe consiste à utiliser la réfraction d'un verre pour comprimer un cône de 180° en un cône d'un angle plus petit qui sera ensuite vu par le sténopé. La manière la plus simple pour réaliser cette compression est de faire en sorte que l'espace entre le sténopé et le détecteur soit constitué d'un milieu d'indice plus élevé que celui de l'air. Wood propose ainsi d'immerger cet espace entre le sténopé et une plaque photographique avec de l'eau [159]. Franke améliore ce concept en remplaçant l'immersion par une surface hémisphérique à l'arrière du sténopé (voir [160] et la figure 3.9 A). La compression de champ s'effectue au niveau du premier dioptre et

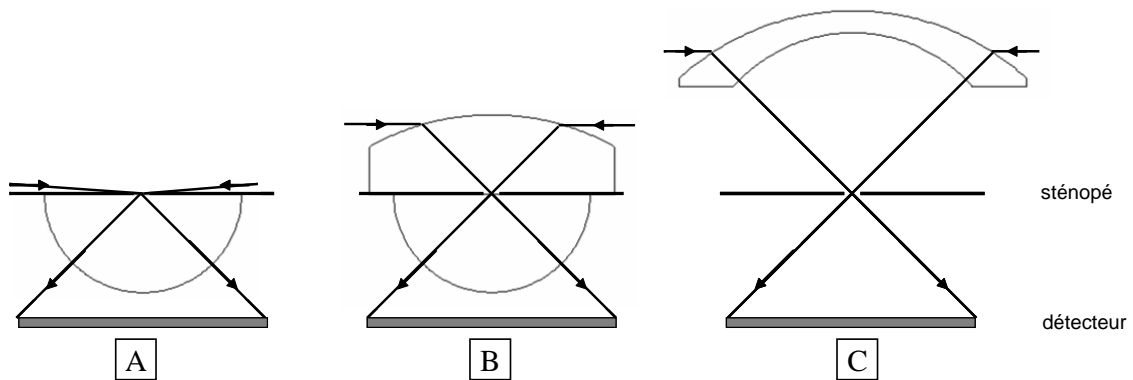


FIG. 3.9 – Illustration de différentes architectures utilisées pour augmenter le champ d'observation du sténopé : (A) illustration de la caméra de Franke [160], (B) illustration de la caméra de Tisse [127] et (C) configuration recommandée pour augmenter le champ de la *camera obscura* infrarouge.

cette compression est conservée au niveau du second dioptre car ce dernier est conçu de manière à ce que tous les rayons le traversant soient perpendiculaires à ce dioptre. Ainsi les rayons ne subissent pas de réfraction au niveau du second dioptre. Hsu propose quant à lui d'utiliser la réflexion pour comprimer le champ [161]. Il utilise pour cela un miroir parabolique et un sténopé placé au point focal de ce miroir. Une plaque photographique est placée dans le plan focal de ce miroir. Cette méthode a l'avantage de supprimer les aberrations chromatiques causées par la réfraction et la perte d'intensité causée par l'absorption. Il diminue aussi les aberrations dans le champ à la manière d'un détecteur courbé (voir la sous-section 3.2.3 page 99), puisque la distance

parcourue par les rayons entre le sténopé et le détecteur est identique quelque soit l'inclinaison des rayons et que ces derniers arrivent perpendiculairement au détecteur. Malheureusement, cette méthode est difficilement transposable pour une architecture classique de détection, le sténopé devant être creusé dans le détecteur même ! Nous revenons alors vers des architectures utilisant le principe de la réfraction. Tisse propose une amélioration de l'architecture de Franke en collant à l'avant du sténopé une lentille sphérique plano-convexe [127]. L'architecture de Tisse est illustrée à la figure 3.9 B. Cette lentille supplémentaire permet d'améliorer le bilan radiométrique dans le champ, de diminuer la réflexion au niveau de l'interface air/verre et de diminuer la distorsion du système. Cette caméra n'est cependant pas adaptée dans la bande spectrale du MWIR et du LWIR. En effet la lentille plano-convexe et la lentille boule doivent être collées sur le sténopé de manière à ce que le volume d'air entre ces deux optiques soit rempli avec une colle ayant un indice de réfraction proche des deux lentilles. Cette précaution permettrait de supprimer les réflexions totales au niveau de l'interface verre/air pour les rayons arrivant avec un fort angle d'incidence. Malheureusement, les colles dans le domaine de l'infrarouge sont rares et ont souvent un spectre de transmission avec de nombreuses bandes d'absorption. Traditionnellement, les optiques infrarouges ne sont pas collées entre elles et sont justes plaquées les unes par rapport aux autres. Un volume d'air entre les deux optiques dégraderaient fortement les performances du système si l'indice de réfraction des optiques est élevé, ce qui est en général le cas pour des optiques infrarouges. Par exemple, la réflexion totale sur l'interface germanium/air apparaît dès un angle d'incidence de $14,5^\circ$, l'indice de réfraction du germanium étant de 4. Cette valeur est très inférieure à l'angle d'incidence maximal du système proposé par Tisse qui est égal à 45° ! De plus, comme le bilan radiométrique du sténopé n'est pas favorable, nous allons utiliser des détecteurs refroidis de la technologie HgCdTe plutôt que des micro-bolomètres qui sont pour le moment moins sensibles. Comme nous l'avons vu à la section 1.2 page 6, ces détecteurs refroidis doivent être intégrés à l'intérieur du cryostat. De plus, nous avons vu à la sous section 3.2.1 page 90 qu'idéalement le sténopé doit être placé au niveau de la pupille froide. L'architecture de Tisse ne peut donc pas être intégrée à l'intérieur d'un cryostat puisque les bord de ce dernier risque de bloquer les rayons de champ. Je propose alors une nouvelle architecture permettant de contourner le problème de la colle tout en étant compatible à une intégration dans un cryostat. A la place d'utiliser une lentille plano-convexe et une lentille boule de part et d'autre du sténopé, je préfère

3.2. Démonstration de l'intérêt du sténopé pour la vision infrarouge.

plutôt creuser dans la première lentille le volume de la lentille boule (voir la figure 3.9 C). La lentille devient ainsi un ménisque divergent, où le premier rayon de courbure R_1 est utilisé pour comprimer le champ d'observation et le deuxième rayon de courbure R_2 centré sur le sténopé est utilisé pour éviter une deuxième réfraction. Cette lentille peut facilement s'intégrer à la place du hublot du cryostat, permettant ainsi à tous les rayons de champ d'entrer dans le cryostat [162]. Ce ménisque divergent est en fait assez similaire à la première lentille d'une architecture de type fish eye, illustrée à la figure 1.2 page 8. En effet, dans une architecture de type fish eye, les premières lentilles sont utilisées pour comprimer le champ optique. Elles sont suivies par un groupe de lentilles focalisantes et du diaphragme [8, 163, 164]. Le nombre de lentilles dans le groupe de focalisation dépend du nombre ouverture N du système optique. Plus le système est fermé (N grand) et moins de lentilles sont nécessaires pour obtenir un système limité par la diffraction. La *camera obscura* améliorée d'un ménisque divergent peut ainsi être considérée comme une version extrême d'une architecture fish eye classique où le nombre d'ouverture est suffisamment grand pour qu'aucune lentille focalisante soit nécessaire. Le diaphragme et la fonction de focalisation sont assurés en même temps par le sténopé. C'est pourquoi cette architecture sera appelée par la suite *camera obscura* à lentille fish eye.

Les deux rayons de courbure R_1 et R_2 de la lentille ménisque doivent être déterminés de manière à obtenir la compression de champ voulue et le bon encombrement de la caméra à lentille fish eye. Nous définissons T comme étant la distance entre le sténopé et la surface supérieure du ménisque. L'encombrement de la caméra à lentille fish eye possède ainsi un encombrement égal à $T + z$. Le ménisque compresse un champ total FOV en un champ θ_c qui est vu par le sténopé. En utilisant les notations de la figure 3.10, nous obtenons la relation suivante qui relie le rayon de courbure R_1 à l'encombrement du système et au champ comprimé θ_c :

$$\sin\left(\theta_a - \frac{FOV}{2}\right) = n \sin\left(\theta_a - \frac{\theta_c}{2}\right), \quad (3.28)$$

$$\frac{T}{R_1} = \left[\cot\left(\frac{\theta_c}{2}\right) + \tan\left(\frac{\theta_a}{2}\right) \right] \sin(\theta_a). \quad (3.29)$$

Ces équations peuvent être aussi retrouvées à partir des équations proposées par Tisse dans la référence [127] pour dimensionner son système. Je préfère néanmoins utiliser les équations 3.28 et 3.29 car elles permettent d'obtenir R_1 à partir des paramètres dimensionnant le système qui sont

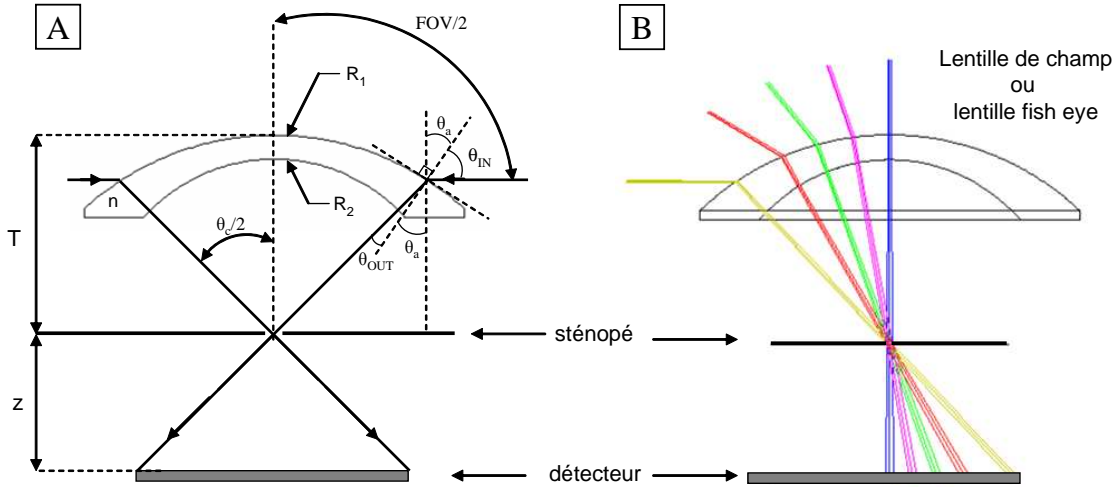


FIG. 3.10 – (A) Annotation de la *camera obscura* à lentille fish eye en vue de déterminer le rayon de courbure R_1 en fonction de l'encombrement et du champ comprimé voulu. (B) Illustration du fonctionnement de la *camera obscura* à lentille fish eye

l'encombrement et la compression de champ voulu. Il y a moins de contraintes pour déterminer la valeur du rayon de courbure R_2 . En effet, R_2 doit être inférieur à R_1 et il est préférable que la plus petite épaisseur de la lentille $e = T - R_2$ vérifie la relation $e > \phi/10$ pour des raisons optomécaniques, ϕ étant le diamètre de la lentille.

Le composant imageant est le sténopé lui même, la lentille ayant seulement une fonction d'agrandissement de champ. Les performances de la *camera obscura* à lentille fish eye, comme sa fréquence de coupure et son bilan radiométrique, peuvent donc être déterminées à partir des équations développées dans les sous-sections 3.2.2 page 91 et 3.2.3 page 99. Cependant, quelques précautions doivent être prises pour le dimensionnement du sténopé car la lentille est divergente. En effet, la lentille de champ a une influence sur le domaine d'imagerie du sténopé puisqu'elle forme une image virtuelle intermédiaire. Dans la configuration où le point source observé se trouve à l'infini, l'image intermédiaire sera à une distance L du sténopé qui peut être déterminée par la formule suivante :

$$L = |f_2| + T - e/2, \quad (3.30)$$

où f_2 est la longueur focale de la lentille de champ qui peut être calculée à partir de l'équation

3.2. Démonstration de l'intérêt du sténopé pour la vision infrarouge.

suivante :

$$\frac{1}{f_2} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) \left(1 + \frac{n - 1}{n} \frac{T - R_2}{R_1 - R_2} \right), \quad (3.31)$$

où n est l'indice de réfraction de la lentille.

Nous pouvons ensuite définir le facteur de compression de champ C de la lentille comme suit :

$$C = \frac{FOV}{\theta_c}. \quad (3.32)$$

La résolution angulaire estimée de la *camera obscura* à lentille fish eye peut ainsi être calculée à partir des équations 3.14 page 96 et 3.32 par la relation suivante :

$$IFOV_{system} = C \frac{\lambda}{s}. \quad (3.33)$$

Enfin, notons que la compression du champ par la lentille fish eye va introduire de la distorsion. La déformation de l'image due à la distorsion du système est illustrée à la figure 3.11.

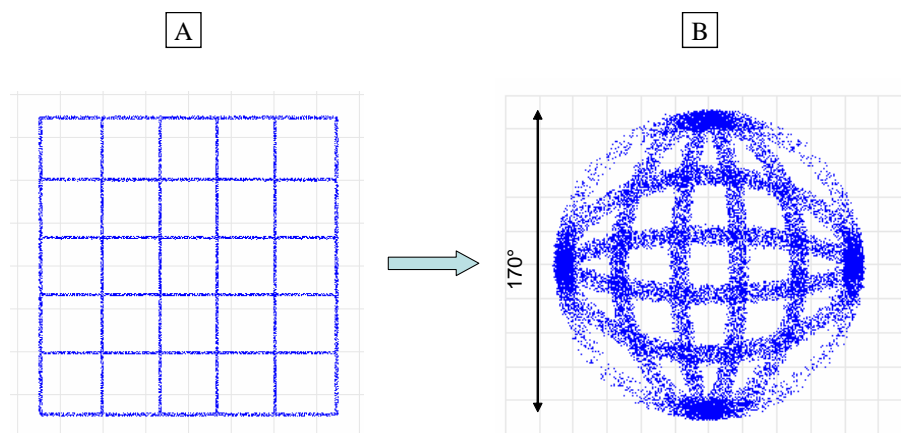


FIG. 3.11 – Illustration de la distorsion générée par la lentille fish eye : (A) mire vue par la *camera obscura* à lentille fish eye, (B) image de cette mire par la caméra.

3.2.6 Etude expérimentale de la *camera obscura* à lentille fish-eye.

A partir des différentes études sur le sténopé, j'ai pu concevoir une *camera obscura* à lentille fish eye entièrement intégrée à l'intérieur du cryostat et répondant à la deuxième application

décrite à la section 1.2 page 8. Cette caméra travaille dans la bande spectrale $[3 - 5 \mu\text{m}]$. Elle possède un champ d'observation de 180° , une distance entre le sténopé et le détecteur de $4,8 \text{ mm}$ et son encombrement optique avoisine les 13 mm . La lentille de champ est en germanium ($n = 4$) et comprime un champ de 180° en un champ de 67° . Ce champ comprimé correspond au champ d'observation total autorisé que peut voir le sténopé afin de ne pas trop dégrader son bilan radiométrique dans le champ (voir la sous section 3.2.3 page 100). Le facteur de compression de la lentille fish eye est donc $C = 2,7$. A partir des équations 3.28 et 3.29 page 105, j'obtiens $R_1 = 14,68 \text{ mm}$. Je choisis $R_2 = 7,43 \text{ mm}$ afin d'obtenir une épaisseur minimale de la lentille $e = 1 \text{ mm}$. La lentille fish eye est donc une lentille divergente de longueur focale égale à $f_2 = -4,54 \text{ mm}$ sur l'axe optique (d'après l'équation 3.31) et formant une image intermédiaire située à une distance $L = 12,5 \text{ mm}$ du sténopé. Le plan image intermédiaire est illustré à la figure 3.12. Le diamètre optimal s_{opt} du sténopé peut être estimé à partir de l'équation 3.27 page 102

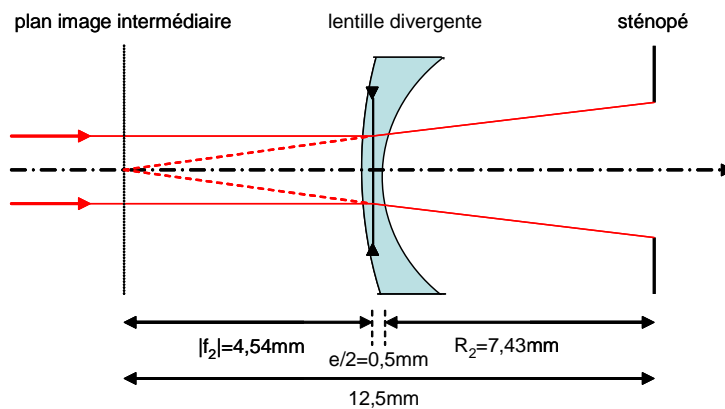


FIG. 3.12 – Illustration du plan image intermédiaire de la *camera obscura* à lentille fish eye.

en prenant le β_{opt} de l'équation 3.26 page 101, λ_{min} étant égal à $3 \mu\text{m}$. Nous obtenons alors la valeur $s_{opt} = 204 \mu\text{m}$. Nous pouvons ainsi choisir un sténopé sur "étagère" de diamètre $200 \mu\text{m}$. La *camera obscura* à lentille fish eye fonctionne ainsi pour des valeurs β comprises entre 2,3 et 3,8. La résolution angulaire de cet imageur est estimée à $2,7^\circ$. Nous pouvons comparer cette résolution angulaire à celle d'un système ayant la même focale et la même compression de champ

3.2. Démonstration de l'intérêt du sténopé pour la vision infrarouge.

et étant limitée par la dimension des pixels du détecteur. Un tel système satisfait le critère de Nyquist et sa résolution angulaire $IFOV_{id\acute{e}ale}$ vaut :

$$IFOV_{id\acute{e}ale} = C \arctan\left(\frac{2t_{pix}}{f}\right). \quad (3.34)$$

Pour une configuration décrite ci-dessus (avec $f = 4,8 \text{ mm}$) et dans le cas d'un détecteur de pas pixel $t_{pix} = 30 \mu\text{m}$, nous obtenons $IFOV_{id\acute{e}ale} = 1,9^\circ$, ce qui n'est que 1,4 fois meilleur que la résolution angulaire de la *camera obscura* à lentille fish eye. Le nombre d'ouverture N de la *camera obscura* peut être estimé grâce à l'équation 3.17 page 97 et vaut $N = 24$.

Mise en œuvre de la *camera obscura* à lentille fish-eye.

J'ai ensuite intégré le sténopé et la lentille de champ à l'intérieur d'un cryostat de laboratoire refroidi à l'azote liquide, puis dans un cryostat à machine de laboratoire. L'assemblage mécanique de la *camera obscura* à lentille fish eye, ainsi que le cryostat machine, sont illustrés à la figure 3.13. Le sténopé remplace la pupille froide et la lentille de champ remplace le hublot du cryostat.

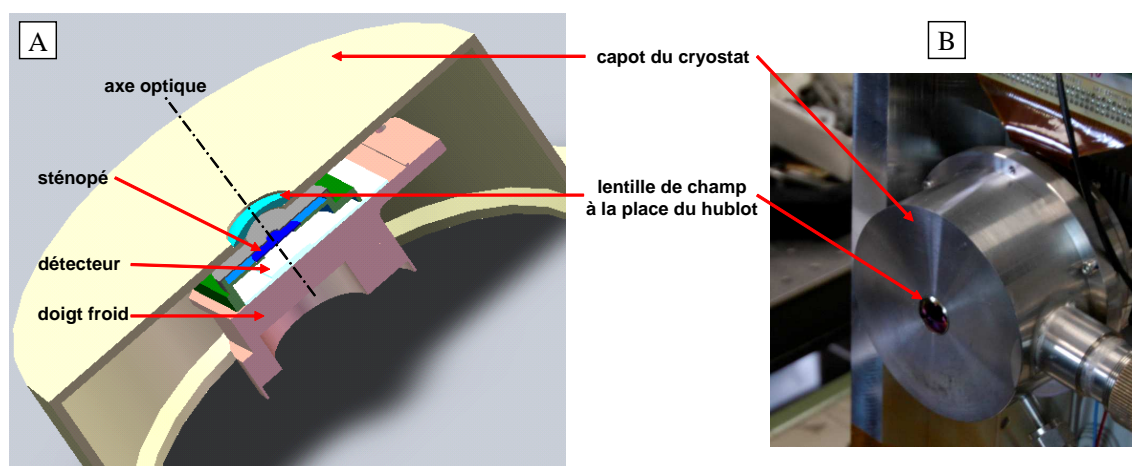


FIG. 3.13 – (A) Illustration de l'assemblage mécanique de la *camera obscura* à lentille fish eye. (B) Illustration de la *camera obscura* à lentille fish eye intégrée dans un cryostat à machine.

Le sténopé s'appuie sur le doigt froid et ce dernier est refroidi à la même température que le détecteur, c'est-à-dire à $77K$. Une première image de la *camera obscura* à lentille fish eye est présentée à la figure 3.14 B. Cette image a été obtenue avec un temps d'intégration de 15 ms et après une soustraction de fond. Cette scène a été photographiée afin de mieux interpréter l'image obtenue avec la *camera obscura* à lentille fish eye (voir la figure 3.14 A). Mes mains (celles du

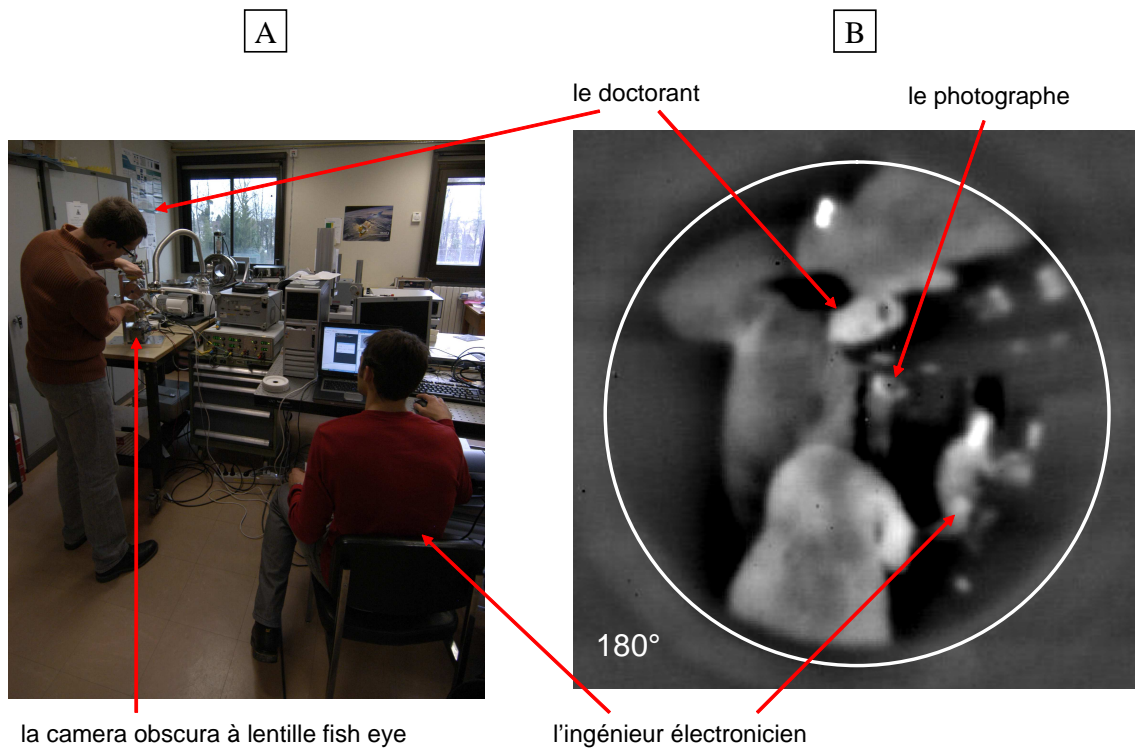


FIG. 3.14 – (A) Scène photographiée. (B) scène vue par la *camera obscura* à lentille fish eye intégrée dans un cryostat à machine

doctorant de la figure 3.14!) sont placées au bord du cryostat afin de vérifier que la caméra visualise bien un champ de 180° . L'image obtenue illustre aussi la grande profondeur de champ du système puisque les trois figurants se trouvent à différentes distances de la caméra.

Etude expérimentale sur l'axe optique de la *camera obscura* à lentille fish-eye.

La *camera obscura* à lentille fish eye a été par la suite caractérisée plus finement, afin d'extraire ses performances et de les comparer avec les différentes formules théoriques développées dans les sous-sections 3.2.2, 3.2.3 et 3.2.5. J'ai dans un premier temps mesuré les PSF monochromatiques produites par cette caméra et je les ai comparées avec les PSF simulées. Afin d'obtenir les PSF de la caméra à lentille fish eye à différents λ , j'ai utilisé un spectromètre infrarouge à transformée de Fourier (FTIR, modèle Bruker Equinox IFS55). Le principe de la méthode est de mesurer dans le temps une série d'interférogrammes produits par le FTIR [165]. La transformée de Fourier de ces interférogrammes permet d'obtenir un cube d'images correspondant à la réponse du système pour différentes ondes planes monochromatiques. Cette méthode est donc une manière indirecte

3.2. Démonstration de l'intérêt du sténopé pour la vision infrarouge.

permettant d'obtenir la réponse percussionnelle *hyperspectrale* de la *camera obscura*. Les résultats de cette étude sont illustrés à la figure 3.15. Les figures 3.15 A et B comparent les profils radiaux

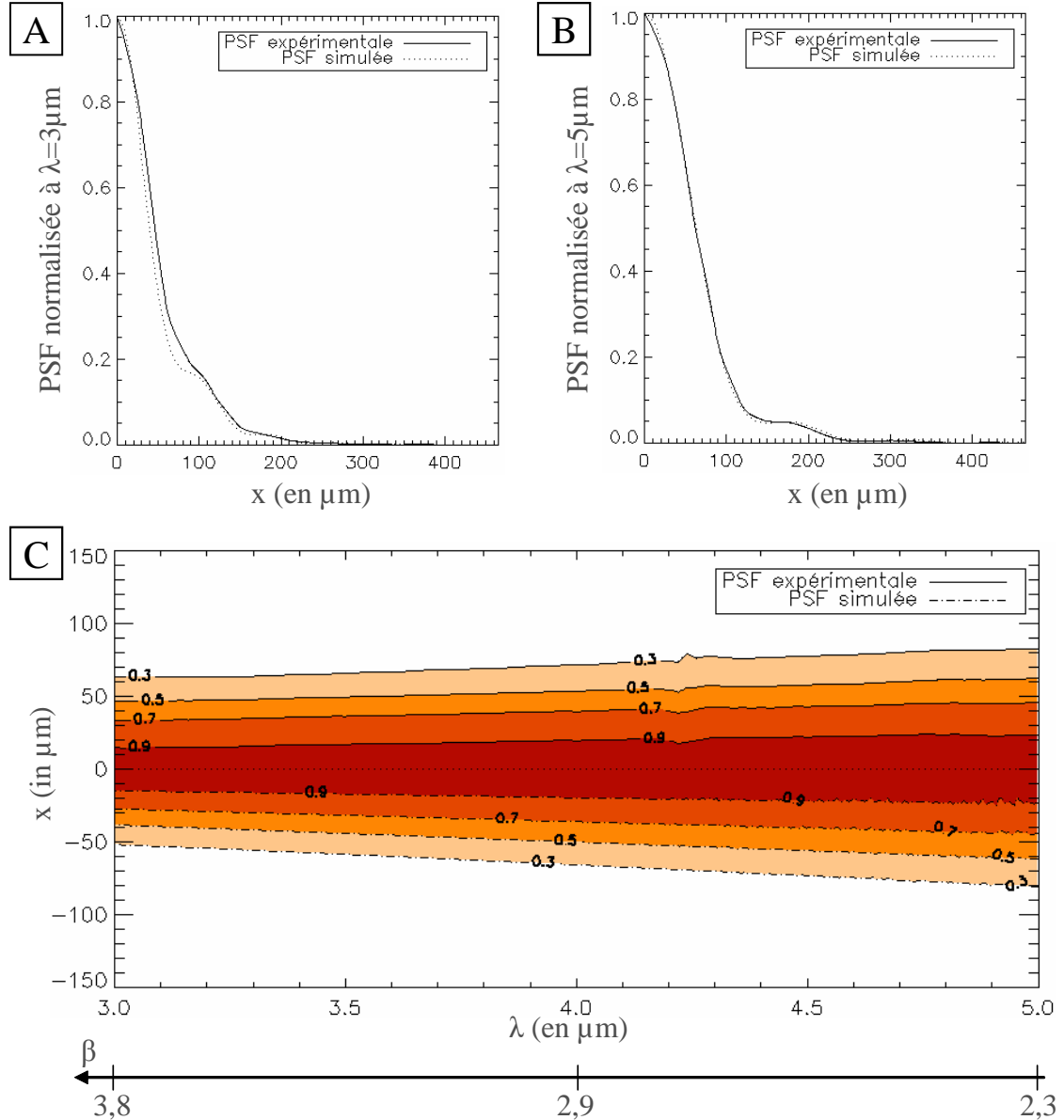


FIG. 3.15 – Comparaison entre les résultats obtenus par simulation et expérimentalement : profils radiaux des PSF à $\lambda = 3 \mu\text{m}$ (A) et $\lambda = 5 \mu\text{m}$ (B) et courbes de niveaux (C) des PSF (expérimentales et simulées) en fonction de la longueur d'onde.

simulés et expérimentaux des PSF à $\lambda = 3 \mu\text{m}$ et $\lambda = 5 \mu\text{m}$. A la figure 3.15 C, les courbes de niveaux aux valeurs 0,9 ; 0,7 ; 0,5 et 0,3 des PSF hyperspectrales sont aussi tracées. L'influence de la lentille de champ a été prise en compte dans les simulations. Nous constatons que les résultats simulés s'accordent bien avec ceux obtenus expérimentalement, ce qui valide le modèle

qui tient compte de l'influence de la lentille.

Pour montrer l'importance de prendre en compte cette lentille dans le dimensionnement du diamètre du sténopé, j'ai comparé expérimentalement les PSF radiales polychromatiques de deux *camera obscura* ayant la même lentille de champ, la même longueur focale, mais deux sténopés de diamètres différents. Ces PSF correspondent à l'image d'un point source à 1200°C au foyer d'un collimateur. Les profils radiaux de ces PSF expérimentales sont illustrés à la figure 3.16. Le

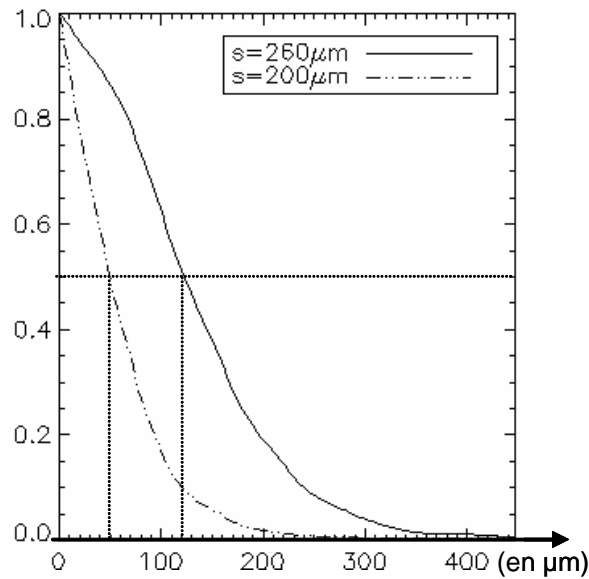


FIG. 3.16 – Comparaison de la PSF d'une caméra ayant un sténopé de diamètre $260\ \mu\text{m}$ avec celle d'une caméra ayant un sténopé de diamètre $200\ \mu\text{m}$.

premier sténopé a un diamètre égal à $200\ \mu\text{m}$ et fonctionne, d'après l'équation 3.5 page 93, avec des β compris entre 2,3 et 3,8 pour la bande spectrale $[3 - 5\ \mu\text{m}]$. Le second sténopé possède un diamètre de $260\ \mu\text{m}$ et fonctionne avec des β compris entre 3,9 et 6,5. Des valeurs de β supérieures à 5,1 font que le second sténopé fonctionne pour une partie de la bande spectrale en dehors de la zone d'imagerie (voir la sous section 3.2.2 page 91). Si ce sténopé était bien optimisé pour la caméra, on s'attendrait à obtenir une résolution meilleure avec le sténopé de diamètre $260\ \mu\text{m}$ qu'avec le sténopé de diamètre $200\ \mu\text{m}$, d'après l'équation 3.14 page 96. Une meilleure résolution angulaire se traduit par une largeur à mi-hauteur de la PSF plus faible. Or, nous constatons expérimentalement à la figure 3.16 que la largeur à mi-hauteur de la PSF de la *camera obscura* à lentille fish eye ayant le sténopé de diamètre $260\ \mu\text{m}$ est plus grande que celle de la caméra ayant un sténopé de diamètre $200\ \mu\text{m}$, ce qui entraîne une résolution angulaire plus

3.2. Démonstration de l'intérêt du sténopé pour la vision infrarouge.

faible. Cet exemple illustre bien l'importance de la lentille de champ dans le dimensionnement du sténopé ainsi que l'importance de l'équation 3.27 page 102 qui assure que toutes les configurations fonctionneront dans la zone d'imagerie du sténopé. La largeur à mi hauteur de la PSF centrale de la caméra ayant un sténopé de diamètre $200 \mu m$ a une valeur de $100 \mu m$, ce qui correspond à un IFOV de $3,2^\circ$.

Etude radiométrique de la *camera obscura* à lentille fish-eye.

Une étude radiométrique a ensuite été menée afin de comparer les mesures avec le modèle décrit à la section 2.6 page 82. Cette étude permet de vérifier que le modèle de la *camera obscura* à lentille fish eye est bien maîtrisé et qu'il pourra être utilisé pour comparer les performances de cette caméra avec d'autres systèmes optiques. Pour cela, un corps noir plan de caractéristiques connues (taille, température, distance d'observation) et résolu par la caméra a été utilisé. Le schéma de la configuration expérimentale est présenté à la figure 3.17. L'influence de la lentille

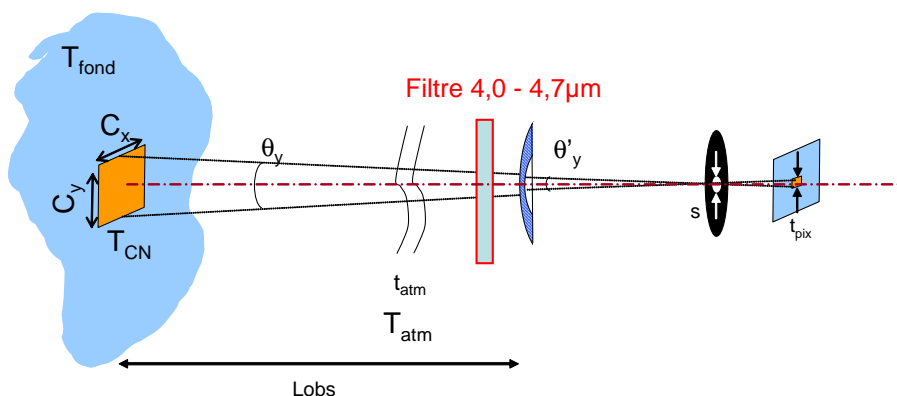


FIG. 3.17 – Etude radiométrique : Schéma de la configuration de mesure.

de champ doit être prise en compte pour le calcul de la largeur angulaire (θ'_x et θ'_y) de l'objet vu par le sténopé. La largeur angulaire θ'_y s'exprime à partir du facteur de compression C de la lentille fish-eye de la manière suivante :

$$\theta'_y = \frac{C_y}{L_{obs}C}, \quad (3.35)$$

où C_y représente la largeur d'un côté de l'objet et L_{obs} la distance entre l'objet et la caméra. L'objet imagé par la caméra est un corps noir carré de taille $10 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$. Ce corps noir est observé à une distance L_{obs} égale à 107 cm . La température du corps noir était de $100^\circ C$.

J'ai considéré que ce dernier avait une émissivité égale à 1. J'ai pris la valeur de $25^{\circ}C$ pour la température du fond et de l'atmosphère. J'ai considéré que la transmission de l'atmosphère était de 70% car le corps noir est proche du système optique. Le fond a une émissivité égale à 1. Le détecteur détecte le fond sur un spectre compris entre $3 \mu m$ et $5,5 \mu m$ et la cible sur un spectre compris entre $4,08 \mu m$ et $4,728 \mu m$ qui correspond à la bande de transmission du filtre placé devant le détecteur. Le temps d'intégration du détecteur est de $15 ms$. Ce dernier a une efficacité quantique de 70%, un courant d'obscurité autour de $1 pA$ et est refroidi à une température de $77K$. Le ménisque a une transmission de 95% et le filtre de 80%. Toutes ces données d'entrées permettent de déterminer le flux utile traversant le sténopé ainsi que le flux de fond. Le flux utile s'estime de la manière suivante :

$$F_{utile} = \pi \frac{s^2}{4} \sin(\theta'_x) \sin(\theta'_y) t_{atm} t_{opt} t_{filtre} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} B_{cible}(\lambda) d\lambda, \quad (3.36)$$

où B_{cible} est la luminance de la cible, θ'_x et θ'_y représentent la dimension angulaire de la cible vue par le sténopé, t_{atm} est la transmission de l'atmosphère, t_{opt} est la transmission de l'optique et t_{filtre} est la transmission du filtre. Le flux de fond se calcule de la manière suivante :

$$F_{fond} = \pi \frac{s^2}{4} \frac{t_{pix}^2}{f^2} t_{opt} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} [t_{atm} B_{fond}(\lambda) + (1 - t_{atm}) B_{atm}(\lambda)] d\lambda, \quad (3.37)$$

où B_{fond} est la luminance du fond et B_{atm} est la luminance de l'atmosphère. La transmission du filtre intervient dans le calcul du flux utile mais pas dans le calcul du flux de fond. Une estimation du courant détecté peut donc être obtenue à partir des équations 2.30 et 2.31 page 84. Ce courant estimé est ensuite comparé avec le courant mesuré expérimentalement i_{exp} . Ce dernier est obtenu à partir de la relation suivante :

$$i_{exp} = LSB \frac{C_{cond}}{t_i} S_i, \quad (3.38)$$

où S_i est le signal obtenu en sortie du convertisseur analogique numérique, LSB est le niveau élémentaire de gris traduit en volt, t_i est le temps d'intégration du détecteur, C_{cond} est la charge du condensateur [3]. Dans le cadre de l'expérimentation, j'avais $C_{cond} = 2,1 pF$ et $LSB = 305 \mu V$. Le courant estimé et le courant mesuré expérimentalement sont illustrés à la figure 3.18. Les résultats obtenus expérimentalement sont du même ordre de grandeur que ceux simulés, ce qui valide le modèle. La légère différence est peut être due aux aberrations introduites par la lentille

3.2. Démonstration de l'intérêt du sténopé pour la vision infrarouge.

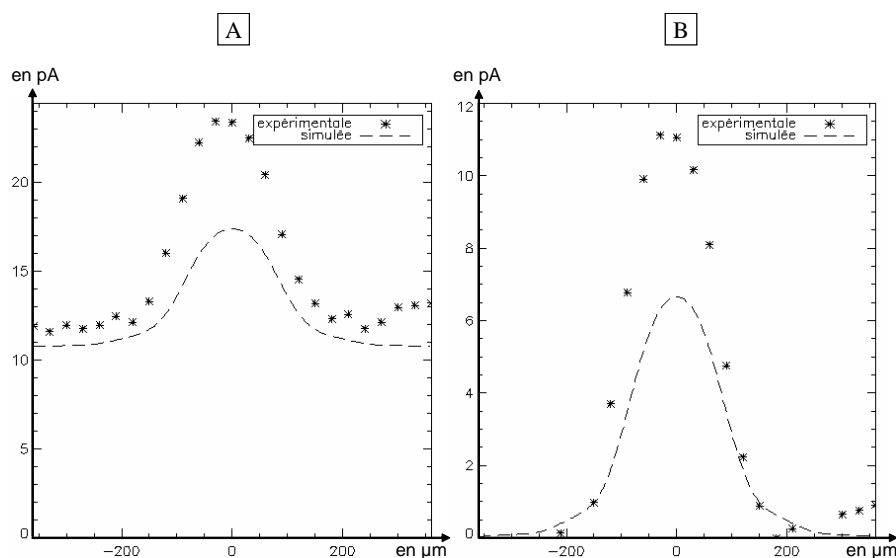


FIG. 3.18 – Etude radiométrique : comparaison entre les valeurs expérimentales et la simulation (A) avec ou (B) sans le flux de fond.

fish eye non prises en compte dans le modèle ou bien à l'incertitude sur la transmission de l'atmosphère.

Etude expérimentale dans le champ de la *camera obscura* à lentille fish-eye.

Par la suite, j'ai étudié les performances dans le champ de la *camera obscura* à lentille fish eye. J'ai dans un premier temps étudié l'effet de dôme propre au sténopé, responsable d'une chute de l'étendue géométrique avec l'angle de champ (voir la sous section 3.2.3 page 100). Pour cela, un corps noir étendu et concave de manière à épouser la forme de la lentille de champ a été placé devant cette dernière. La cartographie de réponses est présentée à la figure 3.19. Il y a un léger écart entre le tracé radial du dôme mesuré expérimentalement et la loi en \cos^4 . Cet écart s'explique par le fait qu'il faut aussi tenir compte des pertes radiométriques liées à l'épaisseur du sténopé et aux pertes de Fresnel à l'interface air/CdZnTe au niveau du détecteur. Ces différentes pertes sont illustrées à la figure 3.20. Les pertes de Fresnel peuvent être calculées à partir de l'équation suivante :

$$C_{Fresnel} = 1 - \left(\frac{n \cos(\alpha') - \cos(\alpha)}{n \cos(\alpha') + \cos(\alpha)} \right)^2, \quad (3.39)$$

où n est l'indice de la lame de substrat du détecteur, α est l'angle d'incidence et α' est l'angle réfracté. Ce dernier est établi par la relation $\sin(\alpha) = n \sin(\alpha')$. Le détecteur utilisé a une lame de

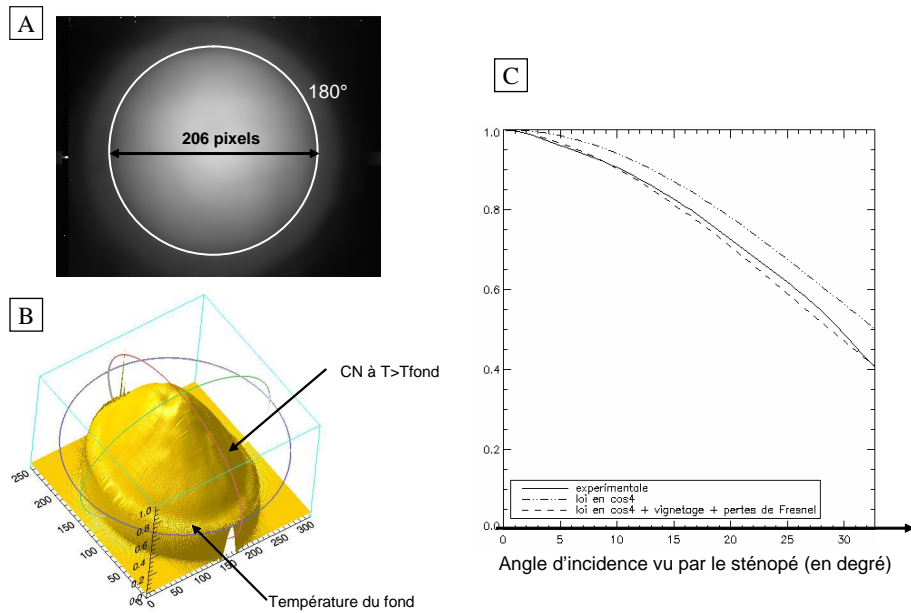


FIG. 3.19 – Cartographie de l’effet de dôme lié à la loi en \cos^4 . (A) Vue 2D (l’angle 180° correspond au champ total vu par la caméra obscura), (B) vue 3D et (C) tracé radial du dôme (l’angle d’incidence des rayons vus par le sténopé est donné en abscisse).

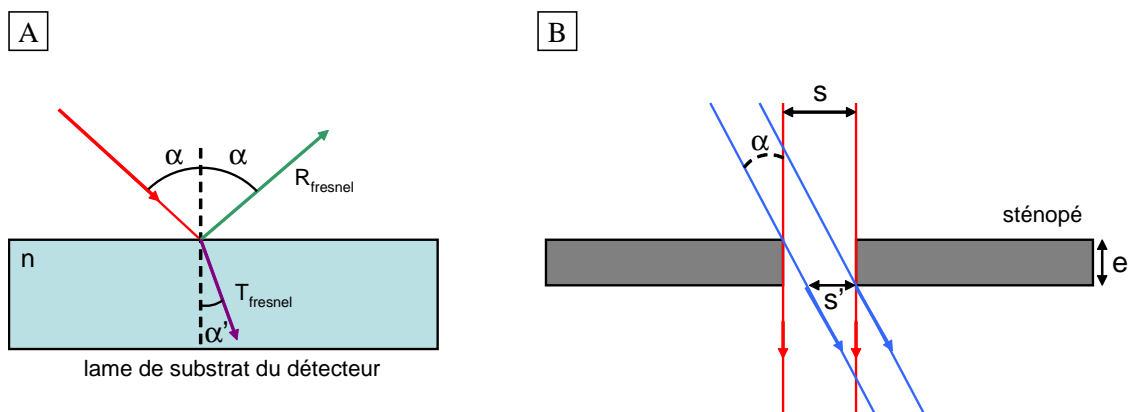


FIG. 3.20 – Illustration des pertes radiométriques liées (A) à la réflexion de Fresnel et (B) au vignettage induit par l’épaisseur de la lame.

3.2. Démonstration de l'intérêt du sténopé pour la vision infrarouge.

substrat en CdZnTe ayant une valeur d'indice autour de 2,67. Le vignetage induit par l'épaisseur du sténopé se traduit par une réduction de l'ouverture de ce dernier pour les rayons ayant une incidence non nulle. Cette ouverture réduite s' est établie à partir de l'équation suivante :

$$s' = s - e \tan(\alpha), \quad (3.40)$$

où e est l'épaisseur du sténopé. Les pertes radiométriques dues au vignetage sont donc pondérées par le coefficient suivant :

$$C_{\text{vignetage}} = \left(\frac{s'}{s}\right)^2. \quad (3.41)$$

Le tracé radial du dôme peut être calculé à partir de la relation suivante :

$$\text{dôme}(\alpha) = \cos(\alpha)^4 \times C_{\text{Fresnel}} \times C_{\text{vignetage}}. \quad (3.42)$$

Nous constatons à la figure 3.19 que ce tracé se rapproche de celui mesuré expérimentalement.

Dans un deuxième temps, la PSF a été évaluée en fonction de l'angle de champ. Le principe consiste à générer une source ponctuelle (non résolue par la caméra), au moyen d'un collimateur. En basculant la caméra par rapport à l'axe du collimateur, la PSF peut ainsi être explorée en fonction de l'angle de champ. Le banc expérimental permettant de faire cette étude est illustré à la figure 3.21. Le basculement de la caméra est assuré par une platine de rotation et un berceau. L'image résultant de ces différentes mesures est présentée à la figure 3.22 A. A partir

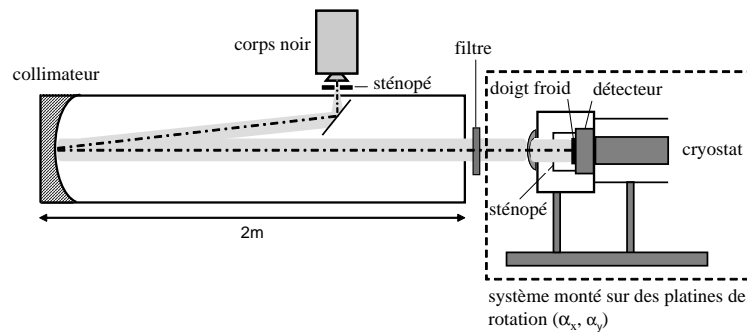


FIG. 3.21 – Illustration du banc expérimental permettant de faire l'étude dans le champ de la *camera obscura* à lentille fish eye.

des différentes images, nous pouvons extraire les coupes des différentes PSF que nous confrontons à la théorie (calculée pour une bande spectrale 3 à 5,5 μm). Les coupes horizontales et verticales

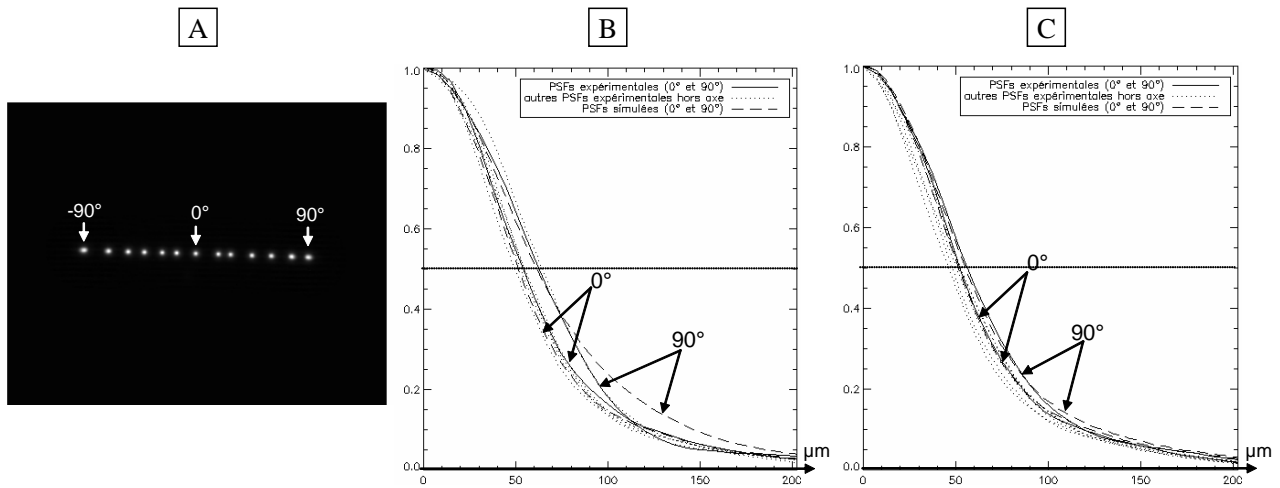


FIG. 3.22 – (A) Evolution expérimentale de la PSF en fonction du champ, (B) PSF longitudinales expérimentales confrontées à la théorie et (C) PSF verticales expérimentales confrontées à la théorie.

de ces PSF sont respectivement données en B et C de la figure 3.22. Nous constatons que l'allure des PSF évolue peu dans le champ, ce qui illustre bien la grande robustesse du sténopé pour observer une scène grand champ.

3.2.7 Conclusion.

La *camera obscura* à lentille fish eye a été évaluée expérimentalement et les résultats expérimentaux sont en accord avec les performances attendues du système. Cette caméra exploite pleinement l'environnement cryogénique du détecteur. En effet, le sténopé remplace la pupille froide et le ménisque remplace le hublot du cryostat. La grande tolérance angulaire du sténopé fait de cette caméra un bon candidat pour des applications très grand champ de veille. De plus, comme la fréquence de coupure de sa FTM est inférieure à la fréquence de Nyquist d'un détecteur matriciel de pas pixel $30 \mu m$, la *camera obscura* à lentille fish eye peut être utilisée pour localiser finement des sources ponctuelles. En effet, l'image d'un point source étant étalée sur plusieurs pixels, ce dernier peut être localisé avec une précision sub-pixel grâce à l'estimation du barycentre de son image. Cependant, en contrepartie, la *camera obscura* à lentille fish eye souffre d'une faible résolution angulaire ($IFOV = 2,7^\circ$), ce qui n'est pas favorable pour des applications d'imagerie plus classique. Elle n'est donc pas adaptée à la première application décrite à la section 1.2 page 8 qui requiert une très bonne résolution angulaire correspondant au minimum à la fréquence de Nyquist d'un détecteur de pas $30 \mu m$.

3.3 Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

Nous avons vu à la section précédente que le sténopé est une manière simple de donner une fonction d'imagerie au cryostat. Cependant, il n'offre pas une résolution angulaire suffisante au système. L'idéal serait donc de trouver un composant qui confine finement la lumière suivant une ligne focale, afin de garder la propriété de grande profondeur de champ du sténopé tout en ayant une meilleure résolution. La littérature décrit des composants ayant la propriété de générer des motifs qui se répètent sur plusieurs plans le long de l'axe optique. Ces composants sont appelés objets auto-imageants et ont été introduits historiquement par Montgomery en 1967 [166]. Ce dernier a cherché les conditions nécessaires et suffisantes d'auto-imagerie sur leur transmittance. Des objets auto-imageants particuliers ont ensuite été décrits par Durnin en 1987 [167] : de tels composants, appelés continûment auto-imageant ou non-diffractant, produisent un champ se propageant dans l'espace avec un très haut degré de confinement et sans dispersion le long de l'axe optique. Cette propriété semble répondre à notre besoin de confiner très finement la lumière de manière achromatique suivant une ligne focale. Les composants les plus intéressants sont ceux qui génèrent des ondes de Bessel d'ordre 0 (J_0) car une bonne partie de la lumière est confinée dans le pic central.

De nombreuses équipes ont proposé différents composants optiques pouvant générer des J_0 . L'axicon par exemple, décrit par McLoed [168], est l'un des composants les plus populaires grâce à sa grande transmission. Soroko définit l'axicon comme un composant optique qui focalise un point source suivant une ligne focale de longueur finie [169]. Les axicons peuvent être réalisés en exploitant la réfraction ou la diffraction, en transmission ou en réflexion. Les axicons les plus connus sont la lentille conique et le réseau circulaire. Le réseau circulaire a la propriété de générer des ondes de Bessel achromatiques, contrairement à la lentille conique [169, 170], tandis que cette dernière a un meilleur bilan radiométrique que le réseau circulaire (ce dernier perd en effet une partie de l'énergie de l'onde incidente dans les ordres de diffraction parasites). L'étude de l'axicon a suscité de nombreuses discussions passionnées [168, 169, 171, 172, 173, 174, 175, 176, 177, 178], avec quelques fois des désaccords, si bien que Jaroszewicz le définit un peu ironiquement comme étant le composant optique le plus important [105]. L'axicon est devenu un composant clé pour certaines applications scientifiques grâce à cette propriété de confiner la

lumière suivant une ligne focale [179]. Il a ainsi été utilisé en métrologie [180], dans le confinement optique d'atomes [181], dans la génération de plasmas [182], dans l'analyse de fronts d'onde [183], en optométrie [184] et pour des applications séquentielles comme le scanner [185], la tomographie [186] et la découpe industrielle [187]. Toutes ces applications ont encouragé l'étude théorique de la répartition de l'éclairement le long de la ligne focale, son uniformité le long de l'axe étant une propriété importante pour les applications citées précédemment.

Une autre classe d'objets continûment auto-imageants appelés réseaux continûment auto-imageant (ou CSIG qui est l'acronyme de *Continuously Self-Imaging Grating*) a été mise au point par l'ONERA [188, 189, 190]. Ce composant, lorsqu'il est illuminé par une onde plane, produit des tableaux non-diffractants qui sont un ensemble de lignes focales de période a_0 . La capacité à projeter des motifs périodiques invariants suivant l'axe optique a été mise à profit dans le domaine de la métrologie pour l'analyse de front d'onde [191] et la mesure de la réponse spatiale des détecteurs [192].

La thèse a été l'occasion d'étudier les objets continûment auto-imageants pour des applications d'imagerie. J'ai d'abord étudié le CSIG ainsi que la lame idéale générant un J_0 , que j'appelle par la suite objet J_0 . Ces deux familles de composants sont illustrées à la figure 3.23. L'étude

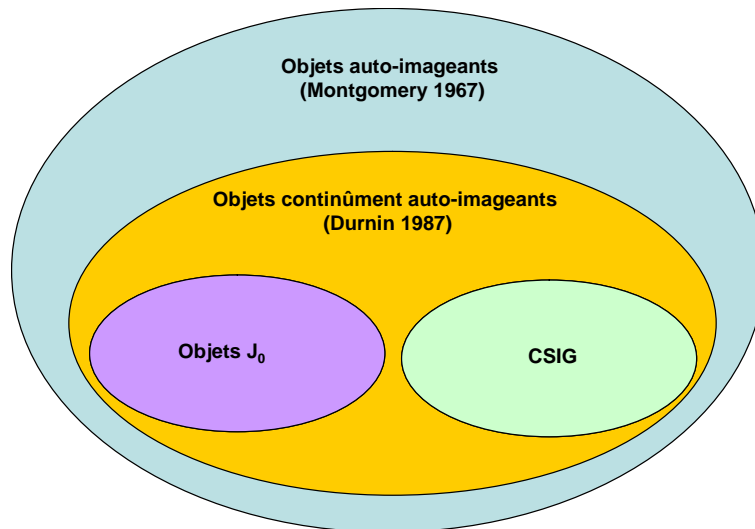


FIG. 3.23 – Illustration de différentes familles d'objets auto-imageants.

théorique de ces composants a été alors reprise dans le but d'extraire les aberrations optiques, la FTM et l'étendue géométrique de ces composants, afin de comparer leurs performances d'ima-

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

gerie par rapport à un système d'imagerie plus conventionnel. Nous verrons que l'objet J_0 et le CSIG ont des propriétés optiques très similaires. J'ai cependant privilégié par la suite l'étude de l'objet J_0 qui produit des images plus faciles à traiter. Ce composant idéal étant délicat à réaliser, j'ai étudié l'impact de la binarisation de ce dernier sur les propriétés d'imagerie. De même, nous verrons que les motifs de la version binarisée de l'objet J_0 sont proches de ceux du réseau circulaire.

3.3.1 Propriétés fondamentales des objets continûment auto-imageants.

Le CSIG et l'objet J_0 sont des objets continûment auto-imageants, tels que les a imaginés Montgomery : un objet J_0 a une transmittance dont sa transformée de Fourier s'appuie sur un seul cercle de Montgomery de rayon ρ_0 , tandis que la transformée de Fourier de la transmittance d'un CSIG est constituée de l'ensemble des points issus de l'intersection entre un cercle de Montgomery de rayon ρ_0 et une grille cartésienne de point de pas $1/a_0$. Le nombre de points issus de cette intersection détermine l'ordre du CSIG. Les transformées de Fourier des transmittances de ces deux composants sont illustrées à la figure 3.24. La transmittance de l'objet J_0 dans l'espace de

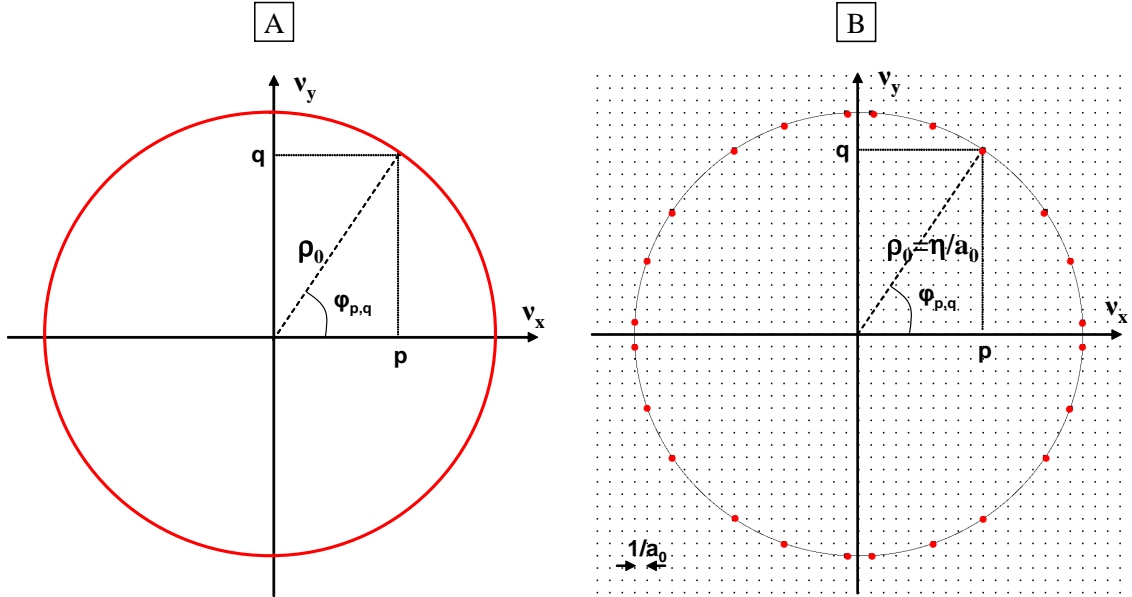


FIG. 3.24 – Illustration des transformées de Fourier des transmittances idéales (A) d'un objet J_0 et (B) d'un CSIG.

Fourier s'écrit donc de la manière suivante :

$$\tilde{T}_{J_0}(\vec{\rho}) = \delta\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right), \quad (3.43)$$

où δ représente un pic de Dirac, tandis que la transmittance du CSIG dans l'espace de Fourier s'exprime comme suit :

$$\tilde{T}_{CSIG}(\vec{\rho}) = \delta\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right) \times \text{III}_{1/a_0, 1/a_0}, \quad (3.44)$$

où $\text{III}_{1/a_0, 1/a_0}$ représente un peigne de Dirac 2D de période $1/a_0$. Dans l'espace réel, la transmittance de l'objet J_0 se calcule donc de la manière suivante :

$$T_{J_0}(x, y) = \int_{\varphi=0}^{2\pi} \exp\left(2i\pi\rho_0(\cos(\varphi)x + \sin(\varphi)y)\right) d\varphi. \quad (3.45)$$

De même, la transmittance du réseau continûment auto-imageant est exprimée dans l'espace cartésien par :

$$T_{CSIG}(x, y) = \sum_{p,q} C_{p,q} \exp\left(2i\pi\rho_0(\cos(\varphi_{p,q})x + \sin(\varphi_{p,q})y)\right), \quad (3.46)$$

où $C_{p,q}$ est l'amplitude des ordres diffractés par le réseau. Ces deux transmittances sont illustrées à la figure 3.25.

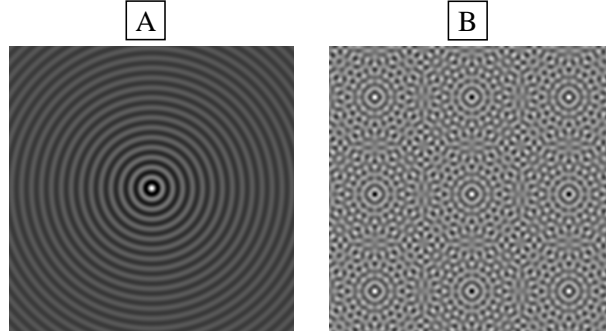


FIG. 3.25 – Exemple de la transmittance d'un objet J_0 (A) et de la transmittance d'un CSIG (B).

Lorsque l'objet J_0 et le CSIG sont éclairés en incidence normale par une onde plane monochromatique, l'onde générée par ces composants est donnée par la relation suivante :

$$U(x', y', z) = U_0 \int_0^{2\pi} \exp\left(\frac{2i\pi}{\lambda} z \sqrt{1 - \lambda^2 \rho_0^2}\right) \exp\left(2i\pi\rho_0(\cos(\varphi)x' + \sin(\varphi)y')\right) d\varphi, \quad (3.47)$$

dans le cas de l'objet J_0 et

$$U(x', y', z) = U_0 \sum_{p,q} C_{p,q} \exp\left(\frac{2i\pi}{\lambda} z \sqrt{1 - \lambda^2 \rho_0^2}\right) \exp\left(2i\pi\rho_0(\cos(\varphi_{p,q})x' + \sin(\varphi_{p,q})y')\right), \quad (3.48)$$

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

dans le cas du CSIG. Comme ρ_0 est constant, l'amplitude peut s'écrire dans les deux cas de la manière suivante :

$$U(x, y, z) = U_0 \exp\left(\frac{2i\pi}{\lambda} z \sqrt{1 - \lambda^2 \rho_0^2}\right) T(x, y). \quad (3.49)$$

Les PSF de ces composants éclairés en incidence normale sont obtenues en prenant le module au carré de l'amplitude des équations 3.48 et 3.49. Elles peuvent s'écrire de la même manière :

$$PSF(x, y) = |U(x, y, z)|^2 = |U_0|^2 |T(x, y)|^2. \quad (3.50)$$

L'équation 3.50 met en évidence deux propriétés remarquables de ces composants. Premièrement, la forme de la PSF ne dépend pas de z . Cette invariance suivant z confère à ces composants une très grande profondeur de champ. Cette propriété se traduit par le fait que les ordres ± 1 générés par ces composants sont toujours en phase. Ces ordres s'appuient en effet sur un cercle centré à l'origine de l'espace de Fourier comme l'illustre la figure 3.24. L'angle de diffraction θ de ces ordres se calcule de la manière suivante :

$$\sin(\theta) = \lambda \rho_0. \quad (3.51)$$

Deuxièmement, l'équation 3.50 indique que l'allure de la PSF ne dépend pas de la longueur d'onde. Cette invariance donne à ces composants la propriété d'achromaticité. Finalement, en prenant la transformée de Fourier des équations 3.43 et 3.44 , les PSF produites par ces réseaux s'écrivent de la manière suivante [190] :

$$PSF = |U_0|^2 J_0^2(2\pi\rho_0 r), \quad (3.52)$$

pour l'objet J_0 et

$$PSF = |U_0|^2 |J_0(2\pi\rho_0 r) * \text{III}_{a_0, a_0}|^2, \quad (3.53)$$

pour le CSIG. La fonction J_0 représente la fonction de Bessel d'ordre 0. Ces composants ont donc la propriété de confiner une grande partie de l'énergie de l'onde dans le pic central du J_0 . Le rayon r_0 du pic central vaut :

$$r_0 \simeq \frac{0,38}{\rho_0}. \quad (3.54)$$

La FTM est obtenue en prenant la valeur absolue de l'autocorrélation de la transformée de Fourier du J_0 (autocorrélation de deux cercles de rayon ρ_0). Une illustration de la FTM idéale d'un CSIG de 48 ordres (l'intersection entre le cercle de rayon ρ_0 et la grille de pas $1/a_0$ donne 48 points) est donnée à la figure 3.26. La fréquence de coupure ν_c de cette FTM est donc égale

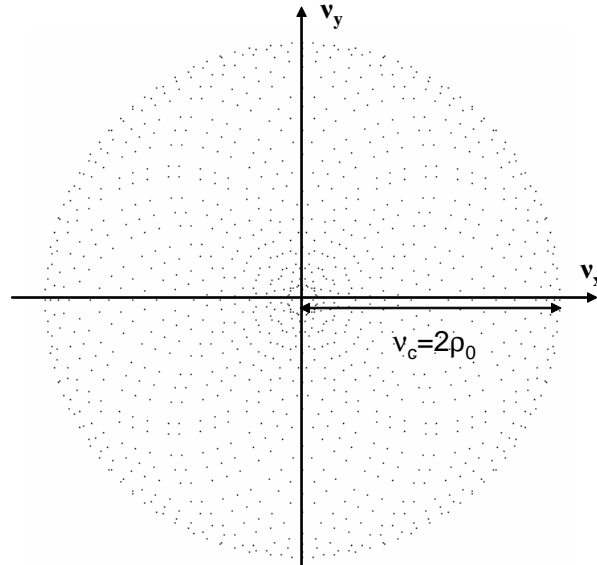


FIG. 3.26 – Illustration de la FTM idéale d'un CSIG de 48 ordres éclairé en incidence normale. Les points correspondent aux différentes fréquences spatiales $(p/a_0, q/a_0)$ de la PSF, chaque fréquence ayant pour amplitude $D_{p,q}$.

à :

$$\nu_c = 2\rho_0. \quad (3.55)$$

La FTM du CSIG est discrète, jusqu'à la fréquence de coupure de ce composant, car elle s'appuie sur un maillage de période $1/a_0$ comme dans le cas d'une matrice de lentilles parfaites de période a_0 . Cependant, la FTM du CSIG est en plus lacunaire, car certaines des fréquences de ce maillage ne sont pas excitées.

Les CSIG peuvent être définis à partir des paramètres a_0 et η^2 avec η vérifiant la relation [188, 190] :

$$\eta = a_0\rho_0, \quad (3.56)$$

Physiquement, η^2 traduit un taux de compression de l'énergie de l'onde dans le pic lumineux central par rapport à la période des motifs [188]. Un facteur de confinement est défini par la

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

relation suivante :

$$C = \frac{1}{a_0^2} \frac{\int_{-a_0/2}^{a_0/2} \int_{-a_0/2}^{a_0/2} |PSF(x, y)|^2 dx dy}{AVG^2}, \quad (3.57)$$

avec a_0 la période des motifs et AVG la moyenne de la PSF :

$$AVG = \frac{1}{a_0^2} \left| \int_{-a_0/2}^{a_0/2} \int_{-a_0/2}^{a_0/2} PSF(x, y) dx dy \right|. \quad (3.58)$$

En appliquant la relation 3.57 à un tableau de points de rayon r_0 et de période a_0 , le facteur de confinement peut s'écrire :

$$C = \frac{a_0^2}{\pi r_0^2}. \quad (3.59)$$

D'après l'équation 3.54 le facteur de confinement est bien proportionnel à η^2 . Bien que le CSIG soit défini par les paramètres η et a_0 , il se peut que les ordres sélectionnés s'appuient aussi sur une mire de période supérieure à $1/a_0$. Le motif diffractif a alors une période inférieure à a_0 . D'après la référence [188], la véritable période des motifs d'un CSIG peut être par exemple égale à $a_0/\sqrt{2}$.

Toutes ces propriétés décrites ci-dessus permettent aux objets J_0 et aux CSIG de produire de longues lignes focales étroites et achromatiques. Nous pouvons remarquer que l'objet J_0 a une définition différente de celle de l'axicon car il est défini dans l'espace de Fourier, tandis que l'axicon est défini dans l'espace réel par la transmittance suivante : $T_{axicon}(r) = \exp(-i\theta kr)$, avec θ l'angle de déviation de l'axicon et $k = 2\pi/\lambda$. L'axicon a néanmoins des propriétés très proche de l'objet J_0 car ce dernier produit aussi un J_0 le long d'une ligne focale. Ces composants semblent donc être de bons candidats pour remplacer le sténopé ! Cependant des études sur la tolérance en angle des axicons suggèrent que ces derniers sont sensibles aux aberrations de champ [175, 176, 177]. Il est donc important d'estimer cette tolérance pour déterminer si de tels composants peuvent être utilisés pour des applications grand champ (FOV supérieur à 30°).

3.3.2 Tolérance angulaire : cas du CSIG.

Formalisme théorique.

Le formalisme pour estimer la tolérance angulaire a été développé dans un premier temps pour les CSIG puis étendu aux objets J_0 . Pour simplifier ce formalisme, nous allons étudier le

cas d'une onde plane arrivant sous une incidence oblique sur le réseau avec un angle α dans le plan (\mathbf{x}, \mathbf{z}) par rapport à l'axe optique (voir la figure 3.27). Sous incidence oblique, les N ordres

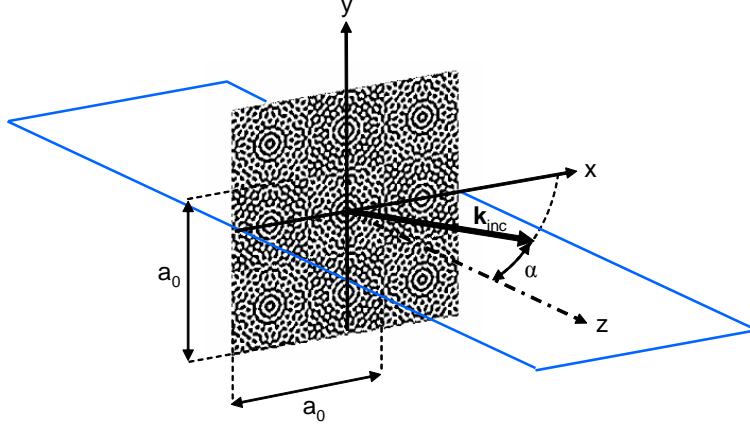


FIG. 3.27 – Schéma d'un CSIG éclairé par une onde plane arrivant sous une incidence oblique sur le réseau avec un angle α dans le plan (\mathbf{x}, \mathbf{z}) par rapport à l'axe optique.

générés par le CSIG ne sont plus en phase. L'étude des retards de phase entre les différents ordres va nous permettre de déterminer la tolérance angulaire du réseau. La décomposition en ondes planes du champ produit par le CSIG est alors nécessaire [193]. Elle s'écrit, à partir de l'équation 3.46, comme suit :

$$U(x, y, z) = U_0 \exp\left(\frac{2i\pi}{\lambda} x \sin(\alpha)\right) \sum_{p,q} C_{p,q} \exp\left(i\phi_{p,q}(z)\right) \exp\left(2i\pi\rho_0(\cos(\varphi_{p,q})x + \sin(\varphi_{p,q})y)\right), \quad (3.60)$$

où $\phi_{p,q}(z)$ donne la phase des ordres diffractés par le CSIG dans le plan de détection à une distance z :

$$\phi_{p,q}(z) = \frac{2\pi}{\lambda} z \sqrt{1 - \left(\sin(\alpha) + \lambda\rho_0 \cos(\varphi_{p,q})\right)^2 - \lambda^2 \rho_0^2 \sin^2(\varphi_{p,q})}. \quad (3.61)$$

Les phases $\phi_{p,q}$ peuvent être développées en série de Taylor pour un angle d'incidence α et un produit $\lambda\rho_0$ petits (approximation paraxiale) :

$$\begin{aligned} \phi_{p,q}(z) = & \frac{2\pi}{\lambda} z \\ & - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{2} \lambda^2 \rho_0^2 z - \frac{2\pi}{\lambda} \lambda \rho_0 \alpha \cos(\varphi_{p,q}) z - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{2} \alpha^2 z \\ & - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{8} \lambda^4 \rho_0^4 z - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{2} \lambda^3 \rho_0^3 \alpha \cos(\varphi_{p,q}) z \\ & - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{2} \lambda^2 \rho_0^2 \alpha^2 \left(1 + \cos^2(\varphi_{p,q})\right) z - \frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{3} \lambda \rho_0 \alpha^3 \cos(\varphi_{p,q}) z \end{aligned} \quad (3.62)$$

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

Les différents termes de l'équation 3.62 sont organisés comme suit : $\phi_{p,q}(z) = \phi_{p,q}^{(0)} + \phi_{p,q}^{(2)} + \phi_{p,q}^{(4)}$, où $\phi_{p,q}^{(0)}$, $\phi_{p,q}^{(2)}$ et $\phi_{p,q}^{(4)}$ représentent respectivement les termes d'ordre 0, 2 et 4 ($\phi_{p,q}^{(0)}$ regroupe le terme de la première ligne de l'équation 3.62, $\phi_{p,q}^{(2)}$ regroupe les termes de la seconde ligne et $\phi_{p,q}^{(4)}$ regroupe les termes de la troisième et quatrième lignes). Afin de relier ces termes de phase avec le formalisme utilisé pour les lentilles classiques, nous introduisons l'onde aberrante $W(r, \varphi : r')$ décrite dans l'équation 2.5 page 13 qui est liée à la phase aberrante par la relation $\phi_{p,q} = (2\pi/\lambda)W(r, \varphi : r')$. La figure 3.28 illustre les différents paramètres qui décrivent l'onde aberrante. En posant $r = z \tan(\theta) \simeq \theta z = \lambda \rho_0 z$ (d'après l'équation 3.51 page 123) et $r' = z\alpha$,

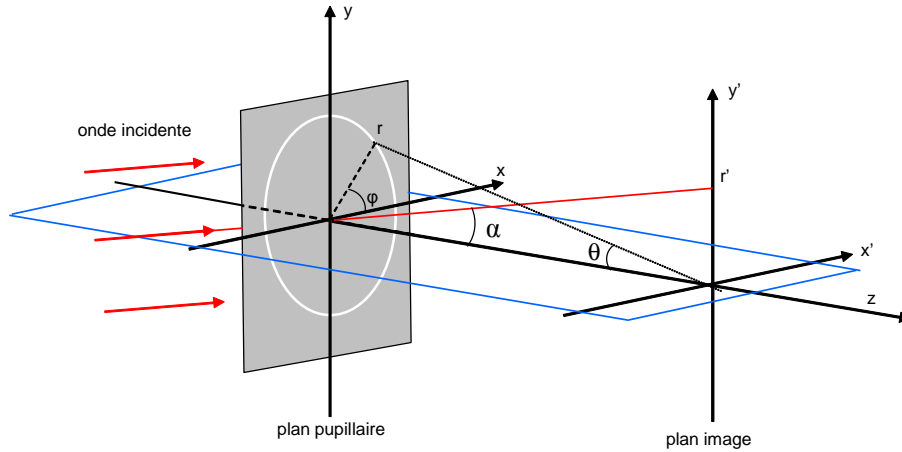


FIG. 3.28 – Illustration des différents paramètres permettant de décrire l'onde aberrante.

les différents coefficients de Seidel du CSIG peuvent être déterminés.

$$b_1 = b_2 = -\frac{1}{z} \quad (3.63)$$

$$c_1 = c_2 = c_3 = c_4 = -\frac{1}{2z^3} \quad (3.64)$$

$$c_5 = -\frac{1}{3z^3}. \quad (3.65)$$

Les coefficients b_1 et b_2 sont respectivement les coefficients du défaut de mise au point et du basculement. Les coefficients c_1 , c_2 , c_3 , c_4 et c_5 sont respectivement les coefficients de l'aberration sphérique, de la coma, de la courbure de champ, de l'astigmatisme et la distorsion. Comme l'a démontré Tanaka et Yamamoto à propos de l'axicon, la PSF du CSIG n'est pas affectée par la coma [176]. En effet, l'équation 3.62 et l'équation 2.5 page 13 nous montrent bien que, comme ρ_0 est constant, r est constant et la coma se comporte comme l'aberration de basculement. Le CSIG n'est pas non plus affecté par l'aberration sphérique qui joue le même rôle que le défaut

de mise au point. La seule aberration qui dégrade la forme de la PSF est l'astigmatisme, si bien que nous pouvons réorganiser les termes de la phase aberrante $\phi_{p,q}$ comme suit :

$$\phi_{p,q} = Const - 2\pi\rho_0 \cos(\varphi_{p,q})\Delta x + \phi_{aberr}, \quad (3.66)$$

où

$$Const = \frac{2\pi}{\lambda} \left(1 - \frac{1}{2} \frac{\lambda^2 \eta^2}{a_0^2} - \frac{1}{8} \frac{\lambda^4 \eta^4}{a_0^4} \right) z - \frac{\pi}{\lambda} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{\lambda^2 \eta^2}{a_0^2} \right) \alpha^2 z, \quad (3.67)$$

$$\Delta x = \left(\alpha + \frac{1}{3} \alpha^3 + \frac{1}{2} \lambda^2 \rho_0^2 \alpha \right) z, \quad (3.68)$$

et

$$\phi_{aberr} = -\frac{2\pi}{\lambda} \frac{1}{2} \lambda^2 \rho_0^2 \alpha^2 \cos^2(\varphi_{p,q}) z. \quad (3.69)$$

Comme nous l'avons vu à la sous section 3.2.2 page 94, le critère de Rayleigh et le critère de Maréchal permettent d'évaluer la dégradation de la PSF. D'après l'équation 3.8 page 94, l'amplitude ΔPV de la phase aberrante ϕ_{aberr} s'écrit de la manière suivante :

$$\Delta PV(\alpha) = \pi \lambda \rho_0^2 \alpha^2 z. \quad (3.70)$$

La dépendance en λ du basculement Δx suggère que la PSF sera dégradée par le chromatisme latéral car les PSF monochromatiques à différents λ ne se décaleront pas de la même distance Δx . Nous perdons alors la propriété d'achromaticité de la PSF, lorsque le chromatisme latéral est trop important. Nous allons maintenant estimer à partir de quel angle le système est limité par l'astigmatisme. Le critère de Rayleigh établit que le retard de phase tolérable ne doit pas dépasser $\pi/2$ [158]. Ce critère peut être appliqué à l'équation 3.70 afin de déterminer l'angle de tolérance α_c du CSIG. L'angle α_c est donné par la formule suivante :

$$\alpha_c = \frac{1}{\rho_0} \left(\frac{1}{2\lambda z} \right)^{1/2} \approx 2r_0 \left(\frac{1}{\lambda z} \right)^{1/2}, \quad (3.71)$$

où r_0 est donné par l'équation 3.54 page 123. L'équation 3.71 montre que l'angle de tolérance α_c décroît lorsque r_0 diminue et λ augmente. Les paramètres r_0 et λ sont donc des paramètres limitant pour un imageur ayant une grande résolution angulaire (r_0 petit) et fonctionnant dans la bande spectrale de l'infrarouge (λ grand). D'un autre côté, l'angle de tolérance α_c augmente

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

lorsque la distance z entre le CSIG et le détecteur diminue. La miniaturisation est donc avantageuse pour concevoir des systèmes ayant une bonne tolérance angulaire et utilisant ces objets continûment auto-imageant ; l'équation 3.71 donne ainsi une bonne règle d'ingénieur pour dimensionner un système utilisant de tels objets.

Le critère ΔRMS sera par contre utilisé pour analyser plus finement la tolérance angulaire. Ce critère peut être déterminé à partir de la phase aberrante par la formule :

$$\Delta RMS = \sqrt{\frac{\sum_{\varphi} (\phi_{aberr}(\varphi) - \bar{\phi}_{aberr})^2}{N}}, \quad (3.72)$$

où $\bar{\phi}_{aberr}$ est la valeur moyenne de la phase aberrante et $\phi_{aberr}(\varphi)$ est la phase aberrante de l'ordre placé à l'angle φ . Ce critère ΔRMS peut être introduit dans la PSF. Pour cela, nous remplaçons $\phi_{p,q}$ par l'équation 3.66 puis nous réalisons un développement limité sur $\phi_{p,q}$:

$$\begin{aligned} PSF(x, y, \alpha) &= |U_0|^2 \left| \sum_{p,q} C_{p,q} \exp \left(2i\pi\rho_0(\cos(\varphi_{p,q})(x - \Delta x) + \sin(\varphi_{p,q})y) \right) \exp \left(i\phi_{aberr}(p, q) \right) \right|^2 \\ &= |U_0|^2 \left| \sum_{p,q} C_{p,q} \exp \left(2i\pi\rho_0(\cos(\varphi_{p,q})(x - \Delta x) + \sin(\varphi_{p,q})y) \right) \right. \\ &\quad \left. \times \left(1 + i\phi_{aberr}(p, q) - \frac{\phi_{aberr}^2(p, q)}{2} \right) \right|^2 \\ &\cong |U_0|^2 |T_{CSIG}(x - \Delta x, y)|^2 \left| 1 + i\bar{\phi}_{aberr} - \frac{\bar{\phi}_{aberr}^2}{2} \right|^2 \\ &\cong PSF(x - \Delta x, y, 0^\circ)(1 - \Delta RMS^2), \end{aligned} \quad (3.73)$$

En définissant le rapport de Strehl S comme étant le rapport entre la valeur maximale de la PSF et celle de la PSF qui n'est pas limitée par les aberrations (PSF à $\alpha = 0^\circ$) :

$$S = \frac{\max(PSF(x, y, \alpha))}{\max(PSF(x, y, 0^\circ))}, \quad (3.74)$$

S peut être relié au critère ΔRMS par la relation

$$S \cong 1 - \Delta RMS^2. \quad (3.75)$$

Le critère de Maréchal établit que le système optique est limité par les aberrations si ΔRMS dépasse la valeur $\pi/7$ [158]. Ce critère de Maréchal correspond à un rapport de Strehl de 80%.

Nous avons établi un formalisme permettant d'estimer la tolérance angulaire des CSIG. Nous allons maintenant confronter l'estimation de cet angle α_c obtenue à partir de l'équation 3.71

avec la simulation utilisant l'équation 3.74. Ces résultats seront ensuite confrontés à l'étude expérimentale.

Etude expérimentale.

Nous allons évaluer la tolérance angulaire d'un CSIG qui génère 24 ordres (appelé CSIG 24) et d'un CSIG qui génère 48 ordres (appelé CSIG 48). Les caractéristiques de ces CSIG sont données au tableau 3.1. Les PSF de ces réseaux sont illustrées à la figure 3.29. En plaçant le

TAB. 3.1 – Caractéristiques du CSIG 24 et du CSIG 48.

	CSIG 24	CSIG 48
η^2	650	9425
a_0	$1000 \mu m$	$7500 \mu m$

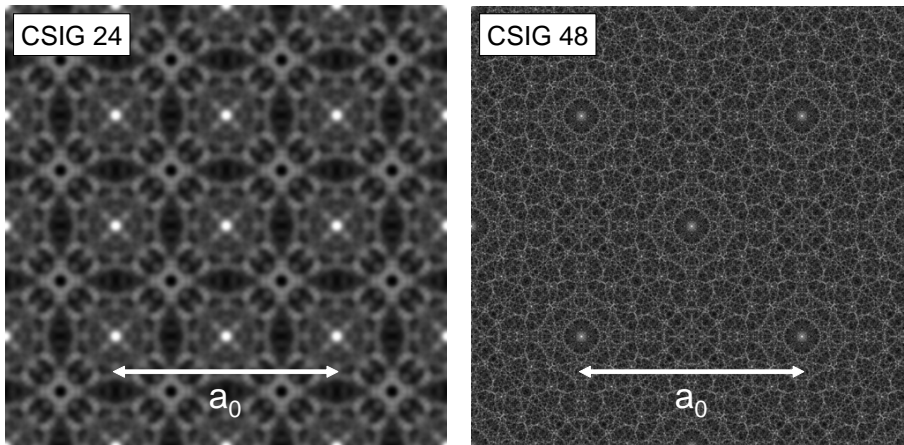


FIG. 3.29 – Illustration des PSF du CSIG 24 et du CSIG 48.

détecteur à une distance $z = 30 \text{ mm}$ des CSIG et pour une longueur d'onde $\lambda = 4 \mu m$, l'angle de tolérance α_c de ces CSIG vaut respectivement $4,5^\circ$ et 9° (d'après l'équation 3.71 page 128). Les variations de la phase aberrante du CSIG 48 en fonction de φ et ce , pour différents angles d'incidence, sont illustrées à la figure 3.30. Nous remarquons bien que l'amplitude des aberrations croît avec l'angle d'incidence. En utilisant la relation 3.75, nous pouvons calculer le rapport de Strehl S des deux CSIG pour différents angles d'incidence. La figure 3.31 illustre la variation du rapport de Strehl suivant l'angle d'incidence de l'onde plane pour les deux configurations de CSIG. Je n'ai gardé que les points ayant un rapport de Strehl supérieur à 70% afin de rester dans l'approximation des faibles aberrations. D'après le critère de Maréchal, en plaçant le détecteur à

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

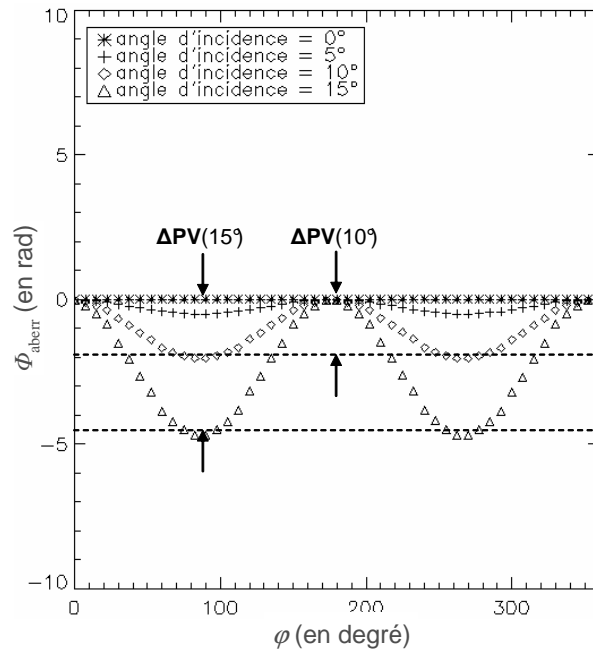


FIG. 3.30 – Variations de la phase aberrante du CSIG 48 pour différents angles d'incidence.

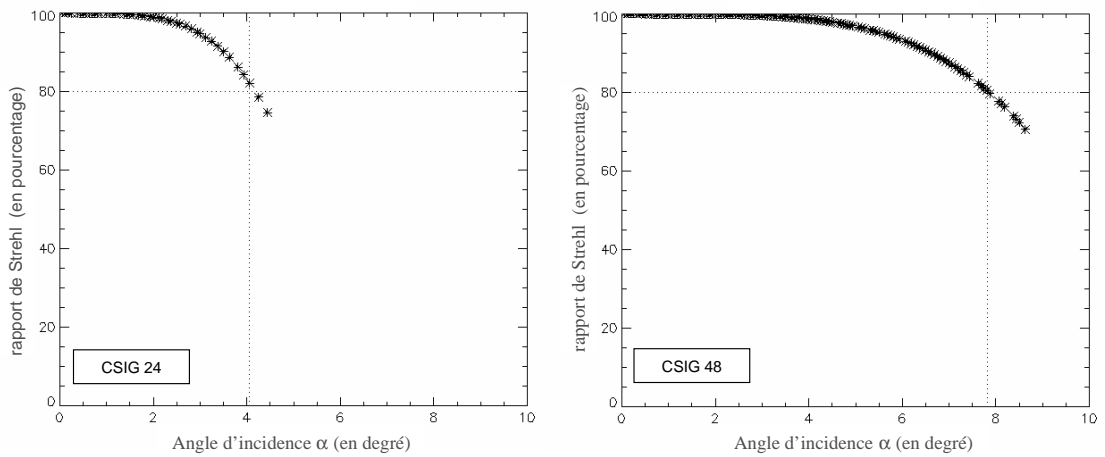


FIG. 3.31 – Evolution du rapport de Strehl suivant l'angle d'incidence α de l'onde plane pour le CSIG 24 et le CSIG 48.

une distance $z = 30 \text{ mm}$ des CSIG et pour une longueur d'onde $\lambda = 4 \mu\text{m}$, l'angle de tolérance α_c vaut respectivement 4° et $7,8^\circ$. Ces valeurs simulées sont assez proches de celles données par la règle d'ingénieur (voir l'équation 3.71 page 128).

Nous allons maintenant comparer ces valeurs simulées avec les mesures. Pour cela, un critère qui traduit la dégradation de la PSF à cause des aberrations doit être défini. Ce critère sera utilisé pour estimer expérimentalement l'angle de tolérance de ces réseaux. Je pars pour cela du facteur de confinement C décrit dans l'équation 3.57 page 125. Puisque les aberrations tendent à élargir la PSF, elles auront une influence sur le facteur de confinement C . D'après le théorème de Parseval, le facteur de confinement peut être réécrit dans l'espace de Fourier de la manière suivante [194] :

$$\eta^2 = \frac{\sum_{pq} |D_{pq}|^2}{D_{00}^2}, \quad (3.76)$$

où les D_{pq} correspondent aux coefficients de Fourier de la PSF, définie par l'équation 3.53 page 123. Les ordres D_{pq} sont obtenus en prenant l'autocorrélation des ordres C_{pq} décrits à la sous section 3.3.1 page 121. Un exemple de la FTM idéale du CSIG 48 est illustré à la figure 3.26 page 124. Les ordres $D_{pq(p,q) \neq 0}$ donnent une information sur la répartition de l'éclairement dans le plan image tandis que l'ordre D_{00} donne une information sur la valeur moyenne de l'éclairement. Le facteur de confinement n'est donc pas un bon critère expérimental pour étudier la dégradation de la PSF car ce critère dépend aussi des variations de l'intensité de la source, à cause de l'ordre D_{00} . Pour s'affranchir des contraintes expérimentales, je propose plutôt un critère de dégradation D qui ne dépend pas de D_{00} et qui est donné par l'équation suivante :

$$D = \frac{\left(\sum_{(p,q) \neq (0,0)} |D_{pq}|^2 \right)_{\alpha_1}}{\left(\sum_{(p,q) \neq (0,0)} |D_{pq}|^2 \right)_{0^\circ}}. \quad (3.77)$$

Le facteur de dégradation compare les ordres $D_{pq(p,q) \neq 0}$ entre le cas idéal non dégradé par les aberrations ($\alpha = 0^\circ$) et le cas en incidence oblique. Afin de rattacher ce critère au rapport de Strehl, j'ai calculé l'évolution théorique du critère de dégradation pour le CSIG 24 et le CSIG 48. La variation de ce facteur est illustrée à la figure 3.32. Nous constatons qu'un critère de 70% pour D donne des angles de tolérance α_c équivalents à ceux obtenus avec un critère de 80% pour le rapport de Strehl.

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

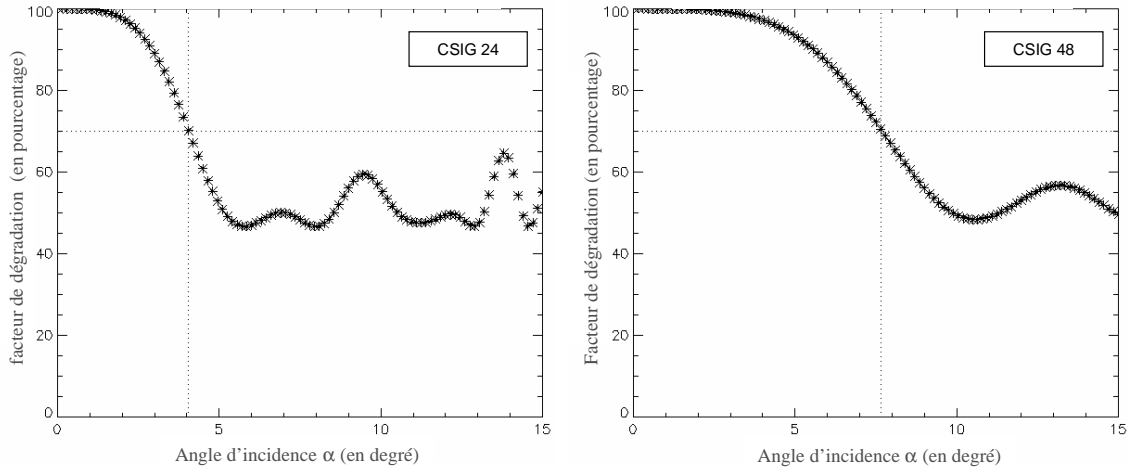


FIG. 3.32 – Evolution théorique du facteur de dégradation D en fonction de l'angle d'incidence pour le CSIG 24 et la CSIG 48.

Pour estimer expérimentalement l'angle de tolérance des CSIG, j'ai monté le banc de mesures illustré à la figure 3.33. Un trou source de diamètre 2 mm , positionné au foyer d'un collimateur de longueur focale 760 mm , est éclairé par un corps noir à 1000 K . Le point source ainsi créé est imagé par le CSIG placé à une distance $z = 30\text{ mm}$ du détecteur d'une caméra infrarouge. Cette caméra fonctionne dans la bande spectrale $[3 - 5.5\mu\text{m}]$. Le détecteur de la caméra est composé de 384×288 pixels de $20\ \mu\text{m}$. La caméra et le réseau sont montés sur une platine de rotation de manière à pouvoir observer le point source sous différents angles d'incidence. Le réseau utilisé est une approximation binaire de la transmittance idéale du CSIG 24 [190]. Le réseau a été gravé en phase sur une lame de substrat en GaAs.

Les PSF expérimentales du CSIG 24 et pour différents angles d'incidences sont illustrées à la figure 3.34 B. Ces PSF sont comparées avec celles simulées à partir de l'équation 3.60 page 126 (figure 3.34 A). Remarquons que les PSF obtenues expérimentalement s'accordent bien avec celles obtenues par simulation. De plus, nous constatons que l'angle de tolérance obtenu avec le critère de Maréchal est un critère assez dur. La figure 3.34 semble montrer qu'un demi-champ un peu plus grand que 4° peut être toléré. En effet, pour un champ de 5° , la PSF n'est pas encore trop dégradée par les aberrations contrairement à celles obtenues pour un champ de 10° et 15° . J'ai ensuite déterminé le facteur de dégradation du CSIG 24 à partir des PSF mesurées expérimentalement. La figure 3.35 compare les valeurs mesurées avec le facteur de

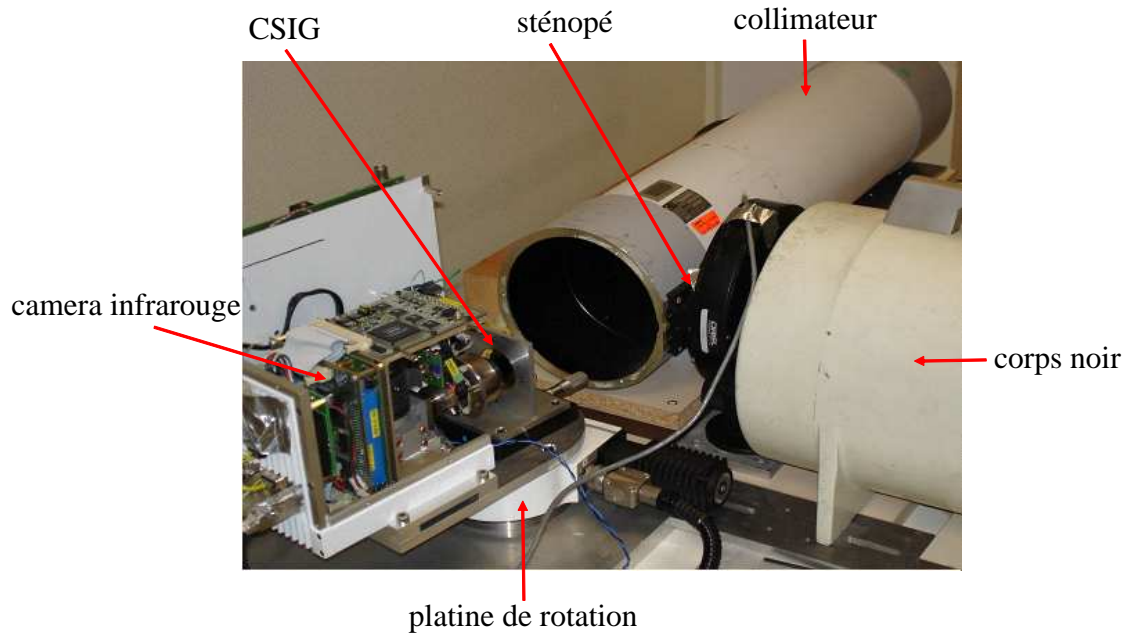


FIG. 3.33 – Illustration du banc expérimental utilisé pour étudier la tolérance angulaire des CSIG.

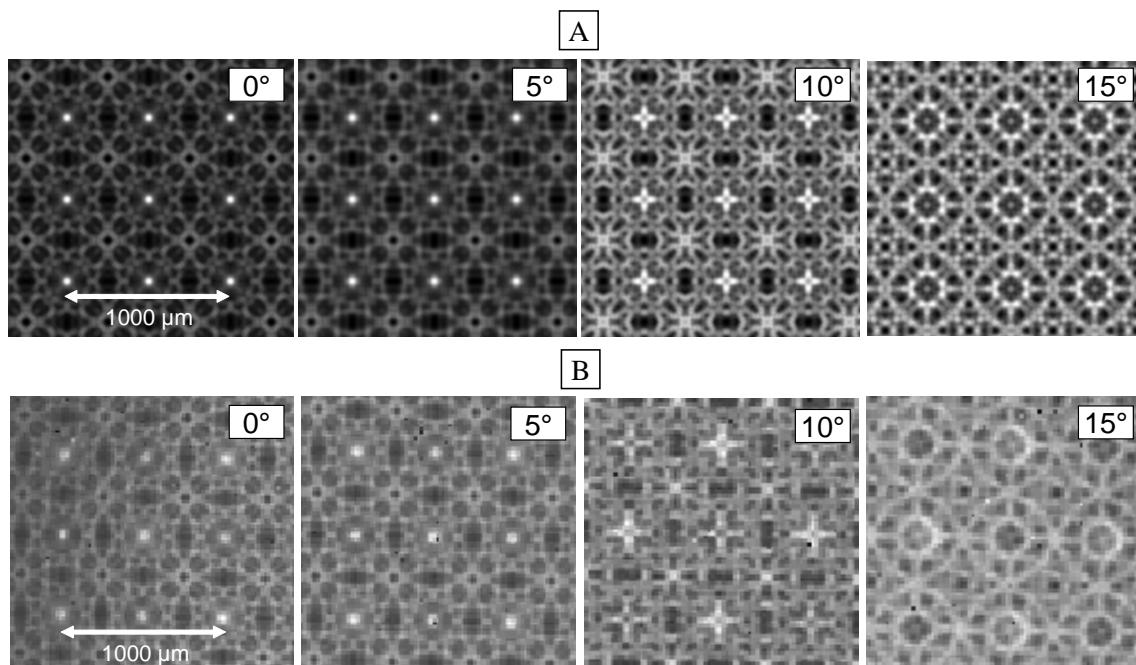


FIG. 3.34 – Illustration de plusieurs PSF du CSIG 24 obtenues soit (A) par simulation, soit (B) expérimentalement et pour différents angles d'incidence.

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

dégradation obtenu par simulation. Nous pouvons constater que les mesures s'accordent bien avec

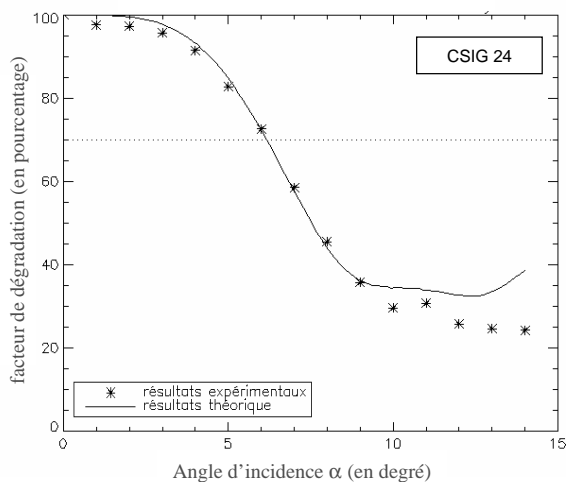


FIG. 3.35 – Comparaison du facteur de dégradation obtenu par simulation et expérimentalement pour le CSIG 24 et dans le cas d'un trou source de diamètre 2 mm.

les données obtenues par calcul. L'estimation de l'angle de tolérance du CSIG a donc été vérifiée expérimentalement. La période a_0 du CSIG 48 est trop grande par rapport à la dimension du détecteur pour extraire correctement le facteur de dégradation. Néanmoins, la tolérance angulaire de ce CSIG peut être estimée visuellement. La figure 3.36 donne l'évolution de la PSF de ce réseau en fonction de l'angle d'incidence. Nous constatons ainsi que ce réseau est environ deux fois plus

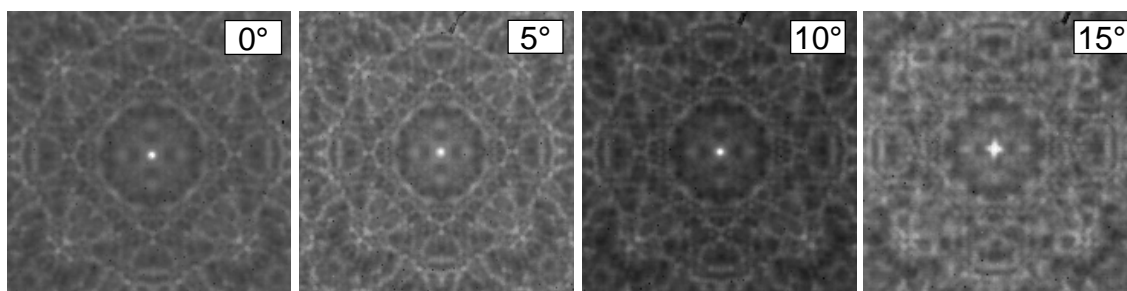


FIG. 3.36 – Illustration de plusieurs PSF du CSIG 48 obtenues expérimentalement et pour différents angles d'incidence.

tolérant que le CSIG 24, puisque la PSF en croix est observée pour un champ de 15° et non pour un champ de 10°. Les PSF non limitées par les aberrations sont donc obtenues pour des champs inférieurs à 10°. Ce gain en tolérance angulaire avait bien été estimé à partir du calcul des angles de tolérance de ces réseaux.

3.3.3 Tolérance angulaire : cas de l'objet J_0 .

D'après les équations 3.45 et 3.46 page 122, la PSF de l'objet J_0 éclairé en incidence oblique peut s'écrire en remplaçant l'opérateur $\sum_{p,q}$ de l'équation 3.73 page 129 par une intégrale sur l'angle φ :

$$PSF(x, y, \alpha) = |U_0|^2 \left| \int_0^{2\pi} \exp\left(2i\pi \frac{\eta}{a_0} (\cos(\varphi)(x - \Delta x) + \sin(\varphi)y)\right) \exp(i\phi_{aberr}) d\varphi \right|, \quad (3.78)$$

avec ϕ_{aberr} s'écrivant de la même manière que l'équation 3.69 page 128. Ainsi, l'étude de la tolérance angulaire de l'objet J_0 est la même que celle du CSIG et l'équation 3.71 page 128 reste valable. Comme le CSIG, l'objet J_0 est limité uniquement par de l'astigmatisme. La règle d'ingénieur donnée par l'équation 3.71 est confortée par les travaux de Thanning qui a étudié la déformation de la PSF dans le champ d'un axicon (qui est une bonne approximation de l'objet J_0) [177]. La PSF d'un axicon limitée par l'astigmatisme a une forme en astéroïde illustrée à la figure 3.37 B. Thanning a déterminé la largeur l de cette PSF :

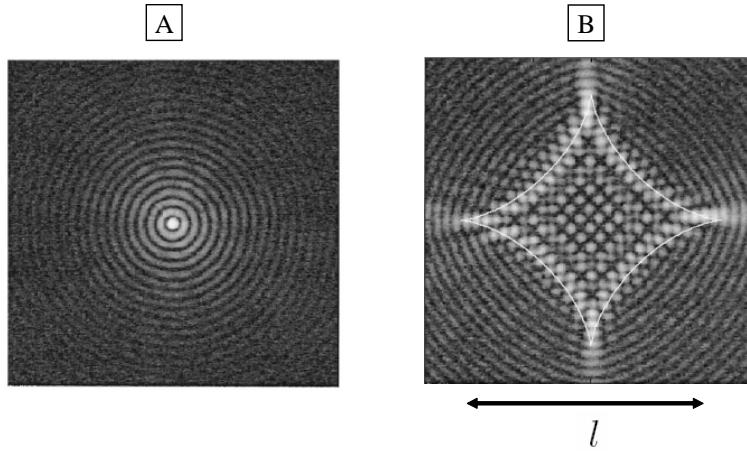


FIG. 3.37 – Illustration d'une PSF d'un axicon non limitée par les aberrations (A) et d'une PSF limitée par l'aberration d'astigmatisme (B). Images tirées de la référence [177].

$$l = 2\theta z \left(1 - \frac{1}{\cos^2(\alpha)}\right), \quad (3.79)$$

où θ est l'angle de déviation de l'axicon. A partir de cette équation, nous pouvons retrouver la règle d'ingénieur de l'équation 3.71. En effet, pour des angles α petits et d'après les équations 3.51 et 3.54 page 123, l'équation 3.79 peut s'écrire de la manière suivante :

$$l = 2\theta z \alpha^2,$$

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

$$= 0,76 \frac{\lambda z}{r_0} \alpha^2. \quad (3.80)$$

L'angle de tolérance α_c peut être alors retrouvé à partir de l'équation 3.80, en partant du principe que la PSF est dégradée par les aberrations lorsque la largeur l est plus grande que deux fois le rayon r_0 de la PSF non limitée par les aberrations :

$$\alpha_c = 1,6 r_0 \left(\frac{1}{\lambda z} \right)^{1/2}. \quad (3.81)$$

Nous remarquons bien que l'angle de tolérance calculé à partir de l'équation 3.81 est très proche de celui donné par l'équation 3.71. Par la suite, j'utiliserai l'équation 3.71 pour estimer l'angle de tolérance.

Pour des applications dans le MWIR, nous pouvons concevoir un objet J_0 dont la fréquence de coupure est adaptée à la fréquence de Nyquist d'un pixel de pas $30 \mu m$ ($2\rho_0 = 1/(2t_{pix})$). D'après l'équation 3.54 page 123, nous obtenons $r_0 = 45.6 \mu m$. L'équation 3.71 nous donne un champ total tolérable de 34° pour une longueur d'onde moyenne $\lambda_{moy} = 4 \mu m$ et une focale $f = 22.9 mm$. Cette focale correspond à un champ d'observation de 30° pour un détecteur de 320×256 pixels au pas de $30 \mu m$. Nous constatons donc que l'objet J_0 peut être utilisé pour l'applications grand champ décrite à la section 1.2 page 8. Ainsi, la relative faible tolérance angulaire décrite dans les références [175, 176, 177] peut s'expliquer par le fait que ces équipes cherchaient à confiner la lumière dans une tache de rayon r_0 très faible. L'équation 3.71 montre bien qu'il existe un compromis entre la tolérance angulaire et la résolution du système, ce compromis n'étant pas rédhibitoire pour l'application grand champ visée. De plus, pour une focale $f = 4.8 mm$ correspondant à la position du sténopé de la *camera obscura* à lentille fish-eye décrite aux sous sections 3.2.5 et 3.2.6, nous obtenons un champ maximal tolérable de 75° . Nous pourrions donc remplacer le sténopé de la *camera obscura* par un objet J_0 puisque le champ d'observation nécessaire est de 67° (voir la sous section 3.3.7 page 162).

3.3.4 Impact de la binarisation des objets continûment auto-imageants.

Nous avons montré aux sous sections précédentes que les objets continûment auto-imageants peuvent être utilisés pour des applications d'imagerie. Il nous reste donc plus qu'à les réaliser ! D'après les équations 3.50, 3.52 et 3.53 page 123, les transmittances de l'objet J_0 et du CSIG

idéal peuvent s'écrire respectivement de la manière suivante :

$$T_{J_0}(r) = U_0 J_0(2\pi\rho_0 r), \quad (3.82)$$

et

$$T_{CSIG}(r) = U_0 J_0(2\pi\rho_0 r) * \text{III}_{a_0, a_0}. \quad (3.83)$$

Ces transmittances sont donc le produit de deux termes :

$$T(r) = |T(r)| \text{signe}[T(r)], \quad (3.84)$$

où la fonction *signe* est définie de la manière suivante

$$\text{signe}(r) = \begin{cases} 1 & \text{si } r \geq 0 \\ -1 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.85)$$

Ces transmittances peuvent donc être réalisées à partir d'un réseau binaire codant la fonction *signe* et d'un masque en niveau de gris codant la valeur absolue de la transmittance. Bien que de nombreux progrès aient été réalisés pour coder des lames diffractives en niveau de gris (voir la sous section 2.5.1 page 79), les développements technologiques pour y arriver ne sont pas encore aisément accessibles. J'ai donc étudié les réseaux binaires codant seulement la fonction *signe* de ces transmittances idéales.

La manière la plus simple pour coder la fonction *signe* est d'utiliser un réseau codé en phase qui est obtenu en créant un déphasage de π dans les zones où la fonction *signe* est négative. Ce déphasage est en général réalisé par gravure lors d'un processus de photolithographie. La transmittance des réseaux binaires codée en phase s'écrit donc de la manière suivante :

$$T_{binaire}(r) = \begin{cases} 1 & \text{si } T(r) \geq 0 \\ e^{-i\pi} = -1 & \text{sinon,} \end{cases} \quad (3.86)$$

Ces réseaux peuvent être réalisés encore plus simplement en les codant en amplitude de la manière suivante :

$$T_{binaire}(r) = \begin{cases} 1 & \text{si } T(r) \geq 0 \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad (3.87)$$

Les réseaux binaires codés en amplitude sont réalisés par un dépôt métallique dans les zones où la fonction *signe* est négative. D'une manière générale, l'effet de la binarisation entraîne une

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

répartition de l'énergie suivant différents ordres de diffraction autres que ceux voulus, ce qui entrainera une légère dégradation de la PSF.

Les versions binarisées des objets continûment auto-imageants illustrés à la figure 3.25 page 122 sont données à la figure 3.38. Dans la suite de cette sous section, nous ne traiterons que le cas

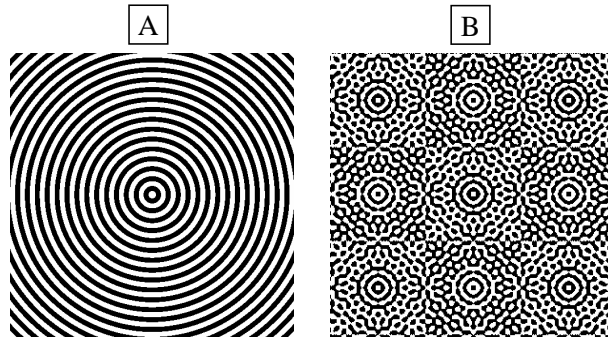


FIG. 3.38 – Versions binarisées des objets continûment auto-imageants illustrés à la figure 3.25.

de la binarisation de l'objet J_0 et son impact sur la PSF. Nous remarquons à la figure 3.39 que la version binarisée de l'objet J_0 est très proche du réseau circulaire car rapidement, nous observons des anneaux concentriques de même période. La seule différence entre les deux composants est

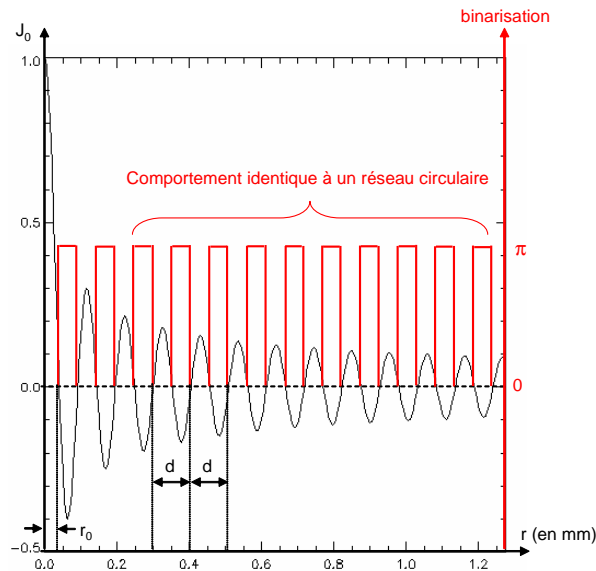


FIG. 3.39 – Illustration de la binarisation d'un objet J_0 de caractéristique $r_0 = 40 \mu m$. La version binarisée de cet objet est quasiment identique à un réseau circulaire de période $d = 105 \mu m$.

le diamètre du disque central qui est plus petit dans le cas de la version binarisée de l'objet J_0 . Les deux composants ont donc un mode de fonctionnement quasi-identique (excepté dans

un voisinage très proche du réseau qui est peu intéressant pour des applications d'imagerie) car c'est la période des anneaux qui définit l'angle de diffraction.

Cas du réseau circulaire.

J'assimile dans la suite la version binarisée de l'objet J_0 à un réseau circulaire. Comme la transmittance de ce réseau est périodique, elle peut être développée en série de Fourier ([195, 196, 197]) de la manière suivante :

$$T_{\text{binaire}}(r) = \sum_{m=-\infty}^{\infty} c_m \exp\left(-2\pi i \frac{m}{d} r\right), \quad (3.88)$$

avec comme coefficients de Fourier :

$$c_m = \frac{1}{d} \int_0^d T(r) \exp\left(2\pi i \frac{m}{d} r\right) dr, \quad (3.89)$$

avec d la période du réseau circulaire et m le numéro de l'ordre diffracté. Dans le cas de l'objet J_0 binarisé en amplitude les coefficients de Fourier sont donnés par :

$$c_m = \begin{cases} i/(\pi m) & \text{lorsque } m \text{ impair} \\ 0 & \text{lorsque } m \text{ pair et } m \neq 0 \\ 1/2 & \text{lorsque } m = 0. \end{cases} \quad (3.90)$$

Dans le cas de l'objet J_0 binarisé en phase ([196] et [197]), les coefficients de Fourier sont donnés par :

$$c_m = \begin{cases} 2i/(\pi m) & \text{lorsque } m \text{ impaire} \\ 0 & \text{lorsque } m \text{ paire.} \end{cases} \quad (3.91)$$

Un réseau circulaire diffracte donc plusieurs ordres dont l'énergie est donnée par $|c_m|^2$. Pour un réseau codé en phase, 40% de l'énergie est contenue dans l'ordre $m = 1$ tandis que pour un réseau codé en amplitude, il n'y a que 10% de l'énergie contenue dans l'ordre 1 [198]. Le codage en phase est donc plus intéressant d'un point de vue radiométrique car il permet de supprimer l'ordre 0 qui ne contribue pas à la formation de l'image. Nous allons maintenant étudier l'influence de ces différents ordres dans la formation de l'image.

PSF créée par l'ordre m .

D'après l'équation 3.88, la transmittance du réseau circulaire associée à l'ordre m est donnée par la relation :

$$T_m(r) = c_m \exp\left(-ikm \frac{\lambda}{d} r\right), \quad (3.92)$$

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

avec $k = 2\pi/\lambda$. L'angle de diffraction θ_m de l'ordre m de ce réseau est égal à :

$$\sin(\theta_m) = m \frac{\lambda}{d}. \quad (3.93)$$

Par la suite, je suppose que l'angle de diffraction θ_m est faible de telle manière à obtenir la relation $\sin(\theta_m) \simeq \theta_m$. La transmittance du réseau circulaire associée à l'ordre m peut donc s'écrire de la manière suivante :

$$T_m(r) = c_m \exp(-ik\theta_m r). \quad (3.94)$$

Nous allons maintenant déterminer l'allure de la PSF associée à l'ordre m , sans prendre en compte l'influence des autres ordres. D'après l'équation 3.1 page 91 et en posant $\vec{r} \cdot \vec{r}' = rr' \cos(\varphi' - \varphi)$, le champ électrique généré par l'ordre m à une distance z de ce dernier est donné par l'équation suivante :

$$U(r', \varphi', z) = U_0 \int_0^R \exp[ik(r^2/2z + \phi(r))] \int_0^{2\pi} \exp[-ikrr' \cos(\varphi' - \varphi)/z] r dr d\varphi, \quad (3.95)$$

avec $\phi(r) = -\theta_m r$ et U_0 donné par l'équation 3.2 page 92. Les intégrales de l'équation 3.95 sont disposées de telle manière à pouvoir appliquer la méthode dite de la phase stationnaire utilisée pour obtenir une valeur asymptotique de ces intégrales. Cependant, cette intégration entraîne une expression compliquée et délicate à interpréter à causes des approximations que cette méthode implique [199]. En intégrant dans un premier temps sur φ , puis en appliquant ensuite la méthode de la phase stationnaire, une expression plus simple de l'équation 3.95 peut être obtenue [198]. L'intégration suivant φ de cette équation donne :

$$U(r', \varphi', z) = 2\pi U_0 \int_0^R r J_0(krr'/z) \exp[ik(r^2/2z + \phi(r))] dr. \quad (3.96)$$

Nous pouvons ensuite donner une valeur asymptotique de l'intégrale 3.96 en utilisant la méthode de la phase stationnaire [172, 189, 200, 201]. L'intégrale 3.96 qui est une intégrale 1D peut se mettre sous la forme :

$$U = A \int g(r) \exp(ikf(r)) dr, \quad (3.97)$$

avec comme phase

$$\begin{aligned} f(r) &= r^2/2z + \phi(r), \\ &= \frac{1}{2z}(r - z\theta_m)^2 - \frac{z\theta_m^2}{2}, \end{aligned} \quad (3.98)$$

et comme amplitude

$$g(r) = rJ_0(krr'/z). \quad (3.99)$$

La méthode de la phase stationnaire donne l'approximation suivante :

$$U = A\sqrt{-\frac{\pi}{2kf''(r_c)}}g(r_c)\exp(ikf(r_c))\exp(i\frac{\pi}{4}), \quad (3.100)$$

avec r_c le point critique vérifiant $\frac{df}{dr}(r) = 0$. Cette méthode affirme que la plus grande contribution de l'intégrale apparaît au voisinage du point critique r_c . La zone autour de ce point critique correspond à la première zone de Fresnel (voir l'annexe B page 221 pour la description de la zone de Fresnel dans le cas du réseau circulaire). La méthode de la phase stationnaire consiste à considérer que la phase est constante dans cette zone [170]. En dehors de cette zone, la phase oscille tellement vite que sa contribution en dehors de la zone utile peut être considérée comme nulle. Cette propriété est liée au fait que la phase $f(r)$ est parabolique (voir l'équation 3.98) et que cette dernière va peu varier autour du point critique, puis très rapidement. La figure 3.40 donne la partie réelle de la phase $kf(r)$ associée à l'ordre 1 dans le cas d'un réseau circulaire de période $d = 80 \mu m$ à la longueur d'onde $\lambda = 5 \mu m$ et à une distance $z = 30 mm$. Les droites en pointillé donnent la position du point critique et la zone de Fresnel. On estime le point critique r_c à $1.91 mm$ et la largeur de la première zone de Fresnel à $0.55 mm$, c'est-à-dire entre $r = 1.63 mm$ et $r = 2.18 mm$.

La dérivée de la phase f par rapport à ρ s'écrit :

$$f'(r) = \frac{1}{z}(r - z\theta_m). \quad (3.101)$$

Il existe donc une seule valeur critique :

$$r_c = z\theta_m. \quad (3.102)$$

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

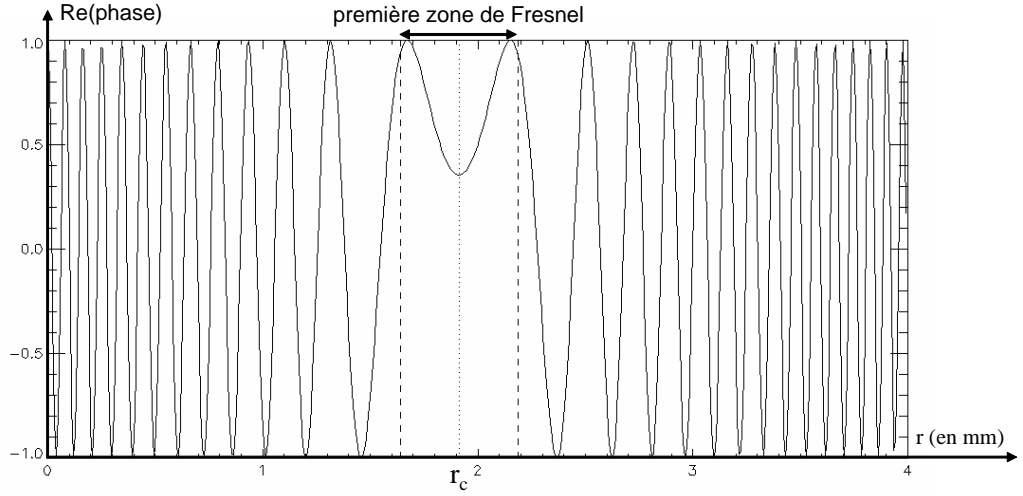


FIG. 3.40 – Partie réelle de la phase $kf(r)$.

Cette valeur correspond au cercle de rayon $z\theta_m$ générant des rayons diffractés de l'ordre m qui viennent converger sur l'axe au point z . La dérivée seconde de la phase f par rapport à r s'écrit :

$$f''(r) = \frac{1}{z}. \quad (3.103)$$

Ainsi l'amplitude de l'onde produite par l'ordre m en un point z se détermine à partir des équations 3.100, 3.102 et 3.103 :

$$U(r', \varphi', z) = 2\pi U_0 \sqrt{\frac{\pi z}{2k}} r_c J_0\left(\frac{kr_c r'}{z}\right) \exp(ikf(r_c) + i\frac{\pi}{4}). \quad (3.104)$$

L'éclairement de l'onde générée par l'ordre m s'obtient en prenant le module au carré de l'équation 3.104 :

$$PSF_m(r', \varphi', z) = \pi^2 \lambda z \frac{\theta_m^2}{\lambda^2} J_0^2\left(2\pi \frac{\theta_m}{\lambda} r'\right), \quad (3.105)$$

$|U_0|^2$ étant égal à $1/(\lambda z)^2$ d'après l'équation 3.2 page 92. L'équation 3.105 peut donc se mettre sous la forme :

$$PSF_m = \lambda z PSF_{\text{idéale}}, \quad (3.106)$$

L'équation 3.105 montre bien que la $PSF_{\text{idéale}}$ issue de l'ordre m possède bien les mêmes propriétés d'invariance et d'achromaticité que l'objet J_0 décrit à la sous section 3.3.1 page 121. En effet, la répartition transversale de l'éclairement reste constante (terme en J_0^2 qui ne dépend ni

de z , ni de λ car $\theta_m/\lambda = m/d$). De même, cette PSF concentre une grande partie de l'énergie de l'onde dans le pic central du J_0 . Le rayon r_0 du pic central vaut :

$$r_0 = \frac{0,38}{\rho_0}, \quad (3.107)$$

avec $\rho_0 = \theta_m/\lambda = m/d$. Cependant, contrairement à un objet J_0 , nous remarquons que l'éclairement PSF_m varie en λz .

L'équation 3.102 montre que si $\theta_m < 0$ alors $z < 0$ car r_c doit rester positif. Cela signifie que le J_0 généré par un ordre négatif est virtuel (voir la figure 3.41). L'équation 3.105 nous indique

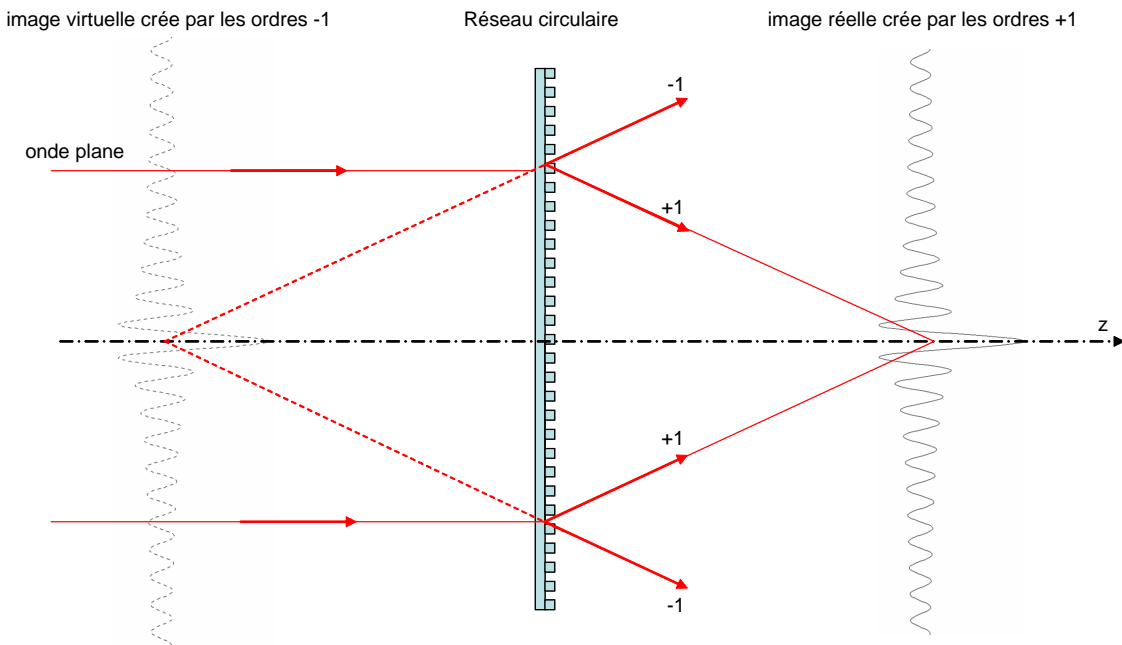


FIG. 3.41 – Illustration de la formation d'une image virtuelle par l'ordre -1 et d'une image réelle par l'ordre $+1$.

aussi que, comme J_0 est symétrique, les PSF formées par les ordres $+m$ et $-m$ sont identiques. Pour nos applications, seuls les ordres positifs vont contribuer à la formation d'une image sur le détecteur et l'énergie contenue dans les ordres négatifs sera perdue [196, 197].

PSF en prenant en compte tous les ordres générés par le réseau circulaire.

Nous avons vu précédemment que la binarisation d'un objet J_0 entraîne l'apparition d'ordres parasites. L'influence de ces ordres sur la qualité image du système est étudiée à l'annexe A page 217. Nous remarquons alors que l'allure de la PSF dépend de la contribution des différents

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

ordres mais aussi du battement entre ces ordres. Ces battements tendent à modifier le contraste de certaines fréquences spatiales de la FT_{optique} . L'influence sur la FT_{optique} du réseau circulaire des différents ordres générés par ce dernier et des battements entre ces ordres est illustrée à la figure 3.42. Cette figure s'appuie sur la formule approchée de la FT_{optique} de l'équation A.5

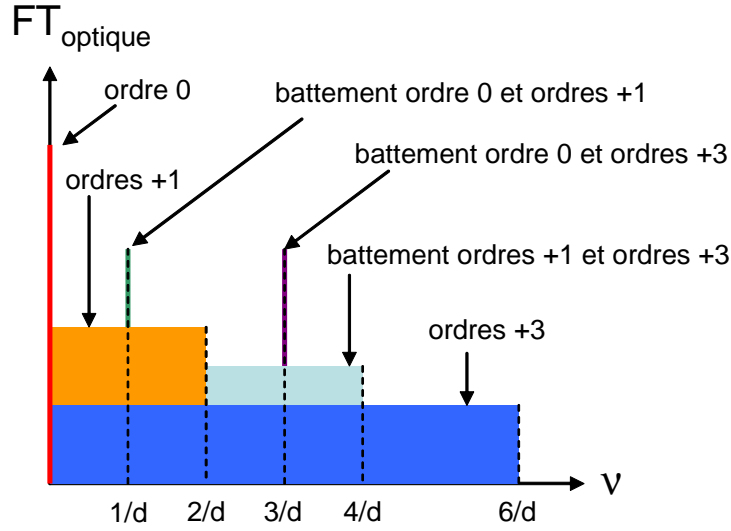


FIG. 3.42 – Illustration de l'influence sur la FT_{optique} du réseau circulaire des différents ordres générés par ce dernier et des battements entre ces ordres.

page 218. Le battement entre l'ordre 0 et l'ordre +1 modifie le contraste de la FT_{optique} autour de la fréquence $1/d$, tandis que le battement entre l'ordre 0 et l'ordre +3 modifie le contraste de la FT_{optique} autour de la fréquence $3/d$. Enfin, le battement entre l'ordre +1 et l'ordre +3 se traduit par une modification de contraste pour les fréquences comprises entre $2/d$ et $4/d$. La FT_{optique} est alors "polluée" par ces battements.

Les battements entre les différents ordres tendent cependant à s'atténuer lorsque l'illumination du réseau est polychromatique (s'appuyant sur une bande spectrale de largeur $\Delta\lambda$) et lorsque la distance z augmente. A partir d'une distance Z donnée par la relation

$$Z = d^2/(2\Delta\lambda), \quad (3.108)$$

le réseau circulaire entre dans un régime panchromatique, où l'influence du battement entre les ordres est négligeable [202]. Dans ce régime panchromatique, la PSF du réseau circulaire correspond alors la somme des fonctions de Bessels d'ordre 0 produites par les différents ordres générés par ce réseau [170].

La FTM polychromatique d'un objet J_0 ($r_0 = 30 \mu m$) et les FTM polychromatiques des réseaux circulaires codés en amplitude et en phase ont ensuite été simulées et sont illustrées à la figure 3.43. Ces réseaux ont les mêmes caractéristiques. Ils ont un diamètre $\phi = 3 mm$ et la

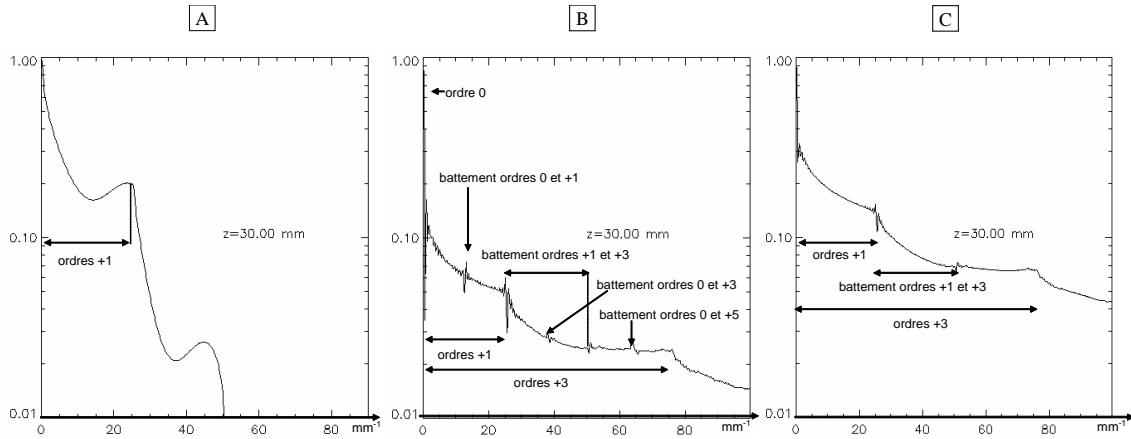


FIG. 3.43 – Simulation de la FTM polychromatique d'un objet J_0 ($r_0 = 30 \mu m$) (A) et des FTM polychromatiques des versions binarisées en amplitude (B) et en phase (C). Les réseaux ont un diamètre $\phi = 3 mm$. L'éclairement a été calculé à une distance $z = 30 mm$ de ces réseaux. La bande spectrale d'étude est $[0, 4 - 0, 7 \mu m]$. La période d des réseaux circulaires est égale à $79 \mu m$.

fréquence de coupure associée à l'ordre +1 est égale à $25,6 mm^{-1}$. La période d des réseaux circulaires est égale à $79 \mu m$. Les FTM ont été obtenues en estimant la répartition en éclairement à une distance $z = 30 mm$ d'une onde plane polychromatique comprise dans la bande spectrale $[0, 4 - 0, 7 \mu m]$. Nous constatons bien que l'objet J_0 produit essentiellement la FTM associée à l'ordre +1 et que cette dernière n'est pas dégradée par des effets de battement. Dans le cas des réseaux circulaires, nous observons les contributions des ordres +1 et +3. Le battement entre les ordres +1 et +3 dégradent la FTM de ces deux réseaux. Le réseau codé en amplitude produit un ordre 0 important et des battements entre l'ordre 0 et les ordres +1 et +3 peuvent être observés. Nous constatons alors qu'un réseau circulaire codé en phase possède une meilleure FTM. En effet, l'absence d'ordre 0 permet de rehausser le contraste des fréquences et de supprimer un certain nombre de battements qui polluent la FTM. Remarquons aussi que seul le battement entre l'ordre 0 et l'ordre +1 aura une influence notable si le réseau circulaire est dimensionné pour l'ordre +1, c'est-à-dire si le premier zéro de la FTM de l'ordre +1 correspond à la fréquence de Nyquist. Un réseau circulaire codé en phase, dimensionné pour l'ordre +1 et fonctionnant en régime panchromatique ($z > Z = 4,6 mm$ pour l'exemple ci-dessus), sera donc une bonne

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

approximation d'un objet J_0 . Sa fréquence de coupure peut s'écrire à partir des équations 3.55 page 124 et 3.107 page 144 de la manière suivante :

$$\nu_c = \frac{2}{d}. \quad (3.109)$$

Nous constatons que, contrairement à une lentille, la fréquence de coupure du réseau circulaire ne dépend pas de l'ouverture de ce dernier mais de la période de ses anneaux concentriques. Cette propriété remarquable permet au réseau circulaire d'avoir à la fois une grande profondeur de champ avec une grande résolution angulaire, ce qui n'est pas possible avec des composants classiques. Pour un composant classique, une grande fréquence de coupure est obtenue en augmentant l'ouverture tandis qu'une grande profondeur de champ est obtenue en diminuant l'ouverture.

Une PSF polychromatique obtenue expérimentalement est illustrée à la figure 3.44 A. Cette

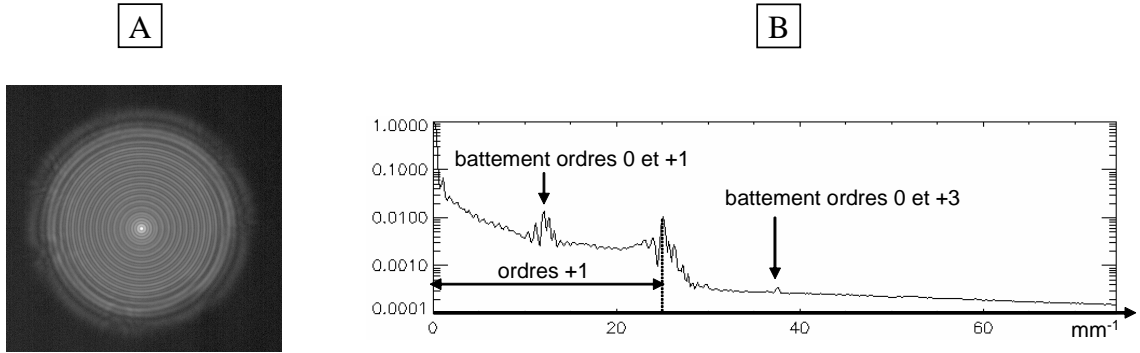


FIG. 3.44 – (A) Illustration de la PSF polychromatique obtenue expérimentalement d'un réseau circulaire codé en amplitude de période $d = 80 \mu m$, de diamètre $\phi = 3 mm$ et fonctionnant dans la bande spectrale $[0, 4 - 0, 7 \mu m]$. La PSF a été obtenue à une distance $z = 37 mm$ du réseau circulaire. (B) Coupe radiale de la FTM polychromatique obtenue en prenant la transformée de Fourier de la PSF obtenue expérimentalement.

PSF a été obtenue à une distance $z = 37 mm$ d'un réseau circulaire codé en amplitude de période $d = 80 \mu m$, de diamètre $\phi = 3 mm$ et fonctionnant dans la bande spectrale $[0, 4 - 0, 7 \mu m]$. Le détecteur utilisé est constitué de 1296×1026 pixels de taille $6, 7 \mu m$. Une coupe radiale de la FTM polychromatique a été obtenue en prenant la transformée de Fourier de cette PSF expérimentale. Cette FTM est illustrée à la figure 3.44 B. La fréquence de Nyquist vaut $75 mm^{-1}$ et est donc supérieure à la fréquence de coupure associée à l'ordre +1 qui est égale à $25 mm^{-1}$ (d'après l'équation 3.109). Les battements entre l'ordre 0 et l'ordre +1 ainsi que le battement entre l'ordre 0 et l'ordre +3 peuvent être observés à la figure 3.44 B. Nous vérifions aussi que la fréquence de

coupure de ce réseau est bien égale à 25 mm^{-1} .

3.3.5 Impact de l'ouverture des objets continûment auto-imageants.

Dans la pratique, les composants que nous utiliserons auront une ouverture finie. Le théorème de la phase stationnaire décrit à la sous section 3.3.4 page 140 montre que la PSF générée par le réseau circulaire (celle donnée par l'équation 3.105 page 143) sera invariante tant que la zone utile contribuant à la formation de l'image à une distance z du composant n'est pas proche du bord de l'ouverture [204]. L'équation 3.105 est valable également tant que l'angle de diffraction de l'ouverture (λ/ϕ_s) reste très inférieur à l'angle de diffraction du réseau circulaire (λ/d). La seule influence de l'ouverture sera de borner la PSF (J_0 étant par définition une fonction non bornée) :

$$PSF_{\text{réelle}} = PSF \times \text{Ouverture.} \quad (3.110)$$

Dans l'espace de Fourier, cela se traduira par un élargissement des fréquences excitées :

$$FT_{\text{optique réelle}} = FT_{\text{optique}} * TF(\text{Ouverture}), \quad (3.111)$$

où TF représente la transformée de Fourier.

La $PSF_{\text{réelle}}$ se dégrade cependant puis disparaît dès que la zone utile contribuant à la formation de l'image à une distance z du composant est diaphragmée par un bord de l'ouverture. L'ouverture limite donc la largeur de la ligne focale du composant. De plus, comme l'angle de diffraction dépend de la longueur d'onde, l'obturation des différents ordres chromatiques se produit à des distances z différentes. Nous pouvons alors observer de part et d'autre de la ligne focale achromatique des zones chromatiques lorsque le réseau circulaire a une ouverture annulaire [203]. La ligne focale générée par un réseau circulaire dont l'ouverture est annulaire est illustrée à la figure 3.45. Nous remarquons alors que les zones chromatiques apparaissent bien lorsque une partie des ordres chromatiques ont été éteints par l'ouverture annulaire. De même, comme les ordres supérieurs ont un angle de diffraction supérieur à l'ordre +1 (voir l'équation 3.93 page 141), ces derniers sont éteints plus rapidement par l'ouverture annulaire et il existe une zone focale où seul l'ordre +1 contribue à la formation de l'image (il n'y a donc pas de phénomènes de battements entre l'ordre +1 et les ordres supérieurs dans cette zone) [197].

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

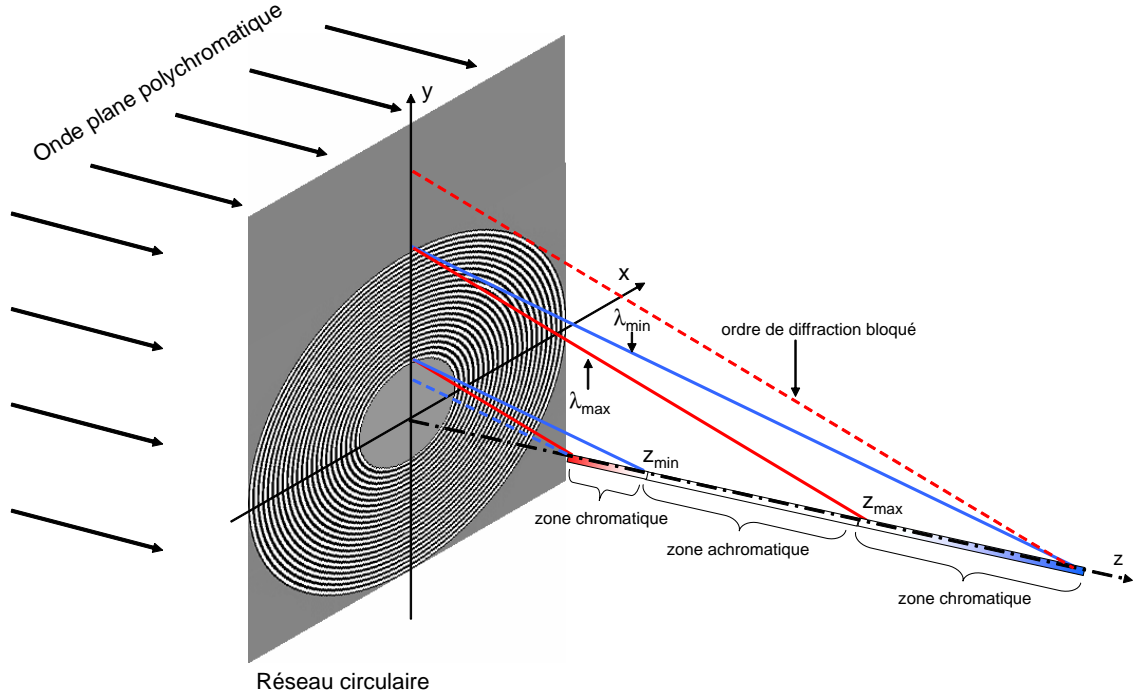


FIG. 3.45 – Illustration de la ligne focale générée par un réseau circulaire ayant une ouverture annulaire. Mise en évidence d'une zone achromatique et de deux zones chromatiques de part et d'autre de cette dernière.

Le théorème de la phase stationnaire et l'étude de l'impact de l'ouverture sur la FTM sont très importants pour définir l'ouverture optimale d'un réseau circulaire. En effet, comme la contribution à la formation d'une image située à une distance z du réseau circulaire est due à une unique zone annulaire définie par la première zone de Fresnel (voir l'annexe B page 221 pour la description de cette zone), le reste de la surface du réseau circulaire va générer un flux de fond qui peut saturer la caméra. Ce flux de fond contribue à augmenter l'amplitude autour de la fréquence nulle et contribue donc à diminuer le contraste des hautes fréquences. Afin de limiter l'impact de ce flux de fond, nous pouvons masquer les zones du réseau circulaire qui ne contribuent pas à la formation de l'image pour une ligne focale voulue. Nous obtenons donc un réseau circulaire s'appuyant sur un anneau dont le plus petit rayon R_{min} est donné par la formule suivante :

$$R_{min} = \min_{\lambda} \left(z_{min} \frac{\lambda}{d} - \sqrt{\frac{z_{min} \lambda}{2}} \right), \quad (3.112)$$

et dont le plus grand rayon R_{max} est déterminé de la manière suivante :

$$R_{max} = z_{max} \frac{\lambda_{max}}{d} + \sqrt{\frac{z_{max} \lambda_{max}}{2}}. \quad (3.113)$$

Les équations 3.112 et 3.112 garantissent que les différentes zones utiles ne seront pas diaphragmées par l'ouverture et que la ligne focale entre z_{min} et z_{max} sera achromatique.

Enfin, lorsque l'ouverture du réseau circulaire est très petite par rapport à la période du réseau - c'est-à-dire lorsque l'angle de diffraction de l'ouverture est proche de l'angle de diffraction du réseau circulaire (λ/d) - alors la diffraction de l'ouverture doit être prise en compte et la PSF donnée par l'équation 3.105 page 143 n'est plus valable. Zapata-Rodríguez *et al* ont défini un nombre de Fresnel associé aux axicons qui, dans le cas du réseau circulaire, s'écrit de la manière suivante [174] :

$$FN = \frac{R_{max}}{d}, \quad (3.114)$$

où R_{max} est le rayon maximal de la zone utile qui contribue à la formation de l'image à une distance z du réseau circulaire. Si FN a une valeur autour de 1 où inférieure à 1 (lorsque R_{max} est proche de la période d), alors le réseau circulaire produit une ligne focale équivalente à celle produite par une lentille de même ouverture et dont la longueur focale est égale à z .

3.3.6 Démonstration des propriétés d'imagerie.

Formation d'images à partir d'un réseau circulaire.

La sous section 3.3.2 page 125 a montré que les objets J_0 et les CSIG peuvent être suffisamment tolérants en champ pour produire des images avec une bonne résolution angulaire. La FTM des réseaux circulaires (qui sont la binarisation des objets J_0) a été déterminée à la sous section 3.3.4 page 145. L'étude de cette FTM montre deux zones caractéristiques du réseau circulaire : un pic au niveau de la fréquence nulle et un large plateau s'arrêtant à la fréquence de coupure de l'optique. L'amplitude du pic est due d'une part à l'ordre 0 qui ne contribue pas à la formation de l'image et aux rebonds produits par la fonction J_0 . L'amplitude de ce pic autour de la fréquence nulle tend à dégrader la qualité de l'image car le contraste des hautes fréquences est atténué. La figure 3.46 compare un J_0 avec une tache d'Airy de même largeur. Remarquons que les rebonds du J_0 sont beaucoup plus importants que ceux de la tache d'Airy.

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

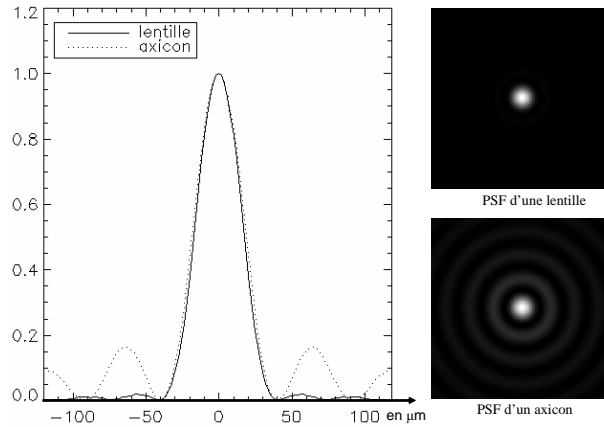


FIG. 3.46 – Comparaison de l’allure d’un J_0 avec une tache d’Airy de même largeur.

Cette dégradation peut être néanmoins corrigée à partir d’un traitement d’image. Une méthode simple pour rehausser le contraste de l’image consiste à couper les basses fréquences. Par exemple, un filtre passe haut peut être appliqué dans l’espace fréquentiel. Un tel filtre est illustré à la figure 3.47. La transformée de Fourier de ce filtre passe haut s’appuie sur un disque de

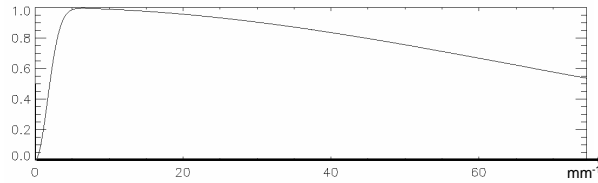


FIG. 3.47 – Coupe radiale d’un filtre passe haut appliqué dans le domaine fréquentiel pour rehausser le contraste des images. Ce filtre est calculé jusqu’à la fréquence de Nyquist d’un détecteur au pas pixel de $6,7 \mu m$.

rayon R . Ainsi, le rehaussement de contraste peut être appliqué dans l’espace réel de la manière suivante :

$$\text{image}_{\text{traitée}} = \text{image}_{\text{brute}} - \text{image}_{\text{brute}} * \text{disque}(r/R), \quad (3.115)$$

où $*$ désigne l’opérateur de convolution et $\text{disque}(r/R)$ est une fonction qui vaut 1 lorsque $r < R$ et 0 sinon. Cette opération permet de supprimer les basses fréquences de l’image brute dont la valeur est inférieure à $1/(2R)$ et de ne garder que les détails.

Les propriétés d’imagerie du réseau circulaire ont été dans un premier temps étudiées dans la bande spectrale du visible. J’ai pour cela monté un banc optique utilisant un réseau circulaire codé en amplitude de période $d = 80 \mu m$ et de diamètre $\phi = 3 mm$. Un détecteur de dimension

1296×1026 au pas pixel de $6,7 \mu m$ est placé à une distance z du réseau circulaire. La caméra ainsi formée visualise une image placée à une distance L du réseau circulaire, cette dernière étant éclairée par un projecteur. Ce banc expérimental est illustré à la figure 3.48 A. La photo observée

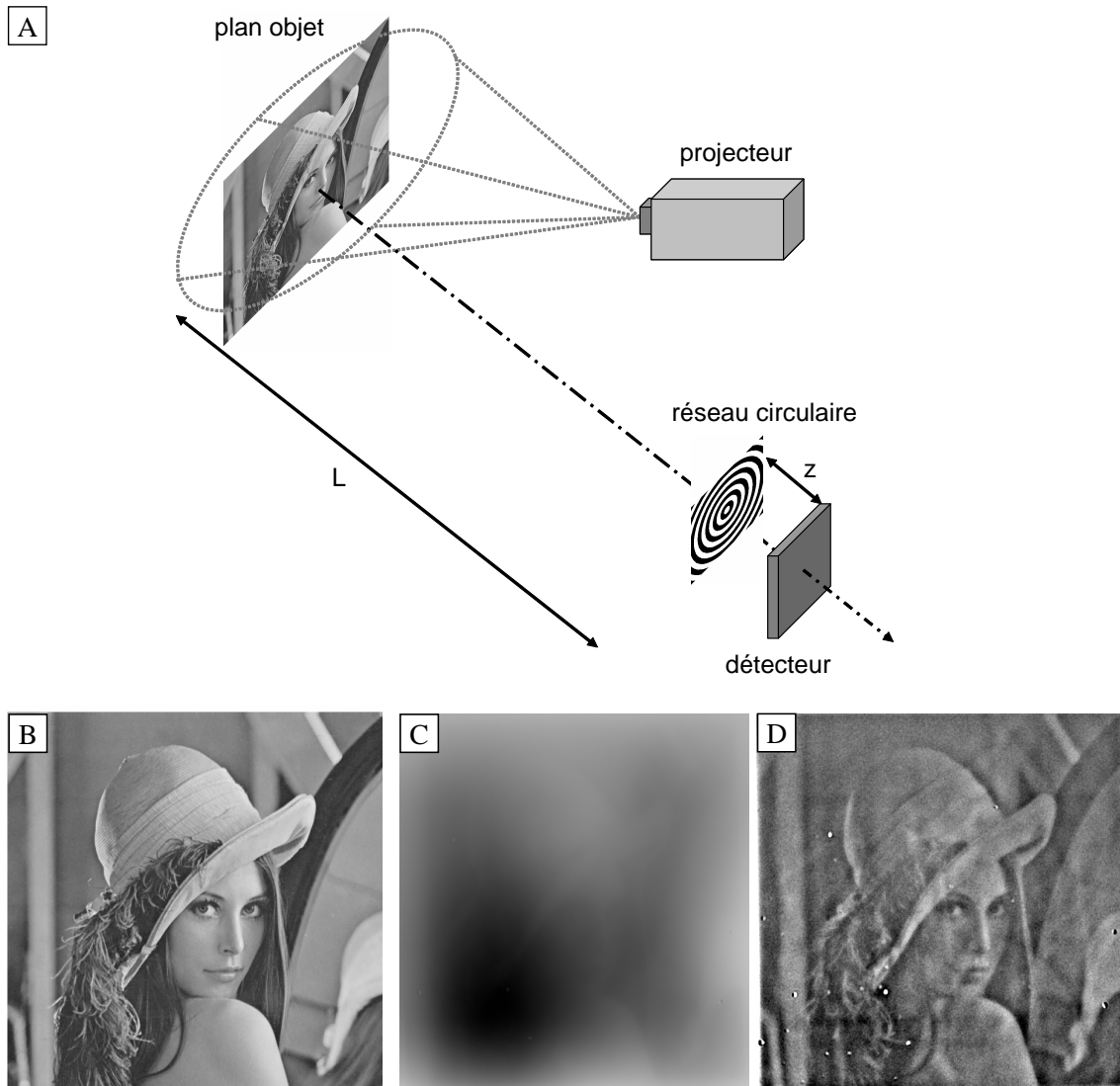


FIG. 3.48 – (A) Illustration du banc expérimental utilisé pour étudier les propriétés d'imagerie du réseau circulaire dans le visible; (B) image vue par le réseau circulaire; (C) image brute obtenue par ce réseau; (D) exemple de restauration de l'image en appliquant un rehaussement de contraste.

par la caméra est donnée à la figure 3.48 B. La figure 3.48 C donne l'image brute obtenue par ce réseau circulaire et la figure 3.48 D est un exemple de restauration obtenue en coupant les basses fréquences. Nous constatons que ce traitement permet de rendre les bords des objets plus nets. Cependant, comme le traitement ne conserve pas l'information des basses fréquences, le rendu

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

de l'image (donné par exemple par les transitions de gris) n'est pas satisfaisant.

Afin de garder toute l'information contenue dans l'image, des méthodes d'inversion (abordées à la sous section 2.4.1 page 52) peuvent être utilisées. Cette inversion peut être obtenue, par exemple, à partir d'un filtre de Wiener qui est déterminé à partir de la relation suivante :

$$W = \frac{FT_{\text{optique}}^* S_{oo}}{|FT_{\text{optique}}|^2 S_{oo} + S_{nn}}, \quad (3.116)$$

où FT_{optique}^* est le conjugué de FT_{optique} . Les paramètres S_{nn} et S_{oo} sont respectivement la densité spectrale du bruit additif et la densité spectrale de l'objet observé. Ce filtrage est possible car la FT_{optique} du réseau circulaire ne comporte pas de fréquences nulles avant la fréquence de coupure du système définie par la relation 3.109 page 147 (des exemples de FTM de réseaux circulaires sont donnés aux figures 3.43 page 146 et 3.44 page 147). De plus, il est nécessaire que la FT_{optique} soit invariante par translation et dans le champ (cas où le système n'est pas limité par les aberrations de champ). Une fois ces conditions remplies, l'estimé de l'objet \hat{Obj} peut être déterminé à partir l'image mesurée Im de la manière suivante :

$$\hat{Obj} = TF^{-1} (W \cdot \tilde{Im}), \quad (3.117)$$

où TF^{-1} désigne la transformée inverse et \tilde{Im} la transformée de Fourier de l'image. Le paramètre S_{nn} peut être estimé *a priori* d'après les caractéristiques du détecteur. La valeur S_{oo} est plus délicate à estimer car nous ne savons pas nécessairement quel type de scène la caméra va observer. Ainsi l'inversion s'obtient bien souvent par itération. L'équipe de Wanli Chi *et al.* donne des exemples de réponses de filtres de Wiener \tilde{W} de dimensions 5×5 et 3×3 dans la référence [205] (\tilde{W} étant la transformée de Fourier du filtre de Wiener). Cette équipe met néanmoins en évidence la ressemblance de la matrice 3×3 avec une matrice de rehaussement de bord classique et dont le produit de convolution de l'équation 3.115 est une approximation. Différentes méthodes d'inversion destinées à restaurer les images produites par des axicons sont en cours de développement dans une équipe de l'ONERA du département DTIM.

Formation d'images à partir d'un CSIG.

Quelques images ont été obtenues à partir du CSIG 24 et du CSIG 48 dont les caractéristiques sont donnés au tableau 3.1 page 130. Plusieurs images de "têtes de Mickey" sont illustrées à la

figure 3.49. Comme dans le cas de l'axicon, les images sont dégradées par les rebonds de la PSF.

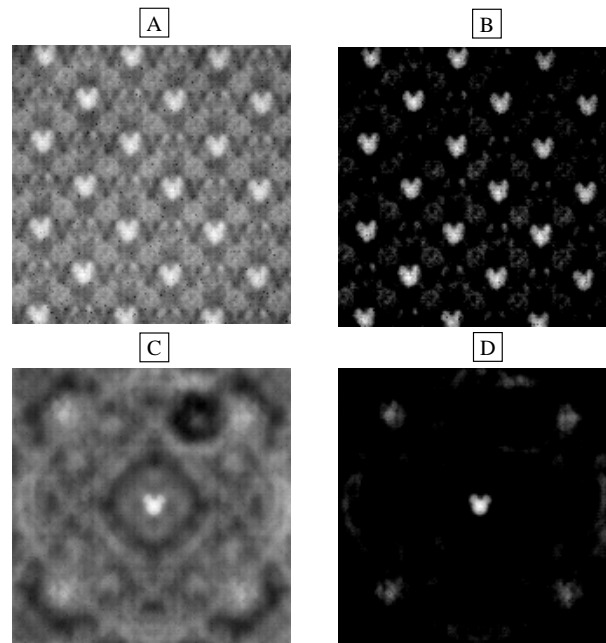


FIG. 3.49 – (A) et (C) représentent les images brutes obtenues avec le CSIG 24 et le CSIG 48 ; (B) et (D) sont obtenues à partir des images brutes après un simple seuillage.

Cependant les méthodes utilisées dans le cas de l'axicon pour restaurer les images ne peuvent être utilisées pour traiter efficacement les images produites par des CSIG. En effet, la FTM des CSIG est lacunaire. Cette lacunarité est illustrée à la figure 3.26 page 124. Or, le filtre de Wiener ne peut restaurer des fréquences dont le contraste est nul et est donc inadapté pour restaurer les images produites par des CSIG. Des méthodes de traitement plus avancées sont donc nécessaires. Par exemple, nous avons vu à la sous section 2.4.3 page 62 que des méthodes algorithmiques sont actuellement développées pour restaurer des images lacunaires [100, 101]. L'imagerie réalisée par les CSIG peut être considérée comme une imagerie comprimée. Ces algorithmes de restauration d'image lacunaire n'ont cependant pas été implémentés durant cette thèse. Aux figures 3.49 C et D, j'ai simplement réajusté le contraste pour masquer les rebonds et mettre en valeur les images de Mickey.

Dans la suite de la thèse, je me focaliserai plutôt sur les réseaux circulaires qui produisent des images non lacunaires en fréquences et donc plus facile à traiter.

Démonstration de l'effet zoom du réseau circulaire.

Nous avons montré à la sous section 3.3.4 page 137, que les réseaux circulaires ont la propriété de générer un champ continûment auto-imageant, assurant ainsi l'invariance suivant z et l'achromaticité de leur FTM. Cette propriété leur permet d'une part d'annuler tout problème de défaut de mise au point et d'autre part d'avoir une fréquence de coupure ν_c ne dépendant ni de z , ni de λ (voir l'équation 3.109 page 147). D'après l'équation 2.10 page 15 qui permet de relier $IFOV$ à la fréquence de coupure, nous pouvons ainsi établir une propriété remarquable de l'axicon diffractif : lorsque z augmente, le champ d'observation FOV diminue tandis que la résolution du système augmente ($IFOV$ diminue). Le réseau circulaire possède donc une fonction de zoom intégrée qui peut être obtenue en translatant le réseau. Ce composant est donc, de ce point de vue, plus intéressant que le sténopé, ce dernier ayant une résolution angulaire constante suivant z (voir l'équation 3.14 page 96). Nous pouvons noter que la translation d'un réseau circulaire a été utilisée dans la référence [206] pour ajuster la taille d'un anneau produit par un laser.

Le banc expérimental décrit à la figure 3.48 A page 152 a été mis à profit pour démontrer la propriété de zoom du réseau circulaire. L'objet imagé par le réseau circulaire est maintenant une mire U.S. Air Force (USAF) qui est illustrée à la figure 3.50. La mire est un objet rectangulaire de

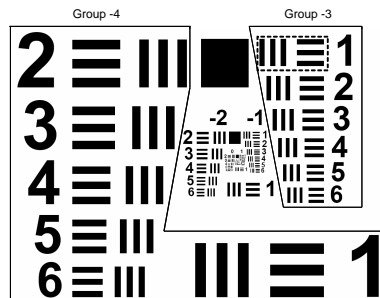


FIG. 3.50 – Illustration d'une mire USAF, les deux mires contenues dans le rectangle en pointillé correspondent à l'élément 1 du groupe -3 .

dimension $21\text{ cm} \times 29,7\text{ cm}$ placée à une distance L du réseau circulaire. Cette mire est constituée de barres rassemblées dans différents groupes de six éléments. Un élément est composé de trois barres verticales et de trois barres horizontales de même période. Chaque élément correspond à une résolution qui dépend de la valeur de l'élément et de son groupe associé et dont la fréquence

de coupure ν_{usaf} rapportée au plan de détection s'écrit :

$$\nu_{usaf} = (L/z) \times 2^{group + \frac{element-1}{6}}. \quad (3.118)$$

L'équation 3.118 donne la résolution en mm^{-1} . Les mire USAF sont utilisées pour estimer la résolution angulaire IFOV des systèmes optiques, qui est définie approximativement par le groupe et l'élément correspondant à la paire de mires la plus fine dont on discerne correctement les 3 traits avec un contraste acceptable.

Afin d'observer à la fois la variation de grandissement et l'invariance de la fréquence de coupure lorsque z varie, j'ai fait l'acquisition de trois images issues de trois configurations différentes. La mire USAF a été placée dans un premier temps à une distance de 3 m du réseau circulaire et deux images ont été acquises pour des distances z égales à 37 mm et 88 mm (ces configurations correspondent aux images A et B de la figure 3.51). Dans un deuxième temps, la mire USAF a

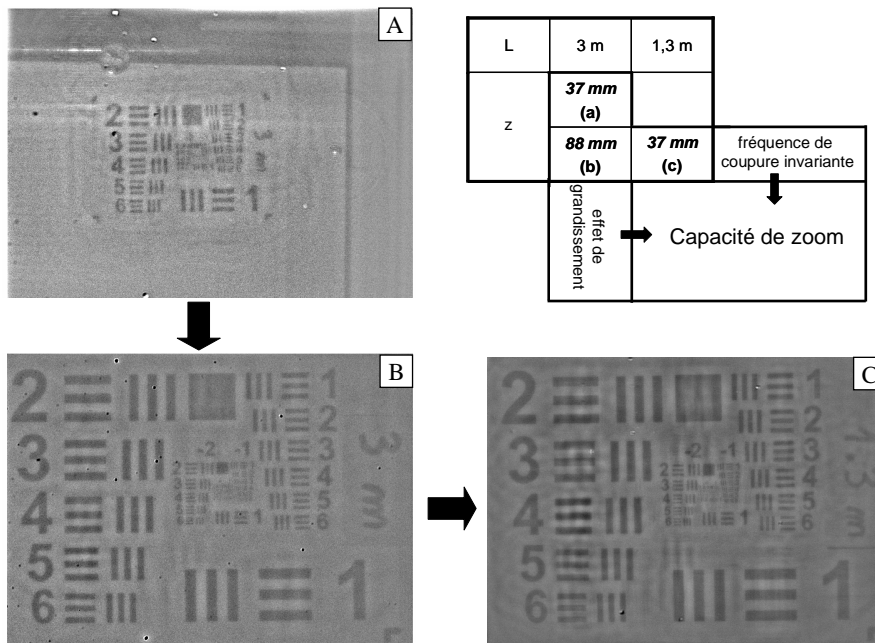


FIG. 3.51 – Illustration de la capacité de zoom du réseau circulaire : images restaurées de mires USAF placées à une distance L de 3 m du réseau circulaire pour des distances z de 37 mm (A) et de 88 mm (B) et à une distance L de $1,3\text{ m}$ du réseau circulaire pour une distance z de 37 mm (C). (A) et (B) démontrent l'effet de grandissement ; (B) et (C) illustrent l'invariance de la fréquence de coupure.

été placée à une distance de $1,3\text{ m}$ de l'axicon et une image a été acquise pour une longueur focale égale à 37 mm (cette configuration correspond à l'image C de la figure 3.51). La configuration C

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

a été choisie de manière à disposer du même grandissement que la configuration B. Les images A et B donnent une illustration de la variation de grandissement lorsque la longueur focale du système varie. Les images B et C illustrent l'invariance de la fréquence de coupure lorsque z varie. L'estimation du champ d'observation idéal de l'axicon pour les trois configurations permet de s'assurer que l'image de la mire USAF ne sera pas dégradée par les aberrations. La FTM expérimentale de la caméra illustrée à la figure 3.44 page 147 montre que l'ordre +1 généré par le réseau circulaire contribue le plus dans la formation de l'image. Ainsi, le champ d'observation idéal FOV de cette caméra s'écrit d'après les équation 3.71 page 128 et 3.107 page 144 de la manière suivante :

$$FOV = 1,5d \left(\frac{1}{\lambda z} \right)^{1/2}. \quad (3.119)$$

Le tableau 3.2 associe la dimension angulaire maximale θ_{max} de la mire au champ d'observation idéal de la caméra pour les trois configurations. Nous pouvons constater que les dimensions

TAB. 3.2 – Comparaison entre la dimension angulaire maximale θ_{max} de la mire USAF et le champ d'observation idéal FOV du système optique.

configuration	θ_{max} (°)	FOV (°)
A	5.6	46
B	5.6	30
C	13	46

angulaires maximales θ_{max} des mires USAF sont inférieures aux champs d'observations idéaux. Ainsi, la netteté des barres de la mire n'est donc pas affectée par des aberrations de champ. Les images de la figure 3.51 ont subi un rehaussement de contraste grâce à l'utilisation dans l'espace fréquentiel d'un filtre passe haut illustré à la figure 3.47 page 151. A partir de l'équation 3.118, la fréquence de coupure de la caméra, estimée à 25 mm^{-1} , correspond approximativement à l'élément 3 du groupe -2 pour la configuration A et à l'élément 4 du groupe -1 pour les configurations B et C. La figure 3.51 montre que presque toutes les barres de fréquence inférieure à ces éléments sont effectivement résolues, ce qui donne une fréquence de coupure du système entre 20 et 25 mm^{-1} . La similarité des images A et B illustre l'invariance de la fréquence de coupure lorsque z varie et lorsque le bruit ne dégrade pas le contraste et la résolution du système. La variation de grandissement entre les images A et B est estimée expérimentalement à 2,3 (obtenue

d'après la variation de la taille du plus grand carré). Cette variation de grandissement mesurée est en accord avec le rapport des deux distances z de ces deux configurations. Enfin, la figure 3.51 montre un gain en résolution de l'image B par rapport à l'image A. En effet, la configuration B permet de résoudre plus d'éléments. La possibilité de faire varier le grandissement tout en maintenant la fréquence de coupure constante démontre bien la propriété de zoom de l'axicon diffractif.

Un zoom utilisant comme unique élément optique un réseau circulaire a été par la suite réalisé dans l'infrarouge en bande III. Le réseau circulaire, réalisé par le laboratoire LPN du CNRS, est codé en amplitude par un dépôt d'or sur une lame en Arsenic de Gallium (GaAs). Un traitement anti-reflet en ZnS a ensuite été ajouté. La période d de ce réseau circulaire est égale à $140 \mu m$. Le détecteur utilisé est un microbolomètre de 384×288 pixels au pas de $35 \mu m$. La caméra constituée du réseau circulaire et du microbolomètre observe une mire USAF éclairée par un corps noir à $550^\circ C$ et placée à une distance $L = 490 mm$ de la caméra. Le banc expérimental est illustré à la figure 3.52 A. Trois images de cette mire ont été obtenues pour différentes distances z entre la caméra et le détecteur. Ces images sont illustrées à la figure 3.52 B. Nous remarquons bien qu'augmenter la distance z entraîne une diminution du champ d'observation et augmente la résolution angulaire du système (les rectangles rouges des images de la figure 3.52 B désignent les dernières mires que peut résoudre la caméra). Nous avons ainsi réalisé un zoom $\times 2$ qui présente des avantages en terme de simplicité. En effet, traditionnellement, un tel système nécessiterait plusieurs lentilles et plusieurs parties mobiles [207]. De plus, l'étendue géométrique du réseau circulaire, qui a été établie à la section B page 221, varie en $1/\sqrt{z}$ (voir équation B.3 page 222) et donc évolue peu lorsque z varie. Cette quasi-invariance de l'étendue géométrique est en général une propriété recherchée dans la conception d'un zoom. Cependant, d'après l'étendue géométrique de ce système donnée à l'équation B.3 page 222, ce zoom possède un nombre d'ouverture équivalent compris entre 7,6 et 10 dans la bande spectrale $[8 - 12 \mu m]$ pour $z = 38 mm$. Ce système est peu ouvert et le réseau circulaire n'est pas adapté pour un microbolomètre dont sa sensibilité impose en générale la conception de systèmes optiques ayant un nombre d'ouverture N inférieur à 2. Le zoom doit donc être utilisé avec des détecteurs refroidis ayant une meilleure sensibilité.

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

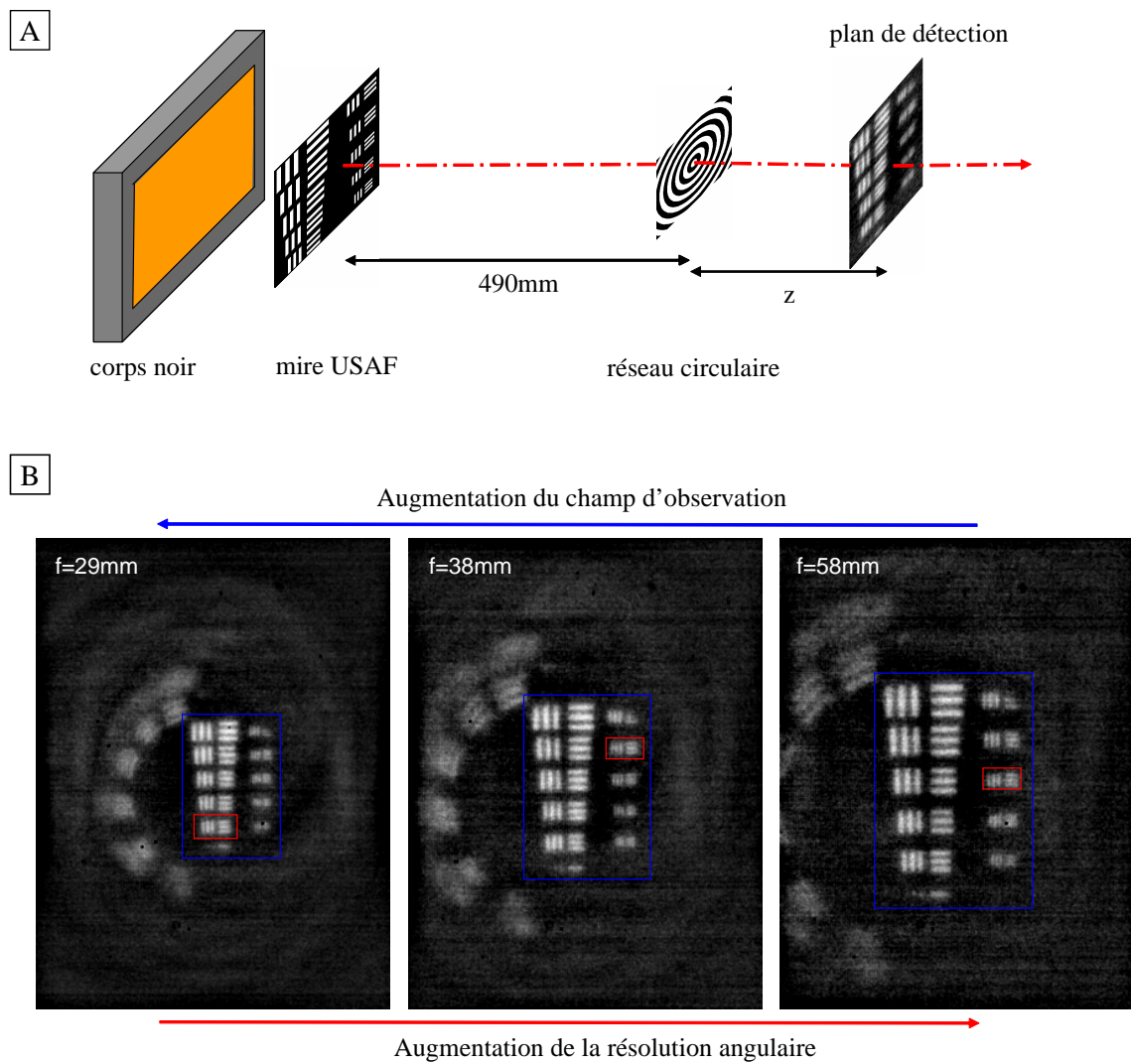


FIG. 3.52 – (A) Illustration du banc expérimental utilisé pour étudier les propriétés d'imagerie du réseau circulaire dans l'infrarouge en bande III ; (B) images de mires vues par le réseau circulaire à différentes distances z .

3.3.7 Conclusion.

Dimensionnement d'un zoom dans l'infrarouge à base d'un réseau circulaire.

La section 3.3 a démontré les propriétés d'imagerie des réseaux circulaires et a permis de déterminer des règles d'ingénieur permettant de dimensionner un système composé d'un tel réseau. Nous pouvons alors appliquer ces règles pour dimensionner un réseau circulaire qui serait intégré à l'intérieur d'un cryostat. A partir des équations 2.13 page 16 et 3.109 page 147, l'équation 3.119 peut s'écrire de la manière suivante :

$$FOV = \frac{3}{\nu_c} \left(\frac{1}{\lambda t_{det}} \right)^{1/2}. \quad (3.120)$$

L'équation 3.120 donne une estimation de la fréquence de coupure maximale, pour un champ FOV donné, que peut obtenir un réseau circulaire non limité par les aberrations de champ. Nous obtenons respectivement pour les champs 30° et 60° , pour $\lambda = 4 \mu m$ et pour $t_{det} = 12 mm$, les fréquences de coupures maximales suivantes $18,9 mm^{-1}$ et $13,4 mm^{-1}$. La dimension $t_{det} = 12 mm$ correspond à la diagonale d'un détecteur au format 320×256 avec un pas pixel de $30 \mu m$. La fréquence de Nyquist du détecteur est égale à $16,7 mm^{-1}$. Nous constatons alors que des réseaux circulaires non limités par les aberrations peuvent être utilisés pour des systèmes ayant un champ d'observation autour de 30° .

J'ai mis à profit l'invariance de la fréquence de coupure de la PSF du réseau circulaire pour concevoir un zoom $\sim \times 2$ à l'intérieur du cryostat et balayant un champ vu par la diagonale du détecteur compris entre 24° et 45° (correspondant à un champ vu sur la longueur du détecteur compris entre 20° et 39°). La pupille froide contenant le réseau circulaire doit donc pouvoir être translatée. La distance z de ce zoom varie entre $12 mm$ et $27 mm$, soit une amplitude de $15 mm$. Ce zoom s'intègre parfaitement à l'intérieur de l'enceinte du cryostat qui a un encombrement maximal de $30 mm$. Des actionneurs compatibles avec l'environnement cryogénique doivent néanmoins être trouvés. Une équipe du LETI au CEA a étudié les technologies d'actionneurs électromagnétiques, piezoélectriques et magnétiques et a retenu pour la réalisation de ce zoom la troisième catégorie. En effet, les actionneurs magnétiques à bobines mobiles peuvent fonctionner dans un environnement cryogénique sans perdre en efficacité. Cette technologie permet d'obtenir de grandes amplitudes de translation à une fréquence élevée. La position de la bobine est asservie

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

par un courant en accord avec la force de Laplace qui déplace la bobine. Un premier prototype d'actuateur magnétique a été conçu au CEA et est en cours d'intégration à l'intérieur d'un cryostat. Le réseau circulaire sera codé en phase, afin de supprimer l'ordre 0, et aura une période $d = 120 \mu m$ correspondant à une fréquence de coupure $\nu_c = 16,7 mm$ et générant une PSF dont le rayon du pic principal est égal à $r_0 = 45 \mu m$. La configuration décrite ci dessus fonctionnera dans la bande spectrale $[3 - 5 \mu m]$. D'après l'équation B.4 page 222, les nombres d'ouverture équivalents N_{eq} obtenus pour λ_{min} et λ_{max} ainsi que pour z_{min} et z_{max} sont donnés au tableau 3.3. Afin de limiter le flux de fond, nous pouvons nous appuyer sur les équations 3.112 et 3.113

TAB. 3.3 – Comparaison des nombres d'ouverture équivalents N_{eq} obtenus pour λ_{min} et λ_{max} ainsi que pour z_{min} et z_{max} .

λ	$3 \mu m$	$3 \mu m$	$5 \mu m$	$5 \mu m$
z	$12 mm$	$27 mm$	$12 mm$	$27 mm$
N_{eq}	15	18,3	10,2	12,5

page 149 de manière à déterminer l'ouverture idéale du réseau circulaire. Nous obtenons à partir de ces équations $R_{min} = 166 \mu m$ et $R_{max} = 1,38 mm$. Le rayon R_{min} étant petit, nous pouvons prendre un axicon s'appuyant sur un disque de diamètre $2,76 mm$. Une estimation des FTM, obtenues dans le cas des positions extrêmes du zoom et pour les incidences nulles et maximales, est donnée à la figure 3.53. Remarquons que le contraste des hautes fréquences est plus faible lorsque la distance z du système est faible. Ceci s'explique par le fait que la surface utile du réseau circulaire est plus petite dans le cas des petites distances z que dans le cas des grandes distances z , ce qui entraîne un bruit de fond plus important. Enfin, le système est limité par les aberrations pour un champ de 45° . Néanmoins, l'allure de la FTM dégradée est acceptable. Nous avons ainsi conçu un système grand champ (de 30° à 45°) constitué d'un réseau circulaire et vérifiant le cahier des charges décrit à la section 1.2 page 8. La fonction zoom de l'axicon nous permet d'exploiter pleinement l'espace libre du cryostat pour donner une agilité au système optique, ce dernier pouvant passer d'un grand champ d'observation à un moyen champ d'observation (24°).

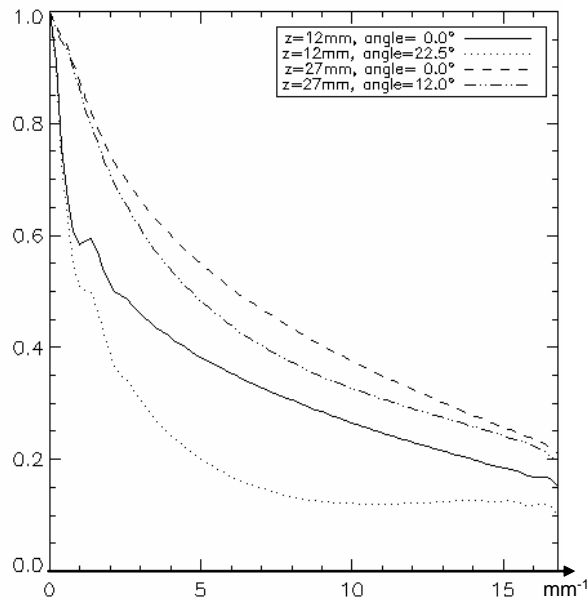


FIG. 3.53 – Estimation des FTMs obtenues dans le cas des positions extrêmes du zoom, pour les incidences nulles et maximales et dans le cas d'un réseau circulaire codé en phase.

Dimensionnement d'un réseau circulaire infrarouge à lentille fish-eye.

La résolution angulaire de la *camera obscura* à lentille fish-eye présentée dans la section 3.2.5 page 103 peut être améliorée en remplaçant le sténopé par un réseau circulaire codé en phase (voir la figure 3.54). Nous obtenons une fréquence de coupure idéale égale à $16,5 \text{ mm}^{-1}$

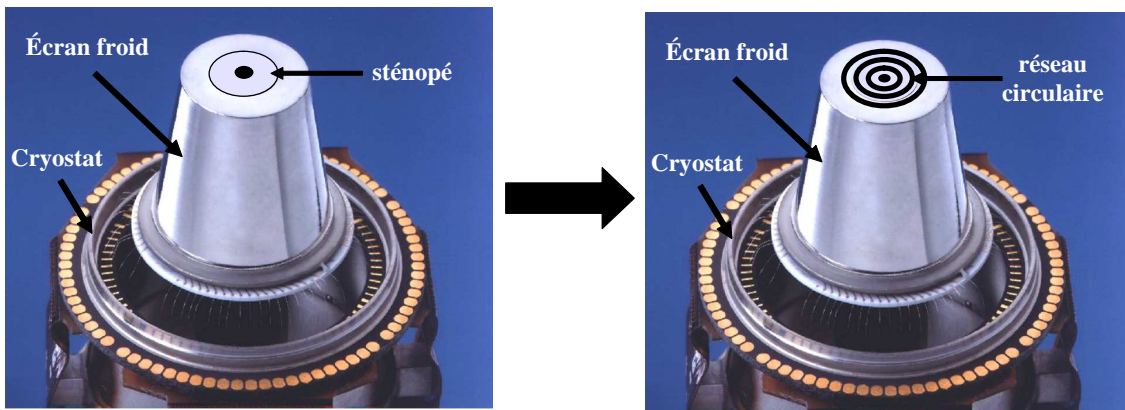


FIG. 3.54 – Intégration d'un réseau circulaire à la place du sténopé au niveau de la pupille froide du cryostat.

(correspondant à la fréquence de Nyquist du détecteur) pour un champ de 66° , une taille de détecteur de $t_{det} = 6,2 \text{ mm}$ et une longueur d'onde $\lambda = 4 \mu m$. L'effet divergent de la lentille

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

fish-eye doit cependant être pris en compte dans la simulation de la FTM ainsi que dans la détermination du diamètre du réseau circulaire. En effet, le réseau circulaire visualise une image intermédiaire placée à une distance $L = 12,5 \text{ mm}$ de ce dernier. Dyson, dans la référence [170], prend en compte la distance L dans l'estimation de la zone utile du réseau circulaire. Nous obtenons alors le rayon maximal du réseau circulaire en fonction de la distance L :

$$R_{max} = \frac{\lambda_{max} z L}{d(z + L)} + \sqrt{\frac{\lambda_{max} z L}{2(z + L)}}. \quad (3.121)$$

D'après l'équation 3.121, le diamètre utile du réseau circulaire qui remplacera le sténopé est égal à $476 \mu m$ (en prenant $\lambda_{max} = 5 \mu m$, $z = 4,8 \text{ mm}$ et $d = 120 \mu m$). Ce diamètre est supérieur à celui du sténopé qui était égal à $200 \mu m$. L'équation 3.121 montre aussi que l'effet divergent de la lentille de champ tend à diminuer la surface utile du réseau circulaire et donc son bilan radiométrique. Pour un objet situé à l'infini, le diamètre de ce réseau circulaire aurait été égal à $620 \mu m$. D'après l'équation 3.114 page 150, le nombre de Fresnel FN de ce composant est égal à 2. L'effet diffractif de l'ouverture de ce réseau doit donc être pris en compte. Une estimation des FTM de ce nouveau système, obtenues pour les incidences nulles et maximales, est donnée à la figure 3.55. Nous remarquons que la FTM ne se dégrade pratiquement pas dans le champ,

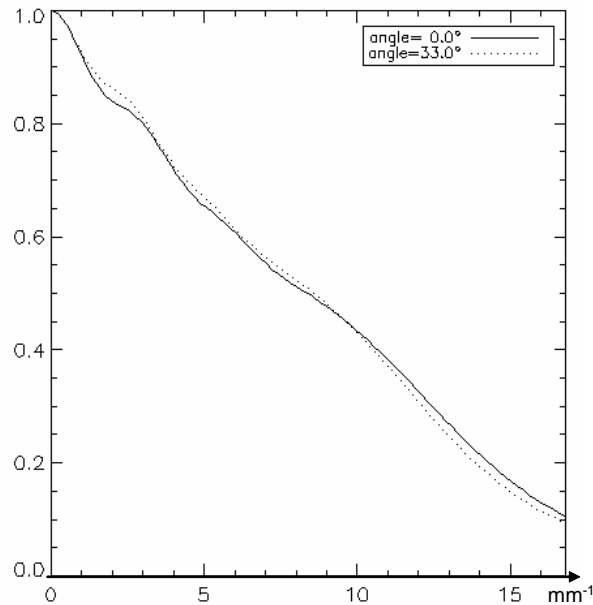


FIG. 3.55 – Estimation des FTM du réseau circulaire à lentille fish-eye, obtenues pour les incidences nulles et maximales. Le réseau circulaire est codé en phase.

contrairement à la FTM du sténopé. Enfin, cette FTM se distingue des FTM classiques du réseau

circulaire caractérisées par un pic central important et un plateau de plus faible contraste pour les hautes fréquences. Cette différence s'explique par le fait que l'effet diffractif de cette ouverture se combine avec l'effet diffractif du réseau circulaire.

En conclusion, les réseaux circulaires apportent une réelle amélioration par rapport à la *camera obscura* en terme de résolution angulaire. Dans la configuration de la *camera obscura*, le nombre d'ouverture du réseau est, d'après l'équation B.4 page 222, compris entre 8,1 et 12 dans la bande spectrale $[3 - 5 \mu m]$. Ce nombre d'ouverture sur cette bande spectrale est donc meilleur pas rapport au nombre d'ouverture du sténopé qui vaut 24. Le réseau circulaire diffractif conserve la propriété de grande profondeur de champ du sténopé et cette dernière peut être mise à profit pour réaliser un zoom. Les réseaux circulaires s'adaptent très bien dans l'environnement du cryostat car la modification de ce dernier ne porte que sur la pupille froide, sur laquelle nous "dessinons" des anneaux concentriques.

Alternatives aux objets J_0 et aux réseaux circulaires.

L'objet J_0 et le réseau circulaire, du fait de leurs propriétés d'invariance dans le champ et suivant z , rejoignent la thématique du codage de front d'onde vu à la sous section 2.4.2 page 57. La méthode de la phase stationnaire décrite à la sous section 3.3.4 page 141 montre que la surface du réseau circulaire est divisée par une série d'anneaux contribuant à la formation d'une image à des distances différentes du réseau circulaire. Ainsi, plus le réseau circulaire est ouvert, meilleure est la profondeur de champ. Cependant, une augmentation de l'ouverture du réseau circulaire entraîne une augmentation du flux parasite sur le détecteur, ce qui augmente alors l'amplitude du pic autour de la fréquence nulle et diminue le contraste des hautes fréquences. Ce constat illustre bien la notion de budget fréquentiel défini par Cathey et Dowski dans la référence [85] : si nous souhaitons concevoir un système optique ayant une très grande qualité image, alors tout le quota fréquentiel doit être utilisé dans un même plan image. Les fréquences spatiales d'un tel système auront alors un très bon contraste. La profondeur de champ du système optique peut être augmentée à condition de répartir le quota fréquentiel entre les différents plans images. En chaque plan image, le contraste des fréquences sera alors plus faible.

L'annexe B page 221 montre que la dimension de la zone utile contribuant à la formation

3.3. Généralisation aux objets continûment auto-imageants.

d'une image à une distance z du réseau circulaire est fixée par la période du réseau et par z . L'étendue géométrique est alors imposée. Plusieurs équipes se sont détachées du réseau circulaire pour augmenter cette zone utile qui peut être répartie radialement ou angulairement [208, 209]. La figure 3.56 illustre ces deux types de modulation. Les composants dont la longueur focale

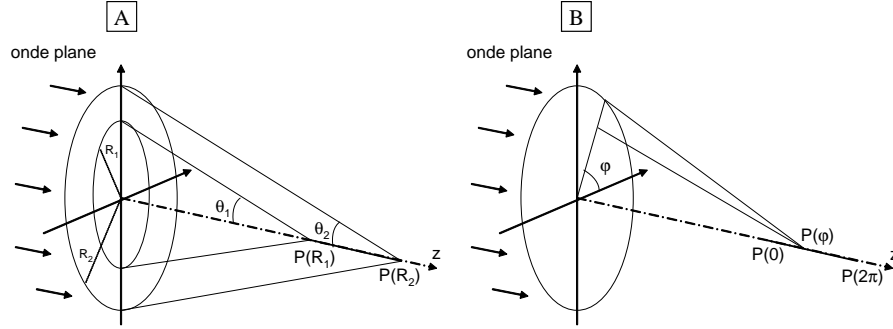


FIG. 3.56 – Illustration de deux méthodes pour augmenter la profondeur de champ : (A) la longueur focale varie radialement, (B) la longueur focale varie angulairement.

est modulée radialement peuvent être des axicons logarithmiques [171, 209] (la phase varie de manière logarithmique et non linéairement) ou bien des axilens [210, 211] (la phase varie de manière quadratique). L'axicon logarithmique a été conçu pour avoir une intensité constante sur la ligne focale, contrairement au réseau circulaire. Dans le cas des axilens, les zones contribuant à la formation de l'image en un plan donné peuvent être plus grandes que celles du réseau circulaire, d'où un meilleur bilan radiométrique. Le composant LSOE (*Light sword optical element*) est une évolution de l'axilens [208, 209]. En effet, la modulation du LSOE se fait angulairement. Ce composant permet d'obtenir une image avec une meilleure résolution et un meilleur contraste. La PSF de ce composant n'est cependant pas symétrique et peut donc entraîner des difficultés dans la restauration d'une image. D'après la référence [209], nous constatons que la FTM et la fréquence de coupure de l'axilens et de l'axicon logarithmique ne sont pas invariantes suivant la ligne focale. Ces composants ne correspondent donc pas à nos exigences pour la réalisation d'un zoom à partir d'une seule partie mobile. Par contre, les LSOE semblent avoir une FTM qui est presque invariante suivant la ligne focale et peuvent donc être considérés comme une évolution intéressante du réseau circulaire afin d'augmenter le bilan radiométrique du système optique.

Chapitre 4

Les systèmes multivoies au service d'une miniaturisation des systèmes optiques.

Sommaire

4.1	Introduction.	167
4.2	La chambre obscure à lentille intégrée.	168
4.3	Réflexion sur la conception de systèmes multivoies intégrés au plus près du détecteur.	173
4.3.1	Conception d'un téléobjectif multivoie.	173
4.3.2	Conception d'un système multivoie superrésolu.	182
4.4	Mise en œuvre d'une caméra multivoie appelée MULTICAM.	186
4.4.1	Caractérisation de la caméra MULTICAM.	189
4.4.2	Acquisition d'une image superrésolue à partir de la caméra MULTICAM.	193
4.4.3	Élargissement du champ de la caméra MULTICAM.	195
4.4.4	Etude des images parasites du système MULTICAM.	201
4.4.5	Réalisation d'une caméra MULTICAM multispectrale.	203
4.5	Conclusion.	205

4.1 Introduction.

Nous avons montré dans le chapitre 3 que le cryostat peut avoir une fonction d'imagerie en ne modifiant que légèrement son architecture. Cette approche minimaliste consiste à structurer au niveau de la pupille froide une fonction d'imagerie. Cette dernière peut être obtenue par exemple en réduisant le diamètre de cette pupille pour obtenir un effet sténopé, ou en gravant des anneaux concentriques afin de bénéficier des propriétés remarquables des objets continûment auto-imageants. Astucieusement, une lentille de compression de champ peut remplacer le hublot pour augmenter le champ d'observation du cryostat. Bien que ces concepts soient très simples à

intégrer dans un cryostat, ces derniers souffrent néanmoins d'un bilan radiométrique assez faible. Si nous souhaitons améliorer celui-ci, nous devons à nouveau élargir la pupille froide, ce qui nous fait perdre l'effet sténopé. Nous voici revenu au point de départ ! Pour que le cryostat ait à nouveau une fonction d'imagerie, nous n'avons pas d'autre choix que d'intégrer une architecture optique focalisante à l'intérieur de ce dernier.

4.2 La chambre obscure à lentille intégrée.

Compte tenu des contraintes cryogéniques, l'architecture optique à intégrer doit être la plus simple et la plus compacte possible afin de minimiser la charge à refroidir. Par chance, les systèmes réfractifs infrarouges possèdent généralement des configurations plus simples que leurs équivalents visibles. En effet, les indices élevés des matériaux infrarouges et leur faible dispersion facilitent la correction des aberrations et limitent l'influence du chromatisme. Bien souvent, l'emploi d'un matériau de faible dispersion et de très haut indice (comme le Germanium ou le Silicium) permet de concevoir des systèmes optiques utilisant un seul composant. Par exemple, sur l'axe optique, une lentille en germanium ayant un nombre d'ouverture égal à 2 satisfait le critère de Maréchal et peut être considérée comme limitée par la diffraction. Dans le cas d'une optique simple, la cambrure de la lentille - définie comme la demi somme des courbures de la lentille - est l'unique paramètre optimisable, la demi-différence des courbures étant fixée par la puissance de la lentille. La puissance de la lentille et la cambrure peuvent être reliées dans un même terme B appelé allure de la lentille :

$$B = \frac{C_1 + C_2}{C_1 - C_2}, \quad (4.1)$$

où C_1 est la courbure du premier dioptré, et C_2 est la courbure du deuxième dioptré. En choisissant l'allure de la lentille de la manière suivante :

$$B = \frac{n-1}{n+1}(2n+1), \quad (4.2)$$

l'aberration de coma peut être annulée dans le cas où la pupille se trouve au niveau de la lentille et que l'objet se trouve à l'infini (n étant l'indice du matériau) [212]. Il est préférable de donner à la lentille cette cambrure car l'aberration sphérique ne va croître que de 2,5% par rapport à

4.2. La chambre obscure à lentille intégrée.

sa valeur minimale obtenue pour une allure de la lentille égale à :

$$B = 2 \frac{n^2 - 1}{n + 2}, \quad (4.3)$$

pour un objet situé à l'infini. La lentille est ainsi corrigée de la coma tout en conservant une bonne qualité image axiale. Pour des matériaux de fort indice, une lentille simple corrigée de la coma est un ménisque. De plus, l'aberration sphérique et la coma peuvent être corrigées simultanément en asphérisant en plus un des dioptries de la lentille. Une telle lentille est appelée un aplanat. En revanche, le système est limité par les aberrations d'astigmatisme et de courbure de champ qui peuvent représenter un réel souci pour des applications grand champ. L'astigmatisme est indépendant de la cambrure de la lentille si la pupille est au niveau de la lentille. L'astigmatisme dépend néanmoins de la puissance de la lentille et la courbure de champ décroît lorsque l'indice croît. Choisir des matériaux ayant un fort indice comme le Germanium et le Silicium permet de minimiser l'aberration sphérique, la coma et la courbure de champ. Ainsi, dans le cas d'un système compact possédant une forte puissance optique et un fort indice, l'aberration prédominante sera l'astigmatisme.

Si l'on souhaite corriger l'astigmatisme d'un système composé d'une lentille simple, alors il faut éloigner la pupille de la lentille [212]. Il est alors possible de corriger l'astigmatisme par l'introduction délibérée de la coma. De plus, dans le cas d'un système corrigé des aberrations du troisième ordre, le déplacement de la pupille n'entraînera pas de changement dans celles-ci. Ainsi, plusieurs équipes ont montré que des contraintes importantes sur la qualité image peuvent être satisfaites lorsque la pupille d'entrée est placée à l'avant du système optique [213, 214]. En suivant cette piste, j'ai optimisé une architecture de type ménisque de Wollaston constituée d'une pupille d'entrée placée à l'avant du système et d'une lentille en silicium (ce matériau ayant un fort indice et une divergence moins importante que le Germanium dans la bande II). Ce système est illustré à la figure 4.1 A. Il a un FOV de 78° sur la diagonale d'un détecteur de 320×256 pixels de taille $30 \mu m$ (correspondant à un champ de 60° sur la longueur du détecteur). Ce système a une longueur focale de $9,26 mm$ pour un encombrement de $16,17 mm$. Son nombre d'ouverture est égal à 4. La $FTM_{optique}$ polychromatique [$3 - 5 \mu m$] de ce système est illustrée à la figure 4.1 B. Nous constatons que le contraste des hautes fréquences au niveau de la fréquence de Nyquist ($16,7 mm^{-1}$) est très bon (supérieur à 40%). Ce système pourrait

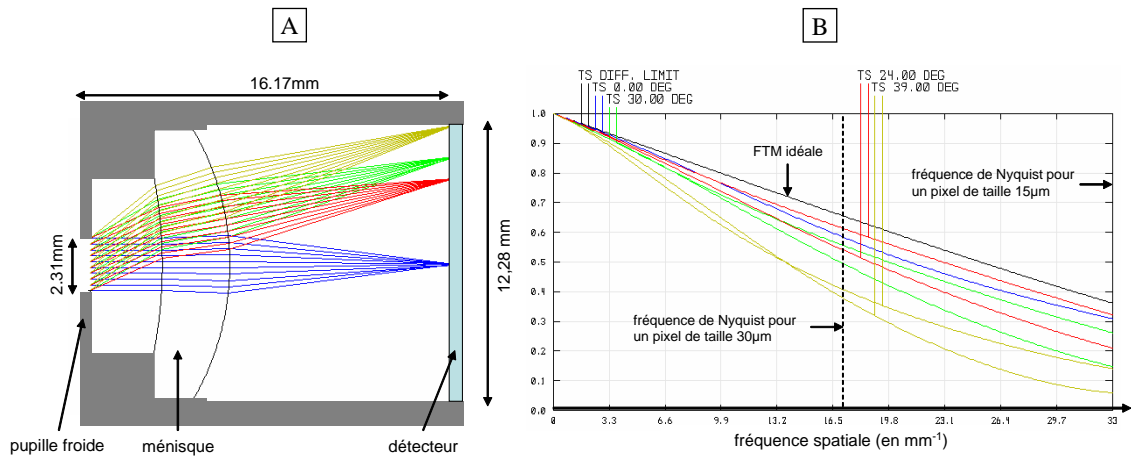


FIG. 4.1 – (A) Illustration de la chambre obscure à lentille intégrée, (B) illustration de la $FTM_{optique}$ polychromatique [$3 - 5 \mu m$] pour différents champs d'observation.

être aussi compatible pour un détecteur de 640×512 pixels de pas $15 \mu m$, le contraste des hautes fréquences autour de la fréquence de Nyquist (33 mm^{-1}) étant supérieur à 10%. La pupille d'entrée, placée à l'avant du système, permet de répartir les faisceaux de champ sur différentes zones de la lentille, ce qui permet de corriger séparément les aberrations des différents champs d'observation. Les aberrations sont donc dans l'ensemble bien corrigées, comme le montre l'amplitude des coefficients de Seidel aux diagrammes A et B de la figure 4.2. La courbure

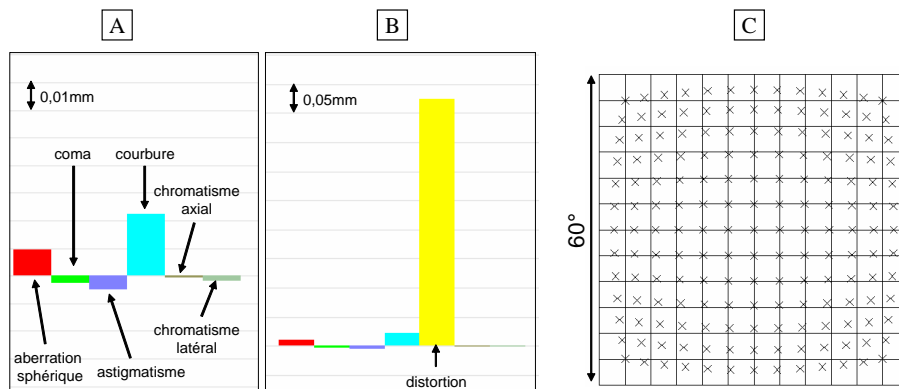


FIG. 4.2 – Coefficients de Seidel avec (B) ou sans (A) la distorsion pour une chambre obscure à lentille intégrée conçue pour un détecteur de 320×256 pixels au pas de $30 \mu m$ et ayant un FOV de 60° sur la longueur du détecteur. (C) Image d'une mire de barres rectilignes par la chambre obscure à lentille intégrée.

de champ et la distorsion restent cependant les aberrations qui dégradent le plus le système. L'importance de la distorsion est due au fait que le système n'est pas symétrique par rapport au

4.2. La chambre obscure à lentille intégrée.

plan du diaphragme. La distorsion de ce système est illustrée à la figure 4.2 C. Ce défaut peut être cependant corrigé lors d'un post traitement après la calibration de la caméra [215, 216]. La figure 4.1 A montre que cette architecture s'intègre parfaitement à l'intérieur du cryostat car la pupille d'entrée de ce système peut être placée au niveau de la pupille froide. Ce système est donc une évolution de la *camera obscura* décrite à la section 3.2 page 90. Cette architecture sera par la suite appelée chambre obscure à lentille intégrée. Ce système représente un très bon rapport entre sa performance optique et sa simplicité. Il constitue une rupture dans la conception de systèmes infrarouges hautes performances. En effet, traditionnellement, les objectifs infrarouges se trouvent à l'extérieur du cryostat. Ces derniers peuvent être conçus de manière à ce que la pupille froide du cryostat corresponde à la pupille de sortie du système. La pupille froide est alors la conjugaison de la pupille d'entrée qui est placée sur un élément de tête de la combinaison optique. Le concepteur peut aussi choisir de placer délibérément la pupille du système sur le diaphragme froid. Cependant, une telle combinaison présente un certain nombre d'inconvénients : les aberrations sont difficiles à corriger car la pupille n'est pas placée sur un élément de tête. Le déplacement de la pupille en fonction du champ sur les éléments de tête va nécessiter des optiques de grand diamètre pour éviter des problèmes de vignettage. Dans les deux cas, nous constatons que la présence de cette pupille froide est un point dur dans la conception d'une architecture infrarouge, ce qui augmente la complexité de l'objectif. La chambre obscure à lentille intégrée est conçue de manière à ce que la pupille froide soit la pupille d'entrée du système, supprimant alors la contrainte de conjugaison des pupilles. La chambre obscure à lentille intégrée a donc une architecture plus simple et plus compacte que les objectifs traditionnels de mêmes performances. De plus, la pupille froide étant à l'avant du système optique, nous pouvons espérer réduire de manière optimale le fond. En effet, chaque pixel voit un fond sous un angle correspondant à un nombre d'ouverture égal à 7. Ce dernier est donc supérieur au nombre d'ouverture associé au flux utile qui est égal à 4. Il en résulte un flux de fond bien inférieur par rapport aux systèmes classiques placés à l'extérieur du cryostat. Les angles de champ α_u et α_f correspondent respectivement au flux utile et au flux de fond vus par un pixel du détecteur et sont illustrés à la figure 4.3. Ce point reste à être approfondi ultérieurement à la fois par le calcul optique (quelle est l'influence de la lentille sur les rayons émis par le fond) et sur le plan expérimental.

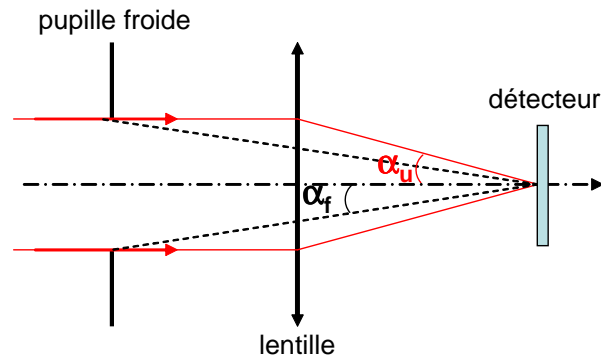


FIG. 4.3 – Illustration des angles de champ α_u et α_f correspondant respectivement au flux utile et au flux de fond vus par un pixel du détecteur.

En plaçant la pupille froide à une distance égale à la longueur focale du système, nous pouvons obtenir un effet télécentrique (voir la figure 4.4). Dans un système télécentrique, les rayons de

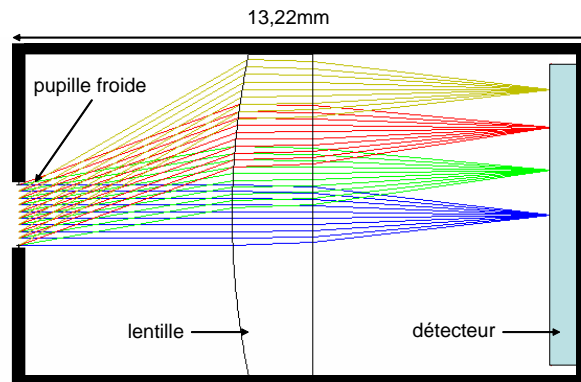


FIG. 4.4 – Illustration d'une chambre obscure à lentille intégrée télécentrique.

champ (rayons obliques passant par le centre de la pupille d'entrée) arrivent sur le détecteur parallèle à l'axe optique. La pupille de sortie de ce système se trouve alors à l'infini. La propriété télécentrique peut être très intéressante dans le domaine infrarouge, où l'utilisation de filtres au niveau du détecteur est particulièrement courante. Tous les faisceaux de champ verront ainsi le filtre sous une même "couleur".

4.3 Réflexion sur la conception de systèmes multivoies intégrés au plus près du détecteur.

La chambre obscure à lentille intégrée, décrite à la section 4.2 page 168, est une architecture très simple qui s'intègre facilement à l'intérieur du cryostat. Les performances optiques associées à cette architecture permettent de répondre à la première application (imagerie grand champ entre 30° et 60°), donnée à la section 1.2 page 8. En effet, cette architecture peut avoir une résolution angulaire limitée par l'échantillonnage du détecteur avec un très bon bilan radiométrique. Néanmoins, l'encombrement de cette architecture est environ égal à deux fois la longueur focale du système. Afin de réduire la masse à refroidir, il peut être intéressant d'explorer des architectures plus compactes pouvant être intégrées directement au niveau du détecteur. Deux pistes ont été explorées pour réduire l'encombrement du système optique. La première consiste à chercher des architectures optiques dont l'encombrement est inférieur à la longueur focale. Tandis que la seconde piste cherche simplement à réduire la longueur focale du système optique. Nous verrons que les contraintes au niveau de la correction des aberrations et au niveau du maintien de la résolution angulaire nous amèneront à nous inspirer des systèmes multivoies décrits à la section 2.3 page 24. Deux architectures multivoies seront ainsi proposées pour miniaturiser ces systèmes optiques. Le premier système est un téléobjectif multivoie s'inspirant de la vision du *Xenos Peckii* et dont la formation de l'image est illustrée à la figure 2.11 page 30. Le second système est un système multivoie superrésolu s'inspirant de l'œil à facettes apposées et dont la formation de l'image est illustrée à la figure 2.10 B page 29.

4.3.1 Conception d'un téléobjectif multivoie.

Nous avons vu à la sous section 2.3.2 page 27 qu'un système téléobjectif a un encombrement inférieur à sa longueur focale. Un téléobjectif classique est typiquement constitué d'une optique convergente suivie d'une optique divergente. Un tel système est illustré à la figure 4.5. Lorsque la lentille divergente est située à une distance T de la lentille convergente, les paramètres du système sont liés de la manière suivante :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_a} + \frac{1}{f_b} - \frac{T}{f_a f_b}, \quad (4.4)$$

$$BFL = \frac{f(f_a - T)}{f_a}, \quad (4.5)$$

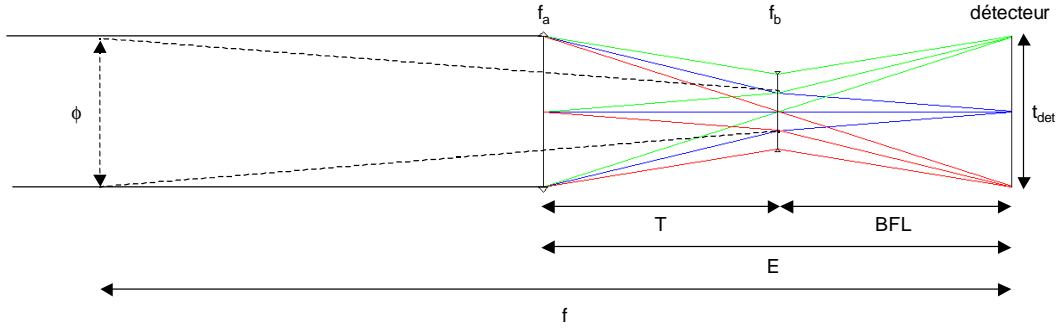


FIG. 4.5 – Illustration d'un téléobjectif avec les différents paramètres qui le caractérisent.

$$E = T + BFL. \quad (4.6)$$

En combinant ces différentes équations, nous pouvons exprimer les focales f_a et f_b en fonction de f et E de la manière suivante :

$$f_a = \frac{Tf}{f - E + T}, \quad (4.7)$$

$$f_b = \frac{T(T - E)}{f - E}. \quad (4.8)$$

La distance T est alors un degré de liberté pour déterminer les focales f_a et f_b . Nous pouvons cependant choisir T de manière à maximiser le rayon de courbure R_b . La distance T optimale s'obtient en posant la relation $df_b/dT = 0$, c'est-à-dire pour $T = E/2$. En posant ξ l'amplitude de l'effet téléobjectif, qui se détermine de la manière suivante :

$$\xi = E/f, \quad (4.9)$$

les équations 4.7 et 4.8 deviennent :

$$f_a = \frac{\xi}{2 - \xi} f, \quad (4.10)$$

$$f_b = -\frac{\xi^2}{4(1 - \xi)} f. \quad (4.11)$$

Nous obtenons un effet téléobjectif lorsque $\xi < 1$. En prenant par exemple $\xi = 0,5$, $f = 9,26\text{mm}$, nous obtenons $f_a = 3,1\text{mm}$ et $f_b = -1,16\text{mm}$. Le nombre d'ouverture théorique minimal d'une optique est égal à 0,5. Néanmoins, dans la pratique, les optiques ne vont pas en deçà d'un nombre d'ouverture de 0,7 [21]. Ce nombre d'ouverture correspond, d'après l'équation 2.1 page 12, à une ouverture égale à deux fois la longueur focale de l'optique ($\phi_s = 2f$). Le diamètre

4.3. Réflexion sur la conception de systèmes multivoies intégrés au plus près du détecteur.

maximal de la lentille divergente est donc égal à $\phi_{b \text{ max}} = 2,32 \text{ mm}$. L'architecture optique de la figure 4.5 illustre le cas où $T = BFL = E/2$. Nous constatons alors que le diamètre de la lentille divergente doit avoir un diamètre égal à environ la moitié de la taille du détecteur. Lorsque $t_{det} = 12 \text{ mm}$, cette condition n'est pas vérifiée car $\phi_{b \text{ max}} < 6 \text{ mm}$. L'optique divergente de diamètre $\phi_{b \text{ max}} = 2,32 \text{ mm}$ diaphragmerait alors une partie du champ et travaillerait avec un nombre d'ouverture trop important, ce qui générerait alors trop d'aberrations optiques. Nous ne pouvons donc pas réaliser simplement un tel système constitué d'une seule lentille divergente avec une bonne qualité optique. Cette optique, dont le nombre d'ouverture est faible, peut être divisée en deux optiques ayant un nombre d'ouverture plus grand. Cette technique permet de réduire l'amplitude des aberrations de l'optique équivalente. Cependant, l'ajout d'optiques ne va pas dans le sens de la simplification des systèmes intégrés à l'intérieur d'un cryostat.

Une solution plus simple pour utiliser des optiques ayant de petits rayons de courbure consiste à diminuer t_{det} . Nous pouvons alors diviser le détecteur en plusieurs zones et associer à chacune d'elles un système optique qui visualise une partie différente de la scène globale. La scène globale est ensuite obtenue en combinant les différentes imagerie produites par ces différentes voies optiques. De plus, comme chaque voie visualise un champ plus petit que celui du système global, les aberrations peuvent être plus facilement corrigées. Ce système multivoie nécessitera moins d'optiques qu'un système monovoie équivalent et pourra alors être plus compact. La résolution angulaire peut être constante dans le champ et la distorsion peut être plus facilement corrigée. Un tel système multivoie s'apparente alors à la mise en parallèle d'une multitude de caméras bas coût.

Les progrès dans le domaine des microtechnologies permettent de réaliser une combinaison compacte de ces caméras grâce, en particulier, à l'utilisation des matrices de microlentilles. En pratique, les matrices de microlentilles n'ont qu'une face courbe. Le téléobjectif doit donc prendre en compte cette contrainte. Un exemple de système téléobjectif pouvant être fabriqué à partir de matrices de microlentilles plan-convexe et plan-concave est illustré à la figure 4.6. L'amplitude ξ de l'effet téléobjectif de ce système est égale à 0,5 ($E = 5,35 \text{ mm}$ et $f = 10,7 \text{ mm}$). Ce système visualise un champ de $9,2^\circ$ et une zone de 50×50 pixels au pas de $30 \mu\text{m}$ est allouée à cette voie optique. Il a un nombre d'ouverture de 6,4. Ce système est bien corrigé de la distorsion

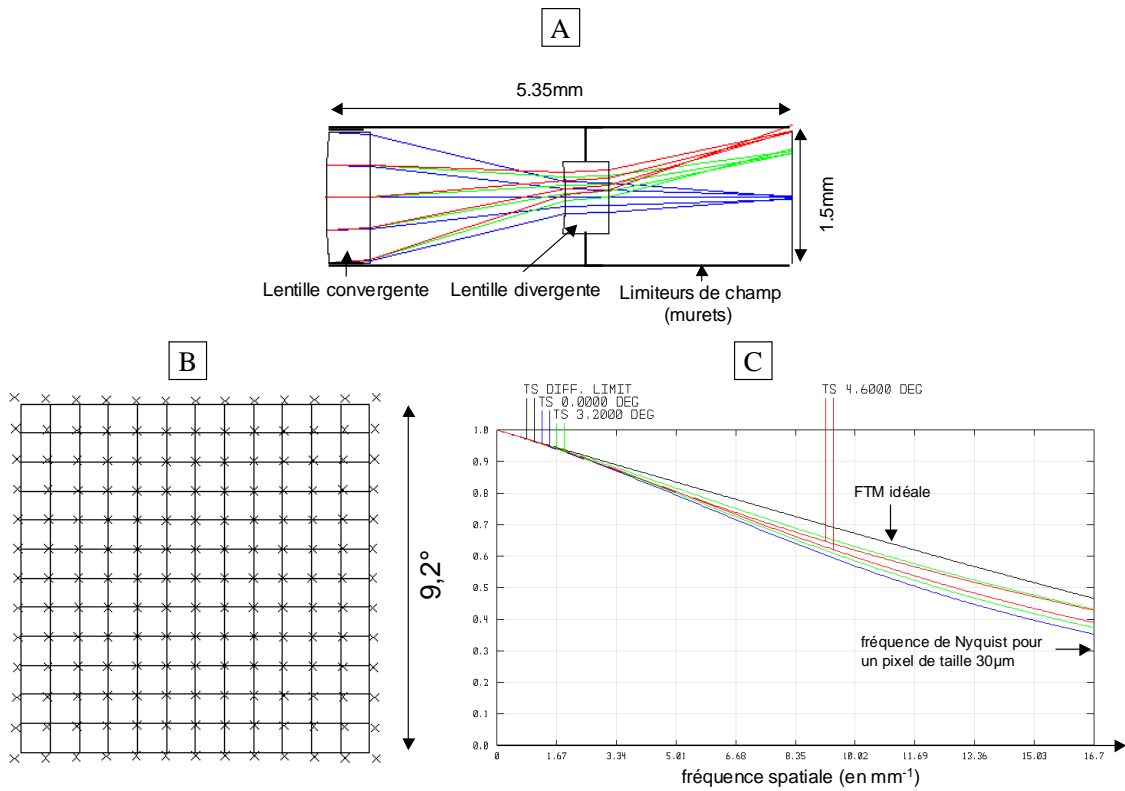


FIG. 4.6 – Illustration d'un téléobjectif pouvant être réalisé à partir de matrices de microlentilles, (B) grille de distortion de ce système, (C) illustration de quelques $FTM_{optique}$ de ce système.

4.3. Réflexion sur la conception de systèmes multivoies intégrés au plus près du détecteur.

(voir l'image B de la figure 4.6) et a une bonne qualité image (voir les FTM_{optique} illustrées à la figure 4.6 C). En regroupant plusieurs de ces téléobjectifs entre eux, nous pouvons obtenir un système équivalent à un système monovoie utilisant un détecteur de 320×256 pixels au pas de $30 \mu\text{m}$ et dont le champ d'observation sur la longueur du détecteur est égal à $64,4^\circ$. Pour cela, nous devons combiner 7×5 de ces téléobjectifs pour exploiter pleinement la surface du détecteur.

La possibilité de réaliser des matrices d'optiques divergentes (plan-concave) est assez récente [217] et au début de ma thèse, elle n'avait pas été envisagée. J'ai alors exploré une autre architecture présentée à la figure 4.7 qui s'inspire du système optique décrit dans la référence [46]. Cette architecture n'utilise que des optiques convergentes. La première lentille est l'optique de

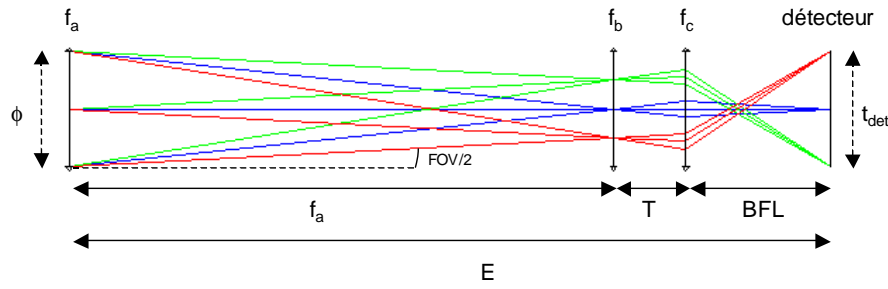


FIG. 4.7 – Illustration d'une architecture à trois lentilles dont la lentille du milieu est la lentille de champ.

focalisation qui produit une image intermédiaire. Celle-ci est conjuguée sur le détecteur par la troisième lentille appelée lentille de reprise. La deuxième lentille est la lentille de champ qui peut être placée au niveau du plan image intermédiaire. Cette optique sert à compenser la courbure de champ introduite par les deux autres lentilles et n'a aucun effet sur la longueur focale du système optique. Les relations décrivant ce système sont les suivantes :

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_a} + \frac{1}{f_c} - \frac{f_a + T}{f_a f_c}, \quad (4.12)$$

$$\frac{1}{f_c} = \frac{1}{T} + \frac{1}{BFL}, \quad (4.13)$$

$$E = f_a + T + BFL, \quad (4.14)$$

$$\frac{f_a FOV}{T} = \frac{\phi}{BFL}. \quad (4.15)$$

La dernière équation représente le grandissement de l'optique de reprise. Nous obtenons ainsi

un système de 4 équations à 4 inconnues (f_a , f_c , T et BFL). Ces inconnues peuvent donc être déterminées à partir des données du système optique (f , E) de la manière suivante :

$$f_a = \frac{f}{2}, \quad (4.16)$$

$$f_c = \frac{2E - f}{9}, \quad (4.17)$$

$$T = \frac{2E - f}{6}, \quad (4.18)$$

$$BFL = \frac{2E - f}{3}, \quad (4.19)$$

après avoir posé $\phi/f = FOV$. En posant $\xi = E/f$ l'équation 4.17 devient :

$$f_c = \frac{2\xi - 1}{9}F. \quad (4.20)$$

Nous constatons alors qu'il est possible de réaliser un système avec un effet téléobjectif à partir d'optiques convergentes à condition de vérifier la relation suivante $0,5 < \xi < 1$. Pour $f = 9,26 \text{ mm}$ ($FOV = 60^\circ$), nous obtenons $0 < f_c < 1 \text{ mm}$ et $0 < \phi_{c \text{ max}} < 2 \text{ mm}$ (pour un nombre d'ouverture minimal de 0,7 [21]). Le diamètre maximal de la troisième lentille est donc trop petit par rapport à la dimension du détecteur ($t_{det} = 12 \text{ mm}$). Cette optique sera trop ouverte pour un champ de 60° . Nous ne pouvons donc pas réaliser l'architecture à 3 lentilles pour réaliser un système ayant la propriété des téléobjectifs ($\xi < 1$) et dont le champ d'observation est égal à 60° . Nous devons alors réaliser un système constitué d'une multitude de voies visualisant un champ plus petit. Le faible rayon de courbure de la lentille de reprise rend délicate la conception d'un tel système optique et limite alors le champ d'observation de celui-ci. Pour diminuer l'amplitude des aberrations, une lentille de champ placée au foyer de la lentille focalisante est nécessaire. Un exemple d'architecture d'une voie élémentaire est donné à la figure 4.8. Ce système a une focale de $14,3 \text{ mm}$ et un nombre d'ouverture de 7. Une zone du détecteur de 50×50 pixels de pas $30 \mu\text{m}$ est allouée à cette voie et cette dernière visualise un champ de 6° . L'amplitude ξ de l'effet téléobjectif de ce système est égale à 0,7. Une caméra ayant un champ de 30° sur la largeur d'un détecteur de 320×256 pixels de dimension égale à $30 \mu\text{m}$ peut être réalisée en combinant 5×5 voies.

Les systèmes multivoies décrits ci-dessus s'inspirent de l'architecture de l'œil du *Xenos Peckii* (voir la sous section 2.3.3 page 32). En effet, chacune des voies réalise une imagerie de la scène qui

4.3. Réflexion sur la conception de systèmes multivoies intégrés au plus près du détecteur.

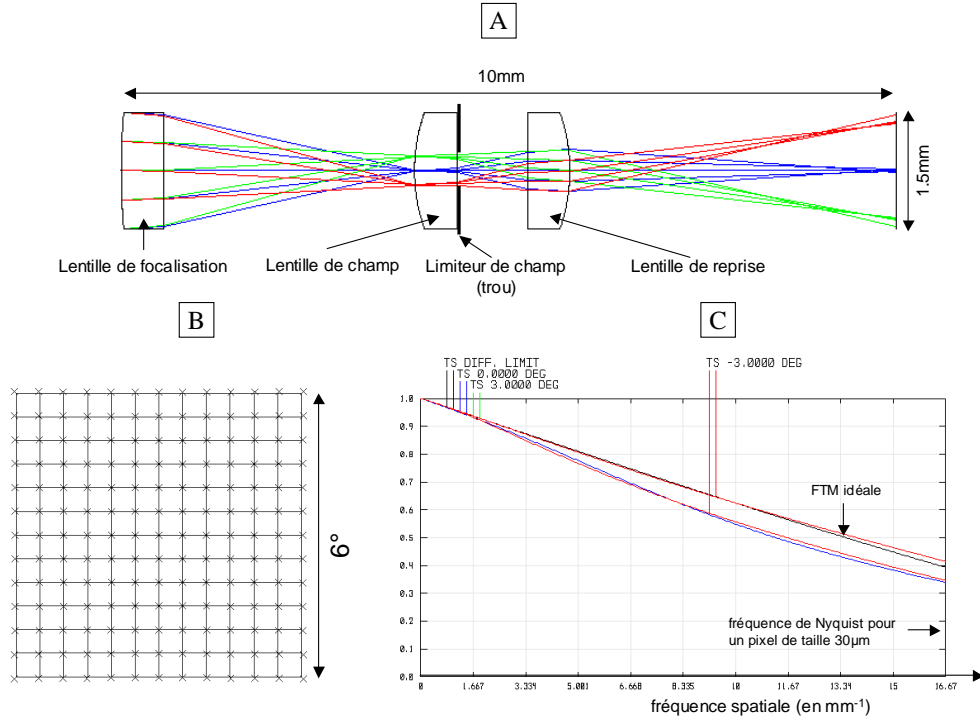


FIG. 4.8 – (A) Voie élémentaire ayant un champ d’observation de 6° et étant constituée de trois lentilles, (B) grille de distorsion de ce système, (C) illustration de quelques $FTM_{optique}$ de ce système.

doit être combinée avec les imagerie voisines afin de reconstituer la scène globale. La sous section 2.3.5 page 43 met l’accent sur les nombreuses difficultés à résoudre pour concevoir un système multivoie. La première difficulté pour réaliser un système multivoies consistera à incliner l’axe optique des différentes voies afin que celles-ci puissent voir des zones différentes de la scène. J’ai choisi de privilégier l’utilisation d’une matrice de prismes d’inclinaisons différentes, de manière à faciliter l’alignement des optiques du système multivoie. Afin de pouvoir utiliser des matrices de microlentilles, le déflecteur est placé à l’avant du système comme l’illustre la figure 2.18 A page 44. Chaque prisme doit vérifier la relation suivante :

$$[(\theta_{1,x}, \theta_{1,y}); (\theta_{2,x}, \theta_{1,y}); (\theta_{1,x}, \theta_{2,y}); (\theta_{2,x}, \theta_{2,y})] \rightarrow \left[\left(-\frac{FOV_u}{2}, -\frac{FOV_u}{2} \right); \left(\frac{FOV_u}{2}, -\frac{FOV_u}{2} \right); \left(-\frac{FOV_u}{2}, \frac{FOV_u}{2} \right); \left(\frac{FOV_u}{2}, \frac{FOV_u}{2} \right) \right], \quad (4.21)$$

où θ_x est l’angle de champ suivant l’axe x, θ_y est l’angle de champ suivant l’axe y et FOV_u est le champ d’observation utile d’une voie élémentaire. De plus, les angles θ_1 et θ_2 doivent vérifier la

relation $|\theta_2 - \theta_1| = FOV_u$. L'angle d'inclinaison $A_{x/y}$ du prisme, suivant l'axe x ou l'axe y, doit vérifier la relation suivante :

$$\sin \left(\left| \frac{\theta_{1,x/y} + \theta_{2,x/y}}{2} \right| + A_{x/y} \right) = n \sin (A_{x/y}). \quad (4.22)$$

La deuxième difficulté, qui doit être prise en compte lors de la réalisation d'un système multivoie, consiste à limiter le champ d'observation de chacune des voies afin d'éviter l'apparition d'images parasites. L'architecture composée de trois lentilles dispose d'une zone image intermédiaire qui peut être mise à profit pour limiter le champ. Ce champ peut en effet être simplement limité en introduisant une matrice de trous au niveau de la lentille de champ (ce masque limitateur de champ est illustré à la figure 4.8 A). Cette architecture est particulièrement intéressante car les rayons entre la lentille de champ et la lentille de reprise sont confinés dans un tube dont le diamètre est plus petit que celui de la voie optique. En noircissant une partie de la surface des quatre dioptries de ces lentilles, nous pouvons considérablement améliorer la limitation de champ du système. Dans le cas du téléobjectif constitué d'une lentille convergente et d'une lentille divergente, le plan image intermédiaire est imaginaire et le champ doit être limité par des matrices de murets de part et d'autre de la lentille divergente, comme illustré à la figure 4.6 A page 176. Les deux systèmes multivoies téléobjectifs, dont les voies élémentaires ont été décrites précédemment, sont illustrés à la figure 4.9. Une matrice de prismes en silicium aux angles d'inclinaison différents a été placée à l'avant de ces systèmes multivoies afin d'augmenter le champ d'observation. Les différentes manières de limiter le champ optique des voies élémentaires sont illustrées à la figure 4.9 A pour les matrices de murets et à la figure 4.9 B pour le masque de trous.

Enfin, la dernière difficulté consiste à prévoir des zones de recouvrement entre les imagedes afin d'éviter la présence de zones aveugles dans l'image. Si θ_r est le champ de recouvrement et FOV_u le champ utile de la voie optique, alors le champ total de cette voie est donnée par la relation $FOV_t = FOV_u + \theta_r$. Par exemple, nous pouvons allouer 1° de champ de recouvrement entre les différentes voies. Dans le cas du système composé de trois matrices de lentilles convergentes, chacune des voies devra être modifiée pour avoir un champ total de 7° et donc un champ utile

4.3. Réflexion sur la conception de systèmes multivoies intégrés au plus près du détecteur.

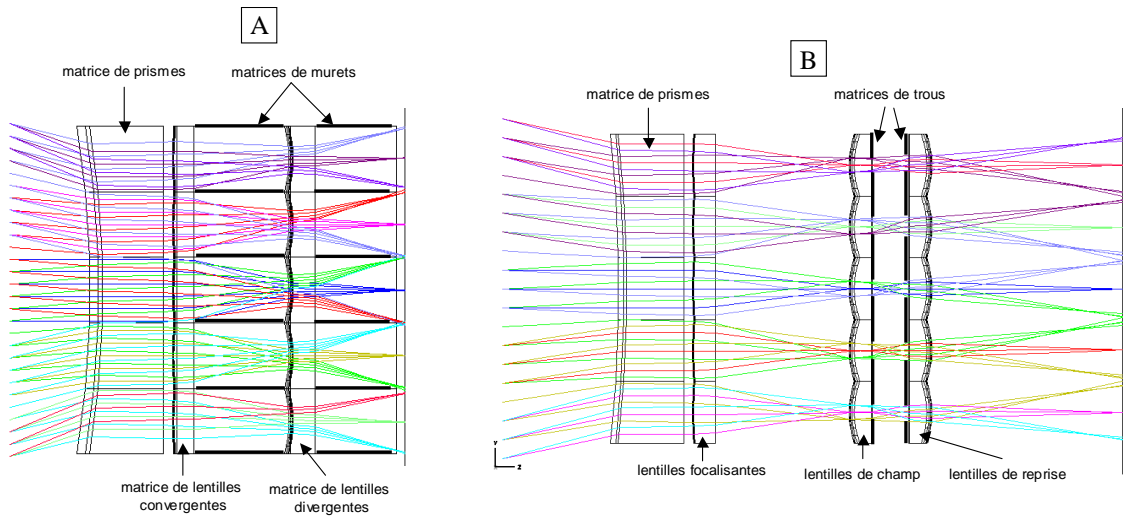


FIG. 4.9 – (A) Illustration d'un système multivoie téléobjectif dont les voies élémentaires sont constituées d'une lentille convergente et d'une lentille divergente, (B) illustration d'un système multivoie téléobjectif dont les voies élémentaires sont constituées de trois lentilles convergentes.

de 6° . Un exemple pour estimer le champ de recouvrement nécessaire sera illustré dans la sous section 4.4.3 page 195.

Lorsque les matrices de microlentilles sont planaires, la zone maximale du détecteur allouée à chacune des voies est un carré de coté égal au diamètre de la lentille. Le nombre d'ouverture minimum du système optique dépend donc du champ total d'observation de la lentille et s'écrit d'après l'équation 2.13 page 16 de la manière suivante :

$$N = \frac{1}{2 \tan(FOV_t/2)}, \quad (4.23)$$

en prenant $N \simeq f/\phi_s$. Cette relation souligne une des limitations des systèmes multivoies utilisant des composants planaires : si nous souhaitons réaliser un système ayant un faible nombre d'ouverture, chaque voie élémentaire doit alors posséder un grand champ d'observation. Dans le cas de notre système multivoie décrit ci-dessus, le champ d'observation total est de 7° . Le nombre d'ouverture minimal du système est donc égal à $8,2$. Bien que le système multivoie télécentrique puisse avoir une résolution angulaire identique à celle d'un système monovoie équivalent, le système multivoie aura bien souvent un bilan radiométrique moins bon que celui du système monovoie.

4.3.2 Conception d'un système multivoie superrésolu.

Nous avons vu à la sous section 2.2 page 21 qu'une des manières de réduire l'encombrement du système optique consiste à diminuer le pas d'échantillonnage. Ainsi, en passant d'un pas d'échantillonnage de $30 \mu m$ à un pas d'échantillonnage de $15 \mu m$, l'encombrement du système optique peut être réduit d'un facteur 2 tout en maintenant la même résolution angulaire. Ce pas d'échantillonnage est traditionnellement réduit en diminuant la dimension des pixels du détecteur. Cependant, si pour des raisons technologiques, celui-ci ne peut diminuer davantage, le facteur de remplissage du pixel peut être réduit artificiellement. Cette réduction est obtenue soit en réduisant la zone active du détecteur, soit en plaçant un trou de dimension plus petite devant le pixel [68, 73]. Néanmoins, la réduction du facteur de remplissage du pixel n'est pas suffisante car, comme nous l'avons vu à la sous section 2.1 page 15, l'espace fréquentiel est limité par la fréquence de Nyquist du détecteur matriciel. Or, la fréquence de Nyquist dépend du pas d'échantillonnage du détecteur et non de la dimension du pixel. La fréquence maximale du système est égale à la fréquence de coupure du pixel uniquement dans le cas où l'acquisition de l'image se fait avec un pas d'échantillonnage égal à la moitié de la taille du pixel. Cette acquisition optimale n'est pas possible dans le cas d'un système classique utilisant un détecteur matriciel mais est couramment utilisée dans le cas d'un système utilisant le balayage d'un mono détecteur.

Les systèmes multivoies s'inspirant des yeux à facettes apposées (voir la sous section 2.3.3 page 29) sont une solution pour atteindre la fréquence maximale du système optique égale à la fréquence de coupure du pixel. Les voies élémentaires d'un œil à facettes apposées sont des systèmes visualisant un point de la scène comme l'illustre la figure 2.10 C page 29. Nous avons vu que le système APCO décrit à la sous section 2.3.5 page 39 s'inspire de l'architecture de l'œil à facettes apposées : chaque voie dispose d'un pixel dont le facteur de remplissage a été réduit par un trou. Ce pixel réduit est positionné différemment d'une voie à une autre de manière à ce que chaque voie visualise un point différent de la scène. En décalant le pixel d'un pas égal à la moitié de la largeur de la zone active, nous pouvons alors obtenir un système optique dont la fréquence maximale est égale à la fréquence de coupure du pixel réduit. Cependant, nous avons vu aussi que le système APCO n'utilise pas tous les pixels du détecteur. Afin de les utiliser tous, je propose

4.3. Réflexion sur la conception de systèmes multivoies intégrés au plus près du détecteur.

une modification du système APCO. Plutôt que d'associer un pixel réduit par voie, nous pouvons associer plusieurs pixels réduits par voie. De cette manière, tous les pixels contenus dans une voie sont exploités. Un exemple de disposition des différentes voies optiques sur un détecteur, dont la zone active des pixels a été réduite, est illustré à la figure 4.10. Ces pixels réduits sont obtenus,

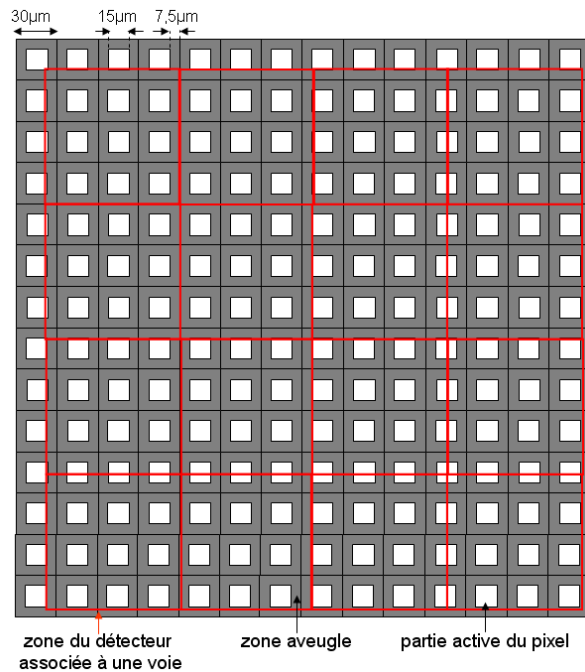


FIG. 4.10 – Exemple d'une disposition des différentes voies optiques sur un détecteur dont les pixels ont un facteur de remplissage égal à 25%.

soit en disposant de manière éparse des pixels de $15\ \mu\text{m}$, soit en appliquant un masque de trous de $15\ \mu\text{m}$ sur des pixels de $30\ \mu\text{m}$. La période des voies optiques n'est pas proportionnelle au pas d'échantillonnage du détecteur de telle manière à ce que les pixels réduits soient décalés d'une voie à une autre de $7,5\ \mu\text{m}$. Ainsi, l'échantillonnage de la scène est réparti suivant les différentes voies comme le montre la figure 4.10. La recombinaison des imagerie non redondantes permet alors - dans le cas de l'exemple cité ci-dessus - d'obtenir un système monovoie équivalent avec un échantillonnage de $7,5\ \mu\text{m}$ et des pixels de $15\ \mu\text{m}$. La fréquence maximale de ce système est donc égale à $66\ \text{mm}^{-1}$. Le principe de ce système multivoie s'approche donc du système TOMBO décrit à la sous section 2.4.1 page 50. Des algorithmes de superrésolution peuvent être appliqués sur ces imagerie afin d'obtenir une image de la scène de meilleure résolution. La réduction du facteur de remplissage des pixels permet d'obtenir un gain en résolution supérieur à 2. Dans le

cas de l'exemple illustré à la figure 4.10, nous pouvons espérer obtenir un gain en résolution de 4. Pour la suite, j'appelle un tel système un système multivoie superrésolu.

Cependant pour que le système optique soit limité par la fréquence de coupure du pixel, il faut que la fréquence de coupure de l'optique soit supérieure à cette dernière. Il est donc nécessaire de diminuer le nombre d'ouverture du système. Contrairement aux systèmes multivoies téléobjectifs vus à la sous section 4.3.1 page 173, les différentes voies du système multivoie superrésolu visualisent la scène entière et non une partie de cette dernière. Ces voies optiques peuvent donc avoir un nombre d'ouverture plus faible. La diminution du nombre d'ouverture entraîne cependant une augmentation de l'amplitude des aberrations. L'équation 2.21 page 19 montre néanmoins que l'amplitude des aberrations varie plus rapidement lorsque la longueur focale f varie que lorsque le nombre d'ouverture N varie. La réduction de la longueur focale f , rendue possible par cette architecture multivoie, permet de diminuer le nombre d'ouverture sans pour autant augmenter l'amplitude des aberrations par rapport à un système monovoie équivalent. Il est donc possible de miniaturiser le système optique de cette manière et d'obtenir une fréquence de coupure de l'optique supérieure à la fréquence de coupure du pixel réduit. La figure 4.11 A illustre une voie élémentaire d'un système multivoie superrésolu. La FTM_{optique}

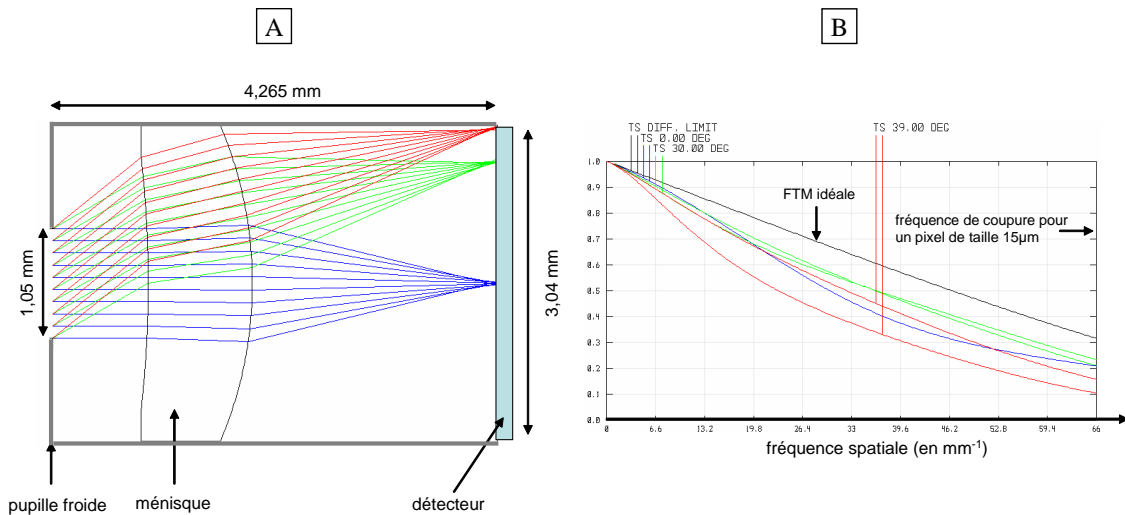


FIG. 4.11 – (A) Illustration d'une voie élémentaire du système multivoies dédié à la superrésolution, (B) illustration de la FTM_{optique} polychromatique $[3 - 5 \mu m]$ pour différents champs d'observation.

illustrée à la figure 4.11 B montre bien que la fréquence de coupure de l'optique est supérieure à

4.3. Réflexion sur la conception de systèmes multivoies intégrés au plus près du détecteur.

la fréquence de coupure d'un pixel de dimension $15\ \mu\text{m}$ ($\nu_c = 66\text{mm}^{-1}$). Ce système a un nombre d'ouverture égal à 2,45 qui est inférieur au nombre d'ouverture de 4 de la chambre obscure à lentille intégrée illustrée à la figure 4.1 A page 170. La longueur focale de cette voie élémentaire vaut $2,32\text{mm}$, soit un encombrement 4 fois inférieur à celui du système monovoie équivalent. Un système multivoie superrésolu - composé d'une matrice de 4×4 de ces voies élémentaires et conçu pour produire des images non redondantes ayant un décalage de $7,5\ \mu\text{m}$ - aura donc la même résolution que le système monovoie illustré à la figure 4.1 A qui utilise un détecteur matriciel composé de pixels de largeur $30\ \mu\text{m}$ dont le facteur de remplissage est de 100% (la fréquence de Nyquist étant égale à $16,7\ \text{mm}^{-1}$). En effet, un gain d'un facteur 4 sur la fréquence de coupure compense la réduction de la longueur focale d'un facteur 4. Le système multivoie est illustré à la figure 4.12. Les coefficients de Seidel illustrés à la figure 4.13 A montrent que les amplitudes

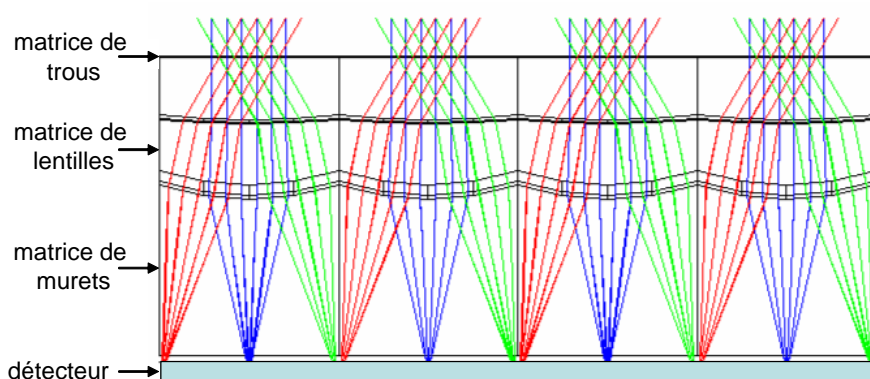


FIG. 4.12 – Périodisation de la voie élémentaire pour réaliser un système multivoie dédié à la superrésolution.

des différentes aberrations sont équivalentes à celles du système monovoie alors que le nombre d'ouverture du système multivoies est plus faible que celui du système monovoie. L'amplitude de l'aberration sphérique du système multivoie est cependant plus importante que celle du système monovoie. L'équation 2.21 page 19 montre en effet que l'amplitude de l'aberration sphérique évolue de la même manière lorsque la longueur focale augmente et lorsque le nombre d'ouverture diminue. L'aberration sphérique sera donc un facteur limitant lors de la miniaturisation du système optique. La figure 4.13 C montre que la grille de distorsion du système multivoie est équivalente à celle du système monovoie (voir la figure 4.2 C page 170).

Le système multivoie peut ainsi avoir une résolution angulaire équivalente à celle du système

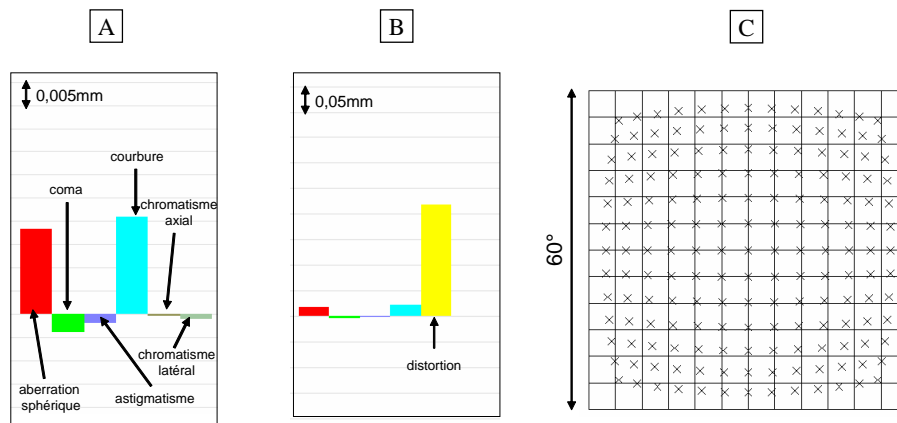


FIG. 4.13 – Coefficients de Seidel de la voie élémentaire du système multivoie dédié à la super-résolution avec (B) ou sans (A) la distorsion, (C) grille de distorsion de ce système.

monovoie. Cependant, l'étendue géométrique du système multivoie est bien souvent inférieure à celle du système monovoie. L'équation 2.17 page 17 montre que l'étendue géométrique diminue lorsque la zone active du pixel diminue. Cette diminution peut être compensée en diminuant le nombre d'ouverture mais ceci n'est pas toujours possible à cause de la dégradation due aux aberrations et à la limite du nombre d'ouverture imposé par l'architecture multivoie. Dans l'exemple décrit ci-dessus, l'étendue géométrique du système monovoie est 1,5 fois supérieure à l'étendue géométrique du système multivoie. On passe en effet d'un système ayant un nombre d'ouverture égal à 4 et une taille pixel de $30 \mu m$ à un système ayant un nombre d'ouverture égal à 2,45 et une taille pixel de $15 \mu m$. De plus, la possibilité d'obtenir la fréquence de coupure du pixel comme fréquence maximale du système entraîne une diminution du contraste des hautes fréquences causée par un filtrage pixel plus important. Le contraste des hautes fréquences est d'ailleurs nul à partir de la fréquence de coupure du pixel. La FTM pondérée de l'étendue géométrique sera donc meilleure dans le cas du système monovoie que dans le cas du système multivoie. La contrepartie de ce type de miniaturisation qui maintient la résolution angulaire est donc un bilan radiométrique moins bon.

4.4 Mise en œuvre d'une caméra multivoie appelée MULTICAM.

Avant le début de ma thèse, l'équipe avait conçu une caméra multivoie appelée MULTICAM, illustrée à la figure 4.14 A. J'ai pu, durant ma thèse, participer à sa mise en œuvre et sa qualification. Ces développements ont permis de lever les différents points durs liés aux systèmes

4.4. Mise en œuvre d'une caméra multivoie appelée MULTICAM.

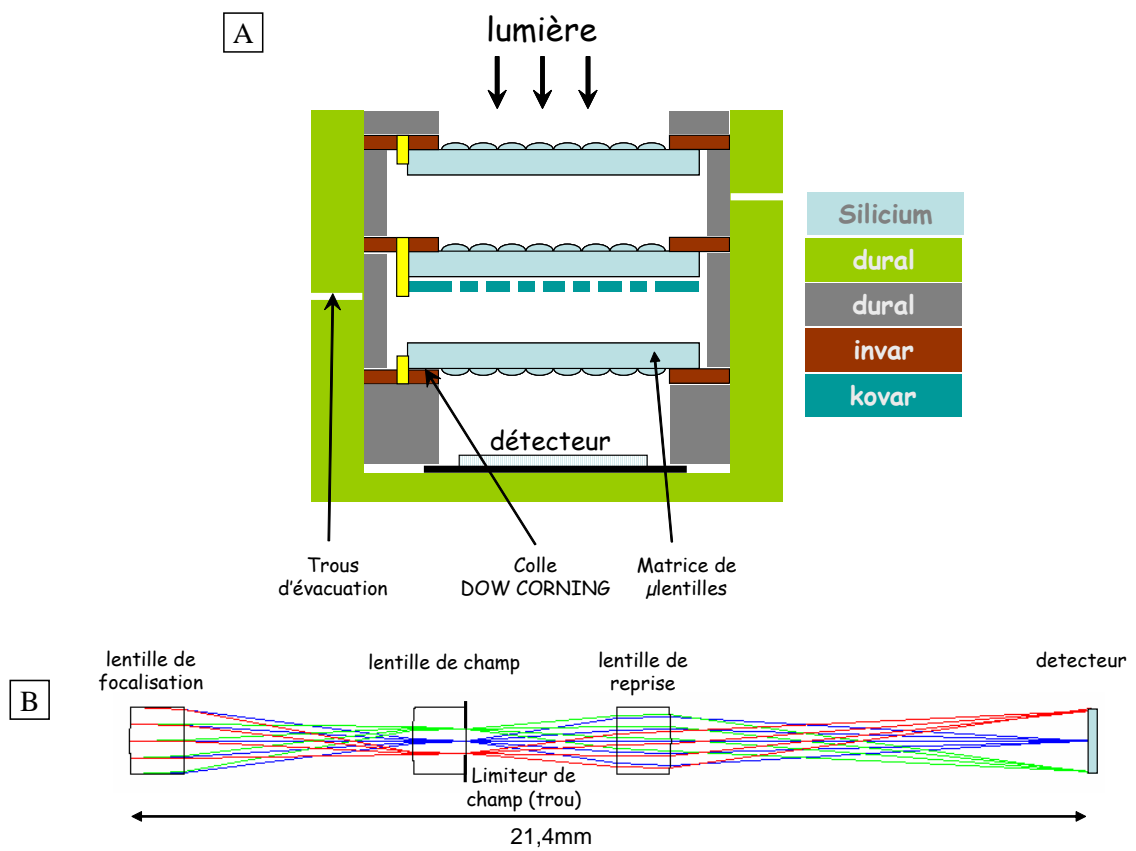


FIG. 4.14 – (A) Schéma de principe de la caméra MULTICAM, (B) architecture optique d'une voie élémentaire.

multivoies et d'illustrer les deux applications des systèmes multivoies décrits aux sous sections 4.3.1 page 173 et 4.3.2 page 182.

Cette caméra travaille dans la bande spectrale $[3 - 5 \mu m]$. Elle est composée de trois matrices de microlentilles, dont l'architecture est proche de celle décrite à la sous section 4.3.1 page 177. Une des voies élémentaires est illustrée à la figure 4.14 B. Un masque de trous circulaires, placé au niveau de la matrice de lentilles de champ, délimite un champ d'observation de 6° . Chaque voie optique dispose d'une zone carrée du détecteur de 50×50 pixels. Ce système optique a été optimisé à partir du logiciel ZEMAX pour obtenir les performances suivantes : chaque voie est limitée par la diffraction et possède une fréquence de coupure de 40 mm^{-1} pour $\lambda = 3 \mu m$ et de 23 mm^{-1} pour $\lambda = 5 \mu m$. La résolution angulaire est donc limitée par la fréquence de Nyquist égale à $16,7 \text{ mm}^{-1}$. Chaque voie correspond à une lentille parfaite de longueur focale $f = 13,6 \text{ mm}$ et de nombre d'ouverture $N = 8,6$. L'encombrement du système optique est de $21,4 \text{ mm}$ et s'intègre parfaitement à l'intérieur d'un cryostat. Les matrices de microlentilles ont été réalisées par Süss MicroOptics [218] et ont une transmission supérieure à 98% dans la bande spectrale $[3 - 5 \mu m]$, grâce à un traitement anti-reflet. L'étude du tolérancement impose une précision de $50 \mu m$ pour la position des lentilles et pour les rayons de courbure des optiques, ainsi qu'une précision de $0,5^\circ$ pour le basculement des optiques. Comme le système doit être refroidi, une étude doit être réalisée sur la contraction des différents matériaux utilisés pour réaliser le système optique et qui sont illustrés à la figure 4.14 A. La relation suivante permet de déterminer la contraction des différents matériaux :

$$\frac{dx}{x} = \kappa \Delta T, \quad (4.24)$$

où x est l'épaisseur du matériau, dx l'amplitude de la déformation, κ le coefficient d'expansion thermique et ΔT la variation de la température. Les valeurs de κ pour les différents matériaux sont égales à $\kappa_{Dural} \simeq \kappa_{Alu} = 23,9 \cdot 10^{-6} K^{-1}$, $\kappa_{Invar} = 1,4 \cdot 10^{-6} K^{-1}$, $\kappa_{Kovar} = 4,81 \cdot 10^{-6} K^{-1}$ et $\kappa_{Si} = 2,37 \cdot 10^{-6} K^{-1}$. La température du doigt froid est de $77K$. La variation de la température ΔT vaut donc $223K$, si nous partons d'une température ambiante de $300K$. Les déformations des différents matériaux sont donc égales à $\frac{dx}{x}_{Alu} = 0,5\%$, $\frac{dx}{x}_{Invar} = 0,03\%$, $\frac{dx}{x}_{Kovar} = 0,1\%$, $\frac{dx}{x}_{Si} = 0,05\%$. En prenant en compte les épaisseurs des optiques et celles des montures, les déformations dues au refroidissement se situent en dessous des valeurs données par le tolérancement.

4.4. Mise en œuvre d'une caméra multivoie appelée MULTICAM.

La caméra MULTICAM ainsi que le doigt froid du cryostat sont illustrés à la figure 4.15. Les

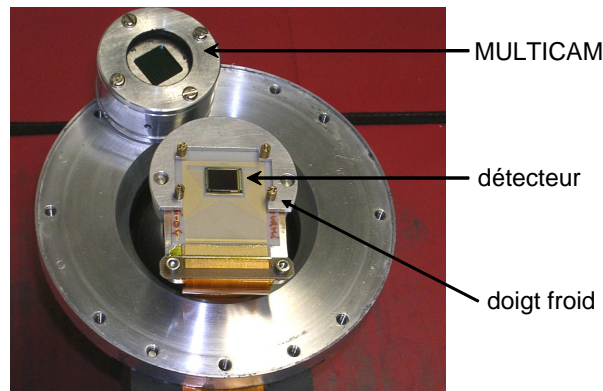


FIG. 4.15 – Photo illustrant la caméra MULTICAM et son environnement cryogénique.

premières images de cette caméra avec ou sans le masque de trous sont illustrées à la figure 4.16. L'image A montre un visage portant des lunettes en contraste négatif. Cette image révèle un

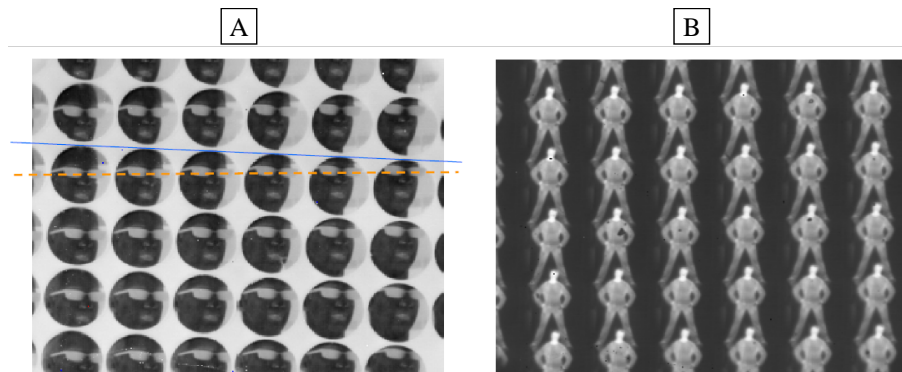


FIG. 4.16 – Illustration des premières images obtenues avec la caméra MULTICAM avec (A) ou sans (B) le masque de trous. L'image A est en contraste négatif.

léger défaut d'alignement entre le masque de trous et les matrices de microlentilles. L'image B, quant à elle, montre l'importance du masque de trous dans la limitation du champ des systèmes optiques. En effet, en l'absence de ce masque, les images issues des différentes voies se recouvrent.

4.4.1 Caractérisation de la caméra MULTICAM.

Afin de vérifier que la caméra MULTICAM est bien limitée par la diffraction, j'ai fait l'acquisition d'un point source non résolu par la caméra. Un trou source au foyer d'un collimateur et éclairé par un corps noir constitue ce point source. Comme les voies optiques de la caméra MULTICAM visualisent la même scène, l'image du point source forme un tableau de points dont

la période est égale à celle de la matrice de microlentilles. Cette image est illustrée à la figure 4.17 A. Nous constatons que cette structure bi-périodique est légèrement inclinée par rapport

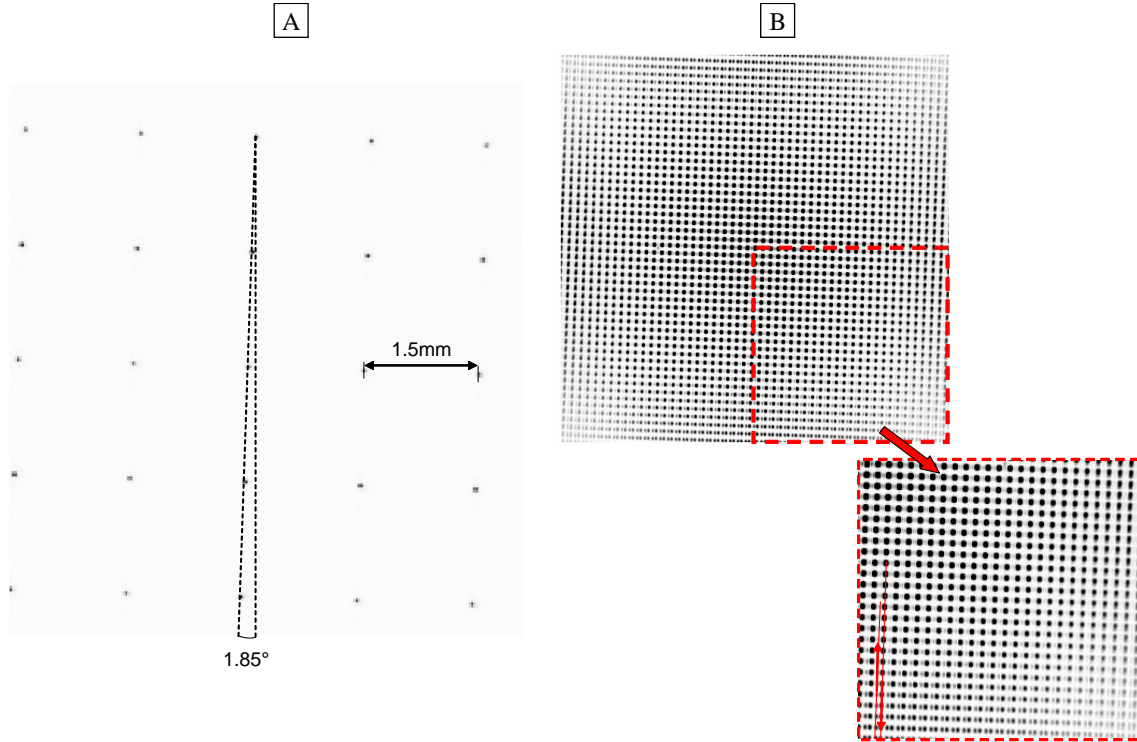


FIG. 4.17 – (A) Illustration de l'image d'un point source obtenue avec la caméra MULTICAM, (B) illustration de la transformée de Fourier de cette matrice de points. Les deux images apparaissent en contraste négatif.

aux axes du détecteur d'un angle φ de $1,85^\circ$. Cette inclinaison est due à une légère rotation du système optique par rapport aux axes du détecteur. La transformée de Fourier de la structure périodique se traduit par un espace fréquentiel discret, comme l'illustre la figure 4.17 B. En partant de l'hypothèse que la qualité image de chacune des voies est identique et en s'inspirant de la méthode de la mire inclinée [219], nous pouvons récupérer les fréquences de la FTM dont les coordonnées sont proportionnelles à $\cos(\varphi)/\phi$ suivant l'axe ν_y et à $\sin(\varphi)/\phi$ suivant l'axe ν_x , φ étant l'angle d'inclinaison du système optique et ϕ l'espacement entre les voies optiques. Si l'angle φ est correctement choisi, c'est-à-dire lorsque φ est non nul et non multiple de 45° , nous pouvons récupérer les fréquences au delà de la fréquence de Nyquist car les hautes fréquences se replient entre les basses fréquences. Nous pouvons alors mesurer la FT du système ($FT_{\text{optique}} \times FT_{\text{pix}}$) au delà de la fréquence de Nyquist, comme l'illustre la figure 4.18 A. Nous constatons aussi que le système optique est bien limité par la diffraction. La PSF du système est illustrée à la figure 4.18

4.4. Mise en œuvre d'une caméra multivoie appelée MULTICAM.

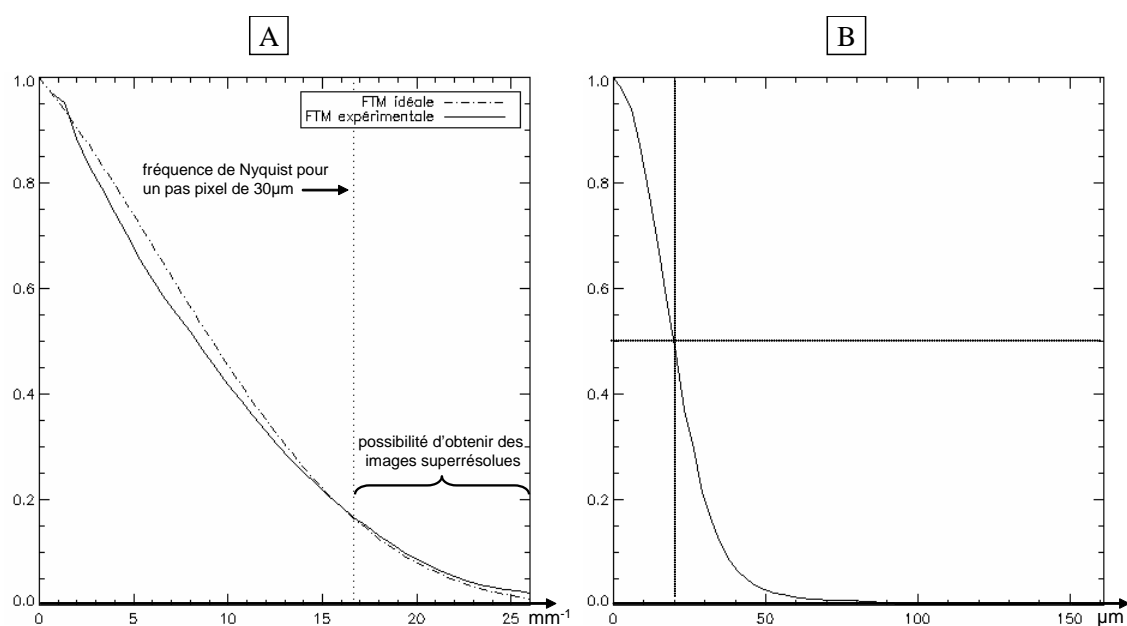


FIG. 4.18 – (A) FTM_{systeme} mesurée expérimentalement de la caméra MULTICAM (cette FTM_{systeme} prend en compte la FT_{optique} et la FT_{pix}), (B) PSF correspondante sur l'axe de la caméra MULTICAM.

B. Nous avons mis ainsi au point une méthode rapide pour mesurer la qualité image d'un système multivoie. Traditionnellement, la PSF est obtenue par balayage angulaire du point source (*spot scan*) [2, 3]. La méthode proposée pour caractériser les systèmes multivoies est donc plus simple à mettre en œuvre car elle s'affranchit du dispositif de balayage.

Le bilan radiométrique de la caméra a ensuite été évalué. Il s'appuie sur la comparaison de mesures expérimentales avec le modèle décrit à la section 2.6 page 84. L'objet imagé par la caméra MULTICAM est un trou source de diamètre 7 mm collimaté par un collimateur de longueur focale égale à 760 mm et éclairé par un corps noir de température 100°C . J'ai considéré que ce dernier avait une émissivité égale à 1 sur toute la gamme de sensibilité spectrale de la caméra. J'ai pris la valeur de 25°C pour la température du fond et de l'atmosphère. Le fond a une émissivité égale à 1. J'ai considéré que la transmission de l'atmosphère était de 70%. Le détecteur observe le fond sur un spectre compris entre $3 \mu\text{m}$ et $5,5 \mu\text{m}$ et la cible sur un spectre compris entre $4,08 \mu\text{m}$ et $4,728 \mu\text{m}$ qui correspond à la bande de transmission du filtre placé devant le système optique. Le schéma de la configuration expérimentale est présenté à la figure 4.19. Le temps d'intégration du détecteur est de 5 ms . Ce dernier a une efficacité quantique de

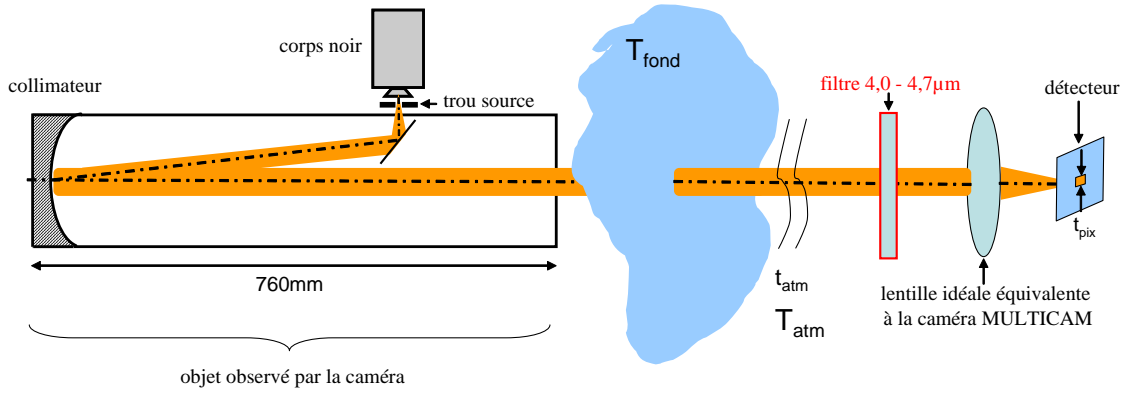


FIG. 4.19 – Etude radiométrique de la caméra MULTICAM : schéma de la configuration expérimentale.

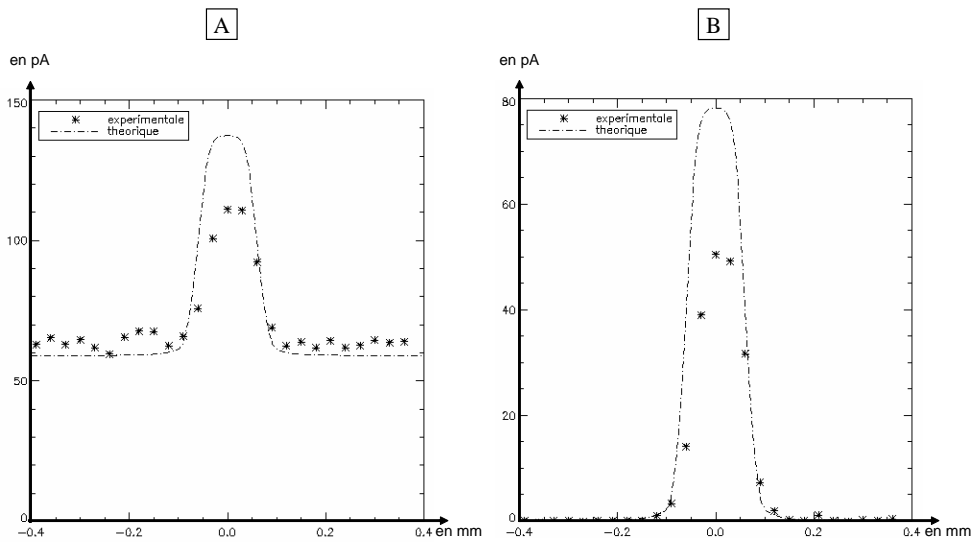


FIG. 4.20 – Etude radiométrique : comparaison entre les valeurs expérimentales et la simulation avec (A) ou sans (B) le flux de fond.

4.4. Mise en œuvre d'une caméra multivoie appelée MULTICAM.

70%, un courant d'obscurité autour de 1 pA et est refroidi à une température de 77K . Le système optique a une transmission de 86% (en prenant une transmission de 98% pour le hublot et une transmission de 98% par dioptre pour les lentilles en silicium). Le filtre a une transmission de 80%. Toutes ces données d'entrées permettent de déterminer le flux utile traversant MULTICAM ainsi que le flux de fond. Le courant estimé et le courant mesuré expérimentalement sont illustrés à la figure 4.20. Les résultats obtenus expérimentalement se rapprochent de ceux simulés.

4.4.2 Acquisition d'une image superrésolue à partir de la caméra MULTICAM.

La possibilité de mesurer des fréquences au delà de la fréquence de Nyquist suggère que la caméra MULTICAM produit une multitude d'images décalées les unes par rapport aux autres et non redondantes comme dans le cas du système TOMBO présenté à la sous section 2.4.1 page 50. Nous pouvons alors obtenir une image de meilleure résolution en combinant les différentes imagerie sous échantillonnées. Pour montrer ce gain en résolution, j'ai fait l'acquisition d'une mire dont la fréquence est mal échantillonnée par le détecteur (la fréquence de la mire rapportée au détecteur est supérieure à la fréquence de Nyquist de ce dernier). La mire thermique est obtenue en plaçant une mire métallique, illustrée à la figure 4.21 A, devant un corps noir. Le masque de trous circulaires est remplacé par un masque de trous carrés afin de maximiser le nombre de pixels utiles par voie. Le champ d'observation de chacune des voies est de $6^\circ \times 6^\circ$. L'image de la mire acquise par la caméra MULTICAM est illustrée à la figure 4.21 B. Nous constatons, à la figure 4.21 C, que la fréquence des imagerie de la mire est bien repliée puisque nous observons une période dont l'orientation et la période sont différentes de celles de la mire objet.

Afin de déplier cette fréquence, j'ai implémenté un algorithme de superrésolution simple qui se décompose en trois étapes. La première consiste à agrandir le format (en nombre de pixels) des différentes imagerie en conservant la pixélisation (voir la figure 4.21 D). Les images agrandies sont ensuite recalées par rapport à une image de référence puis sommées entre elles. La procédure pour agrandir la taille des images transforme un pixel de l'imagerie en un carré de $n \times n$ pixels de même valeur. Le décalage entre les images a été estimé en mesurant le barycentre du pic produit par un filtre POF (*phase only filter*). Le filtre POF consiste à réaliser la corrélation

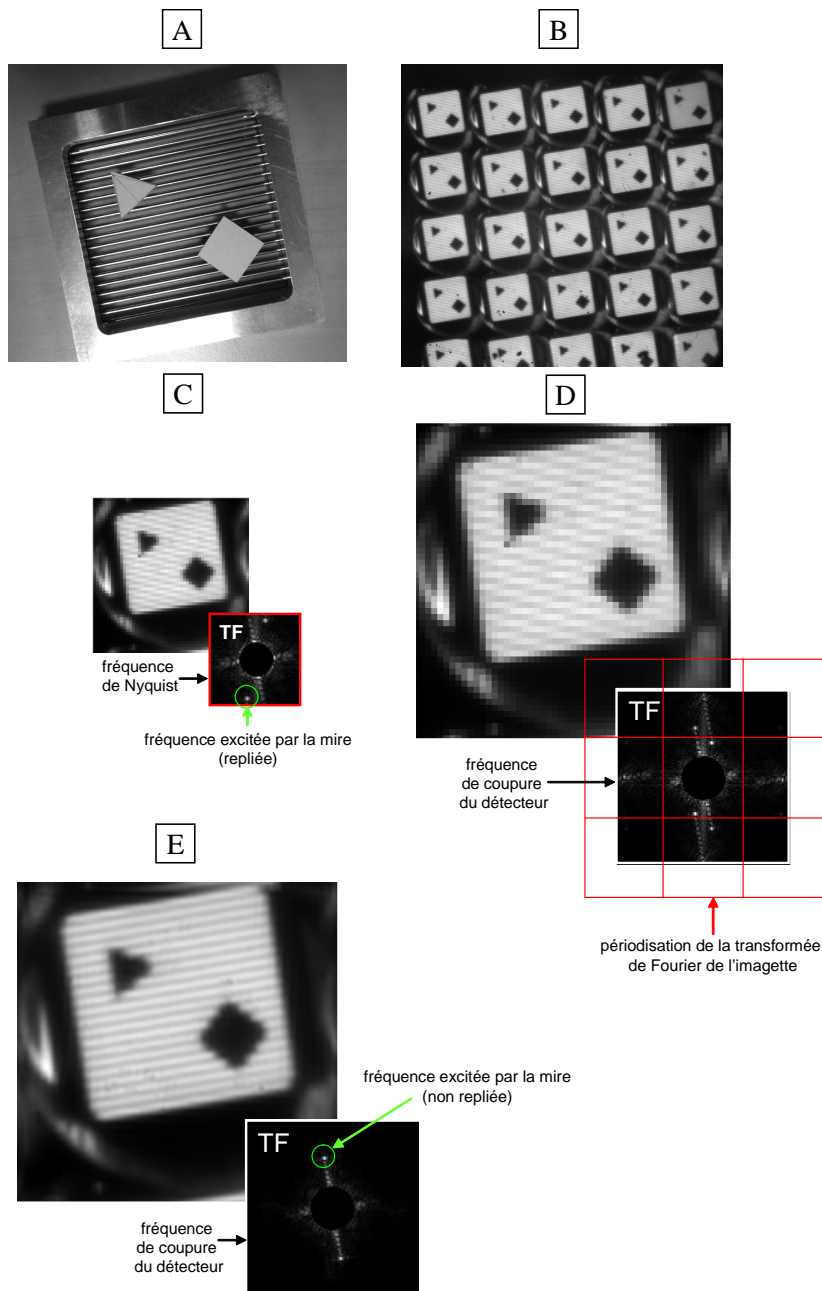


FIG. 4.21 – (A) Photo de la mire, (B) image de la mire acquise par la caméra MULTICAM, (C) une des imgettes obtenue par la caméra MULTICAM (la transformée de Fourier de cette imgette jusqu'à la fréquence de Nyquist est aussi illustrée), (D) agrandissement de l'imgette en conservant la pixélisation (la transformée de Fourier de cette image jusqu'à la fréquence de coupure du détecteur est aussi illustrée), (E) image superrésolue après sommation des différentes images agrandies (la transformée de Fourier de cette image jusqu'à la fréquence de coupure du détecteur est aussi illustrée).

4.4. Mise en œuvre d'une caméra multivoie appelée MULTICAM.

de deux images et à ne prendre que la phase de la transformée de Fourier de cette corrélation (l'amplitude a été blanchie, c'est-à-dire que la valeur de cette dernière est constante). Nous ne gardons alors que l'information du décalage basse fréquence entre les deux images qui est contenue dans la phase et nous éliminons l'information sur la structure de ces images qui est contenue dans l'amplitude. Le filtre POF est réputé pour obtenir un pic de corrélation de bonne qualité tout en étant robuste au bruit [220]. Le recalage est ensuite effectué, permettant dans l'espace de Fourier de corriger la phase de toutes les fréquences non repliées et de laisser aux fréquences repliées une phase résiduelle. Les images recalées sont ensuite additionnées de manière à réaliser une sommation destructive pour les fréquences repliées et une sommation constructive pour les fréquences non repliées. Le contraste des fréquences de l'image obtenue est en partie dégradé par le filtrage lié à la dimension du pixel. En appliquant un filtre de Wiener sur cette image, nous pouvons déconvoluer l'effet de ce filtrage et ainsi rehausser le contraste de l'image. Ce filtre a été décrit à la sous section 3.3.6 page 153. L'image super-résolue ainsi obtenue est illustrée à la figure 4.21 E. Nous remarquons bien que l'image de la mire a la bonne fréquence.

Théoriquement, avec une telle configuration, la fréquence maximale que nous pouvons espérer obtenir est égale à la fréquence de coupure de la fonction de transfert du pixel. Néanmoins, dans le cas de la caméra MULTICAM, la résolution du système est limitée par la fonction de transfert de l'optique dont la fréquence de coupure est inférieure à celle de la fonction de transfert du pixel (voir la figure 4.18 A page 191).

4.4.3 Élargissement du champ de la caméra MULTICAM.

Jusqu'à présent, les différentes voies de la caméra MULTICAM visualisaient une même scène de 6° de champ. Afin d'élargir le champ d'observation, une matrice de prismes dont les angles de déviation sont différents peut être placée à l'avant du système optique (voir la sous section 4.3.1 page 179). Les angles de ces prismes peuvent être déterminés à partir de l'équation 4.22 page 180. A partir de ce système de 5×5 voies, nous pouvons obtenir une caméra possédant un champ d'observation de 30°. Le masque de trous circulaires est remplacé par un masque de trous carrés afin de maximiser le nombre de pixels utiles par voie. Les trous carrés du masque ont cependant des coins arrondis dus à des contraintes de fabrication. Ces derniers entraînent l'apparition de zones aveugles au niveau du détecteur qui sont illustrées à la figure 4.22. Nous

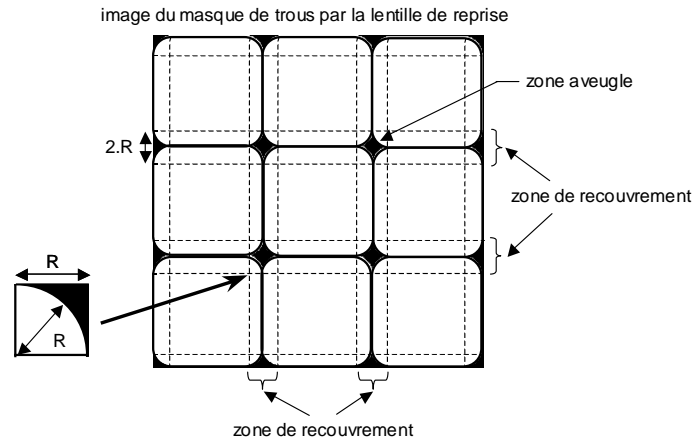


FIG. 4.22 – Projection du masque de trous par la lentille de reprise sur le détecteur. Le rayon R est égal à $r \times BFL/T$, où r est le rayon du coin du trou, T est la distance entre le masque de trous et la lentille de reprise et BFL est la distance entre la lentille de reprise et le détecteur.

constatons que plus le rayon du coin du trou est petit et plus la zone aveugle est petite. Des zones de recouvrement entre les différentes voies doivent alors être prévues si nous souhaitons obtenir une image de la scène non lacunaire. Le champ d'observation de chacune des voies qui doit être alloué à la zone de recouvrement peut être estimé à partir de la relation suivante :

$$\theta_r = 2 \arctan \left(\frac{r}{f} \frac{BFL}{T} \right), \quad (4.25)$$

où r est le rayon du coin du trou, f est la longueur focale du système optique, T est la distance entre le masque et la lentille de reprise et BFL est la distance entre la lentille de reprise et le détecteur. Dans le cas du système MULTICAM, le rayon du coin du trou est égal à $r = 100 \mu m$, la distance entre le masque et la lentille de reprise est égale à $T = 3,36 mm$ et la distance entre la lentille de reprise et le détecteur vaut $BFL = 9,35 mm$. Le champ de recouvrement nécessaire θ_r est donc de $2,34^\circ$. Chacune des voies élémentaires doit donc voir un champ supérieur à 8° . Pour obtenir à partir de l'architecture de la figure 4.14 B page 187 un champ d'observation utile de 6° tout en prenant en compte le champ de recouvrement, j'ai profité de la grande profondeur de champ de ce système pour réduire la distance BFL de $500 \mu m$. La FTM de ce nouveau système est un peu dégradée par rapport à la FTM idéale mais le système optique reste limité par le pas d'échantillonnage du détecteur, comme le montre la figure 4.23. La FTM de la figure 4.23 a été obtenue expérimentalement grâce à la méthode décrite à la sous section 4.4.1 page 189.

En raison de contraintes de fabrication, les prismes ont été réalisés en CaF_2 (au lieu du

4.4. Mise en œuvre d'une caméra multivoie appelée MULTICAM.

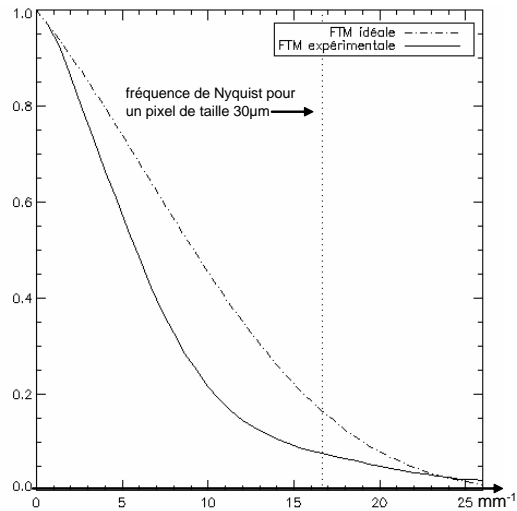


FIG. 4.23 – FTM_{systeme} de la caméra MULTICAM mesurée expérimentalement lorsque la distance entre la lentille de reprise et le détecteur a été réduite de $500 \mu\text{m}$ par rapport à la position idéale.

silicium initialement prévu) par la société Winlight [221]. Le CaF₂ est un matériau plus dispersif que le silicium, mais son indice plus faible permet de s'affranchir du traitement anti-reflet. Les prismes ont été réalisés séparément puis collés. L'intégration de la matrice de prisme à l'avant du système MULTICAM est illustrée à la figure 4.24 A. Un schéma mécanique illustrant l'intégration

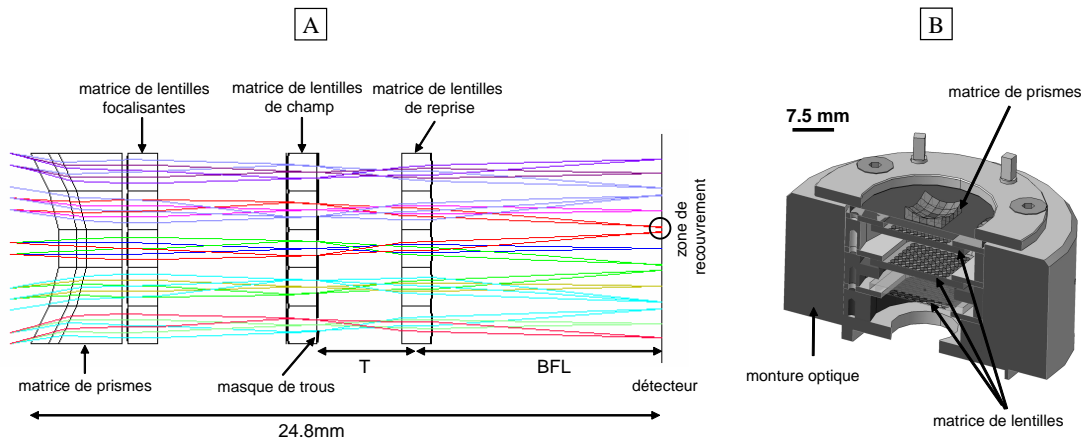


FIG. 4.24 – (A) Illustration du schéma optique de MULTICAM avec la matrice de prismes, (B) illustration de l'intégration de MULTICAM avec sa matrice de prismes dans la monture mécanique.

de cette caméra avec sa matrice de prismes est aussi illustré à la figure 4.24 B. Enfin la figure 4.25 illustre l'intégration de cette caméra sur le doigt froid du cryostat. La PSF a été mesurée pour chacune des voies optiques afin d'évaluer la qualité de l'image sur l'ensemble du champ.

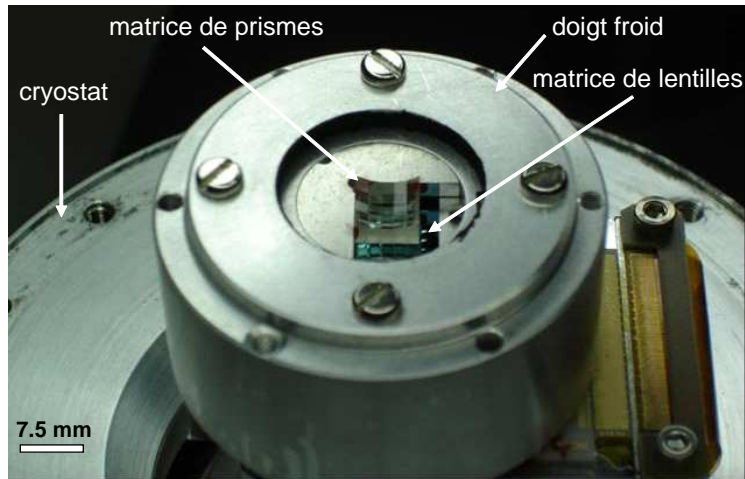


FIG. 4.25 – Illustration de l'intégration de MULTICAM avec la matrice de prismes sur le doigt froid du cryostat.

Le banc optique utilisé pour réaliser ces mesures est illustré à la figure 4.26. Un point source

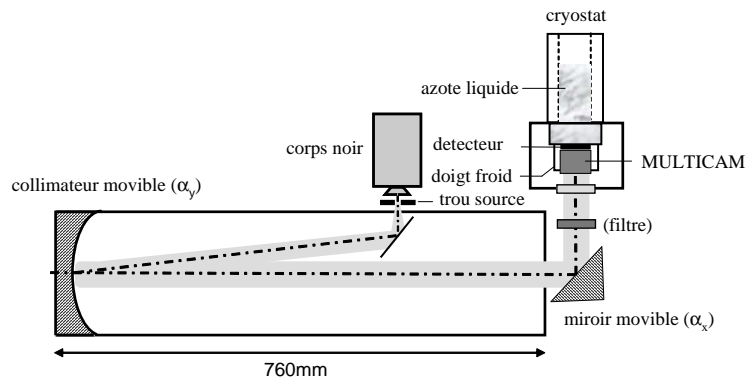


FIG. 4.26 – Illustration du banc de mesure pour évaluer la qualité image du système multivoie ; le collimateur et le miroir sont amovibles.

non résolu par la caméra a été imagé au centre de chacune des voies optiques. Ce point source est réalisé à partir d'un trou source placé au foyer d'un collimateur et éclairé par un corps noir chauffé à $1200^{\circ}C$. L'angle de champ de ce point source peut varier en changeant l'orientation du corps noir/collimateur (α_y) ou celui du miroir (α_x).

Les PSF expérimentales de chaque voie de la caméra MULTICAM sont illustrées à la figure 4.27. Le point source utilisé pour cette mesure a un diamètre angulaire de $0,03^{\circ}$. Ce diamètre est bien inférieur à la résolution angulaire espérée du système optique qui est environ égale à $0,12^{\circ}$. Les mesures ont donc été réalisées à la limite de diffraction du système optique. Aucun

4.4. Mise en œuvre d'une caméra multivoie appelée MULTICAM.

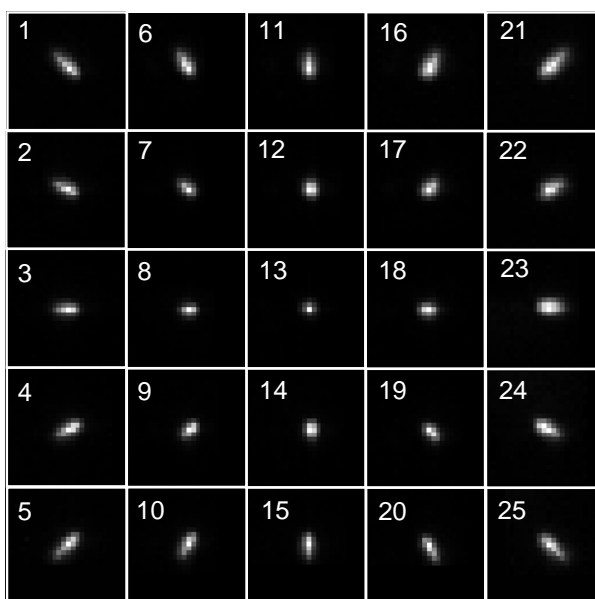


FIG. 4.27 – Mesure de la PSF pour chacune des voies de la caméra MULTICAM dont le champ d'observation a été élargi par l'ajout d'une matrice de prisme. Pour cette illustration, chaque imagerie a un format de 26×26 pixels.

filtre spectral n'a été utilisé de manière à ce que la caméra travaille sur une large bande spectrale (typiquement entre $3 \mu m$ et $5,5 \mu m$). Nous constatons que la largeur de la PSF augmente depuis le centre de la caméra vers les bords de cette dernière. La qualité optique est en fait plus dégradée sur les bords à cause de l'aberration chromatique latérale qui augmente lorsque que l'angle de déviation des prismes augmente. Afin de vérifier que cette dégradation est bien due à l'aberration chromatique latérale, j'ai fait l'acquisition de deux PSF au centre de la voie numéro 1 (voir la figure 4.27), avec ou sans un filtre spectral étroit. La bande spectrale du filtre est comprise entre $4,08 \mu m$ et $4,728 \mu m$. Ce filtre a été placé à l'extérieur de la caméra comme l'illustre la figure 4.26. Ces deux PSF sont illustrées à la figure 4.28. Nous remarquons que la qualité de l'image s'améliore lorsqu'on restreint la bande spectrale de la caméra.

Plusieurs solutions peuvent être proposées afin de réduire l'aberration chromatique latérale générée par les prismes. Des prismes ayant un indice de réfraction plus élevé sont en général moins dispersifs (par exemple des matériaux comme le germanium ou le silicium). Cependant, comme nous l'avons vu précédemment, un revêtement antireflet sur les matériaux à fort indice est nécessaire, ce qui rend alors la réalisation de la matrice de prismes plus délicate. La matrice de prismes pourrait être modifiée en une matrice de grisms, qui est la combinaison d'un

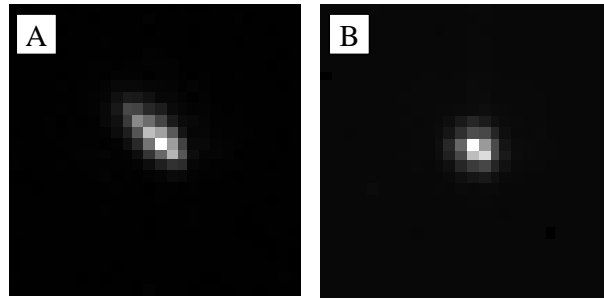


FIG. 4.28 – Comparaison de la forme de deux PSF obtenues au centre de la voie 1 (voir figure 4.27) avec (B) ou (A) l'ajout d'un filtre spectral étroit placé à l'avant de la camera MULTICAM.

prisme et d'un réseau de diffraction. Cette combinaison permettrait de minimiser les aberrations chromatiques [222].

La première image produite par la caméra MULTICAM dont le champ d'observation a été agrandi par la matrice de prismes est présentée à la figure 4.29. Nous pouvons remarquer que

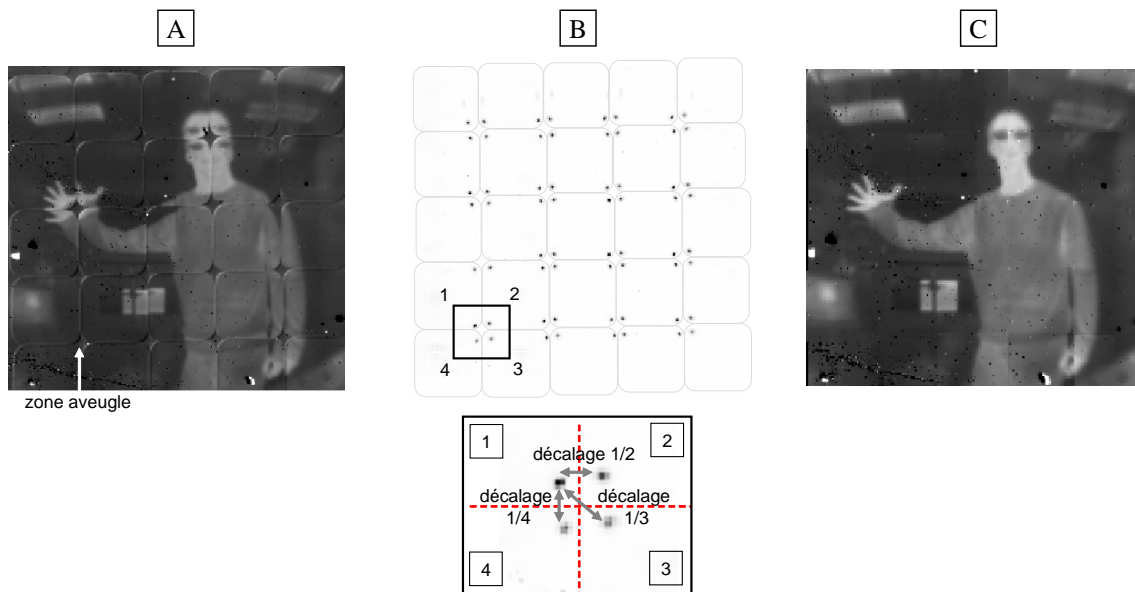


FIG. 4.29 – (A) Illustration d'une image obtenue à partir de la caméra MULTICAM dont une matrice de prismes a été rajoutée, (B) estimation des décalages entre les différentes imagettes, (C) restauration de la scène globale. L'image B est donnée en contraste négatif.

les différentes voies de la caméra MULTICAM visualisent bien des champs différents. Le champ d'observation de la caméra est donc bien élargi grâce à l'intégration de la matrice de prismes à l'avant du système. Comme nous l'avons vu précédemment, des zones de recouvrement ont été prévues de manière à compenser la présence de zones aveugles. Ces zones aveugles et les zones

4.4. Mise en œuvre d'une caméra multivoie appelée MULTICAM.

de recouvrement peuvent être facilement observées à la figure 4.29 A. En effet, des répliques anormales de verres de lunettes et de doigts peuvent être observées! Un traitement d'image est donc nécessaire pour juxtaposer les différentes imagettes et retrouver la scène globale. Pour cela, il faut estimer expérimentalement le recouvrement entre les différentes images. J'ai acquis l'image de différents points sources dans les zones de recouvrement où 4 voies optiques peuvent voir ce même point source. Ces zones de recouvrement se situent autour des zones aveugles. A partir des différents points sources illustrés à la figure 4.29 B, nous pouvons remonter aux zones de recouvrement entre les différentes voies. Les champs d'observation utiles de chaque voie ont été extraits et ensuite juxtaposés grâce aux valeurs de décalage obtenues précédemment. Nous pouvons constater à la figure 4.29 C que la scène globale a été correctement reconstruite et ne présente pas de lacunarités.

4.4.4 Etude des images parasites du système MULTICAM.

Compte tenu de la nature multivoie de la caméra MULTICAM, la limitation du champ des différentes voies est particulièrement critique. En balayant un point source dans le champ, nous pouvons mettre en évidence des images fantômes, illustrées à la figure 4.30 A et qui sont de deux types : des images issues de la réflexion sur la monture en aluminium (flèche rouge de la figure 4.30) et des images dues à des communications entre les voies (flèche bleu de la figure 4.30). Cette

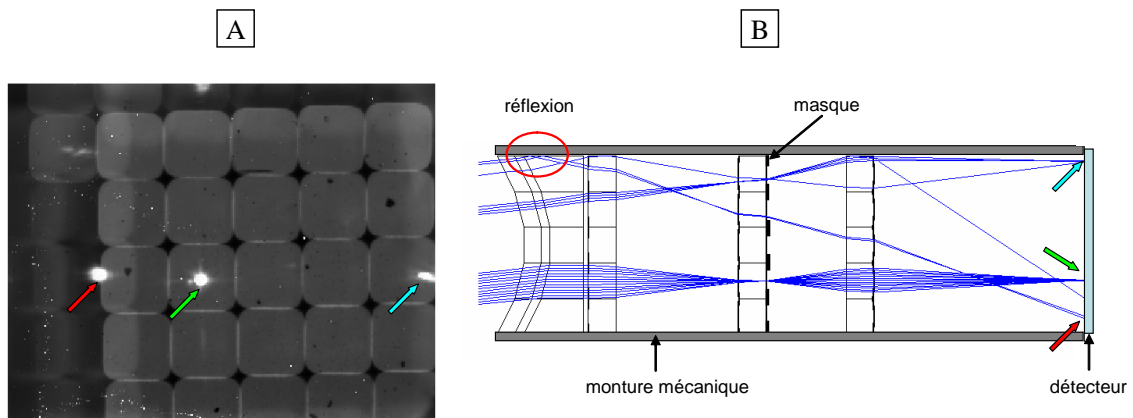


FIG. 4.30 – (A) Illustration de deux types d'images parasites que nous pouvons trouver dans une image produite par la caméra MULTICAM avec la matrice de prismes, (B) explication de l'origine des ces images parasites avec un schéma optique de la caméra MULTICAM.

communication entre les voies s'explique par le fait que le champ d'observation des différentes voies n'est pas bien limité. La flèche verte de la figure 4.30 représente la position désirée de

l'image du point source. Dans les deux cas, les rayons parasites n'ont pas été bloqués par le masque et traversent plusieurs voies avant d'être focalisés sur le détecteur. Afin de supprimer un maximum de ces rayons parasites, une matrice de murets peut être placée judicieusement dans l'architecture optique. La sous section 4.3.1 page 180 a montré qu'un des intérêts de l'architecture à 3 lentilles est la possibilité de confiner les rayons de champ utile dans un tube de diamètre plus petit que le diamètre des optiques. En plaçant une matrice de murets dont l'ouverture est adaptée au tube, nous pouvons efficacement limiter le champ des différentes voies et ainsi éviter que des rayons parasites traversent les différentes voies. L'intégration de la matrice de murets dans le système MULTICAM est illustrée à la figure 4.31. Une matrice de murets a été réalisée à

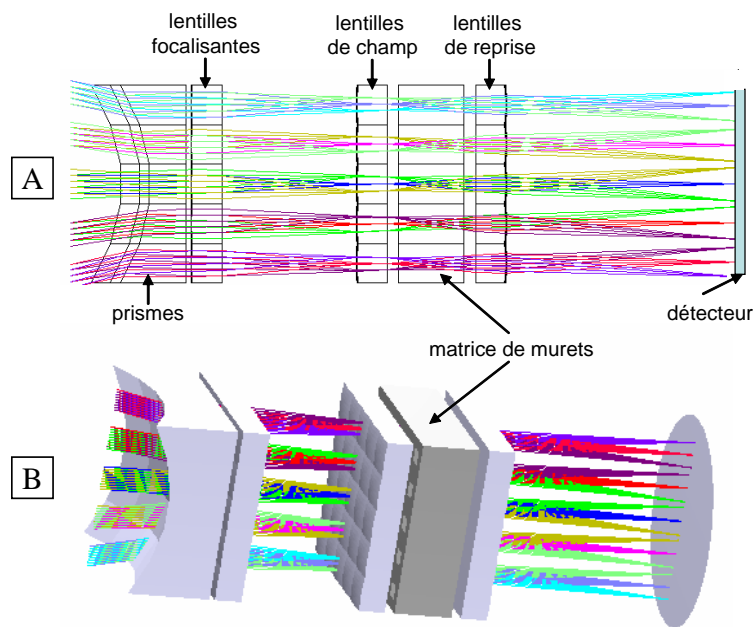


FIG. 4.31 – Illustration sur un schéma 2D (A) et 3D (B) de l'intégration de la matrice de murets dans l'architecture de MULTICAM.

l'ONERA afin de supprimer ces rayons parasites. Cette dernière est illustrée à la figure 4.32 A. En déplaçant un point source dans le champ, j'ai pu constater que les différentes images fantômes décrites précédemment avaient disparu. Les images B et C de la figure 4.32 comparent les images d'un fond uniforme acquis par la caméra MULTICAM sans et avec la matrice de murets. Nous pouvons remarquer que les murets permettent de supprimer la croix noire présente dans l'image obtenue sans la matrice de murets. Cette matrice de murets permet donc d'obtenir une image plus uniforme et coupe bien les rayons parasites. Malheureusement, les trous de la matrice de

4.4. Mise en œuvre d'une caméra multivoie appelée MULTICAM.

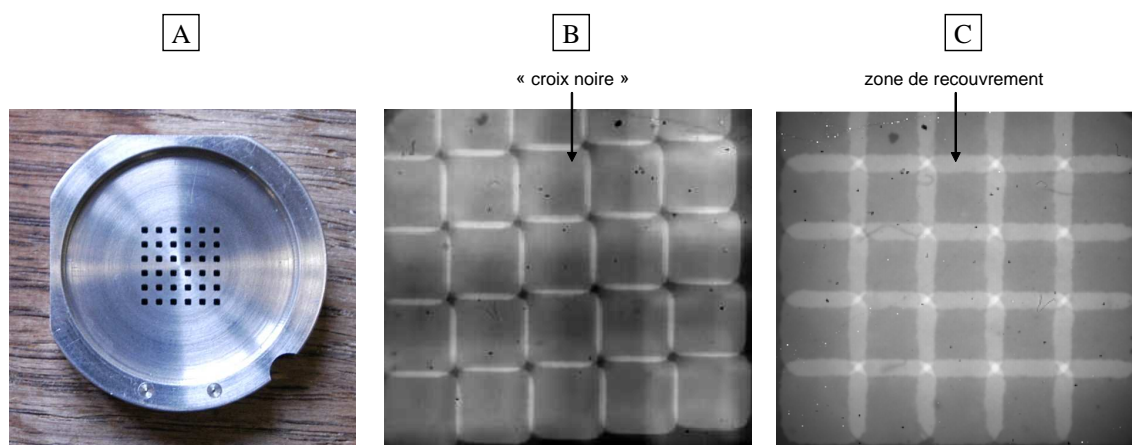


FIG. 4.32 – (A) Illustration de la matrice de murets, (B) image d'un fond uniforme obtenu à partir d'un corps noir chauffé à $60^{\circ}C$ et de la caméra MULTICAM sans la matrice de murets et (C) image d'un fond uniforme obtenu à partir d'un corps noir chauffé à $60^{\circ}C$ et de la caméra MULTICAM avec la matrice de murets.

murets sont trop larges, ce qui crée des zones de recouvrement entre les images (voir les bandes plus claires sur la figure 4.32 C). Nous ne pouvons donc pas réaliser un système optique avec cette matrice.

4.4.5 Réalisation d'une caméra MULTICAM multispectrale.

L'architecture multivoie de MULTICAM peut être mise à profit pour réaliser une caméra multispectrale. Pour cela, une matrice de filtres peut être intégrée à l'avant du système multivoie. Chaque voie visualise alors la même scène mais sous des bandes spectrales différentes. Cette caméra reprend le principe de la caméra multispectrale réalisée par Shogenji *et al.* [56] et décrite à la sous section 2.3.5 page 46, pour une utilisation dans la bande II [$3 - 5 \mu m$]. Cependant, dans cette gamme spectrale, la réalisation d'une matrice de filtres multicouches est délicate à cause de l'épaisseur des couches à déposer et du peu de matériaux disponibles. De plus, les épaisseurs des couches des différents filtres sont différentes, ce qui rend le processus technologique délicat et coûteux. Afin de remédier à ces défauts, Gregory Vincent a conçu et réalisé durant sa thèse à l'ONERA et au LPN des filtres plasmoniques constitués de poutres enrobées d'or suspendues dans le vide [141]. Une image MEB d'un de ces réseaux suspendus est illustrée à la figure 4.33 A. Gregory Vincent a montré que ces réseaux suspendus en or peuvent servir de filtres passe-bande transmettant jusqu'à 90% de la lumière pour une polarisation. Les paramètres de ces filtres passe-bande sont ajustables en modifiant la géométrie des réseaux. Ainsi, plusieurs

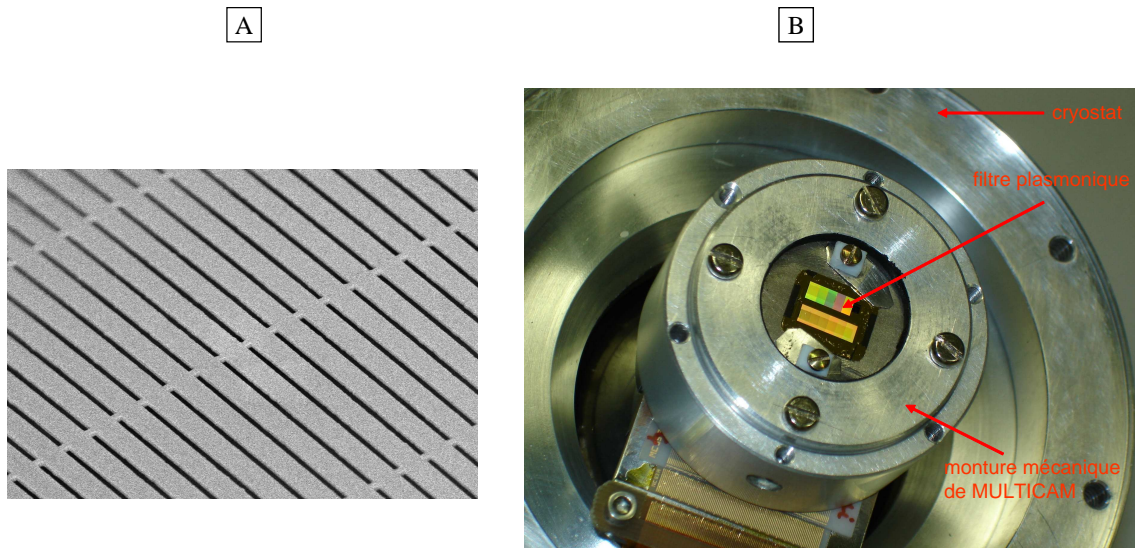


FIG. 4.33 – (A) Vue MEB d'un filtre plasmonique constitué de poutres enrobées d'or suspendue dans le vide, (B) illustration de l'intégration d'une matrice de filtres à l'avant de la caméra MULTICAM.

filtres pour plusieurs longueurs d'onde peuvent être réalisés sur un même échantillon en un seul procédé de fabrication. Une matrice de 11 filtres passe-bande espacés de 200 nm et se recouvrant partiellement ont été réalisés. Une voie supplémentaire sans filtre a été ajoutée de manière à faire une acquisition large bande de la scène. Cette voie sert de référence. Cette matrice de filtres a été intégrée à l'avant de la caméra MULTICAM comme le montre la figure 4.33 B. Cette caméra multispectrale a été appelée par la suite VITRIL. Deux filtres, dont l'un possède une bande spectrale étroite et l'autre une bande spectrale large, ont été présentés devant la caméra MULTICAM VITRIL. La figure 4.34 montre une image de ces deux filtres éclairés par un corps noir et obtenue à partir de cette caméra. Nous remarquons que, comme le filtre large bande laisse passer tout rayonnement du corps noir, chaque voie de la caméra MULTICAM VITRIL peut visualiser une bande spectrale de ce rayonnement. Le filtre étroit, quant à lui, bloque une partie du rayonnement du corps noir. Nous remarquons alors que seuls les filtres plasmoniques (filtres 10 et 11) ayant une partie de leur bande spectrale se chevauchant avec celle du filtre étroit peuvent voir une partie du rayonnement du corps noir ayant traversé le filtre étroit. La répartition spectrale de la scène entre les différentes voies optiques est donc bien illustrée à la figure 4.34.

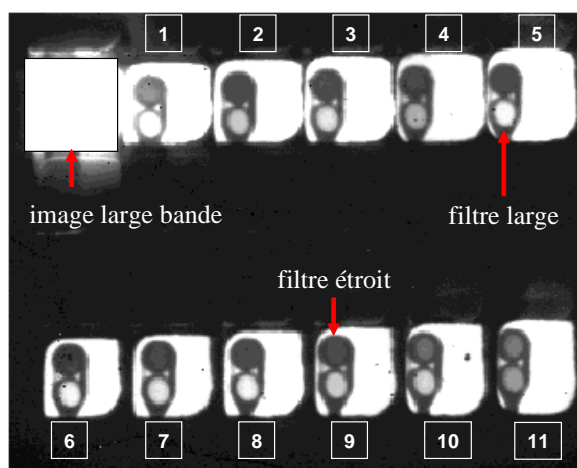


FIG. 4.34 – Image de deux filtres vus par la caméra MULTICAM VITRIL, dont l'un a une bande spectrale étroite et l'autre une bande spectrale large.

4.5 Conclusion.

Nous avons montré dans ce chapitre que la chambre obscure à lentille intégrée est un très bon compromis en terme de simplicité et de performances optiques. Cette architecture permet de répondre à l'application grand champ décrite à la section 1.2 page 8. L'architecture refroidie a néanmoins un encombrement proche de deux fois la longueur focale du système optique. Deux types d'architectures multivoies ont alors été proposées afin de réduire d'un facteur 4 l'encombrement du système optique. La première architecture s'inspire de la vision du Xenos Peckii et consiste à périodiser plusieurs voies ayant la propriété des téléobjectifs. Ces différentes voies visualisent chacune des parties différentes de la scène globale. La deuxième architecture s'inspire de l'œil à facettes apposées et consiste en la périodisation d'une multitude de voies visualisant la même scène et produisant des imagerie non redondantes. En combinant ces différentes imagerie, nous pouvons obtenir l'image de la scène avec une meilleure résolution. Ces deux architectures ont des résolutions angulaires identiques à celles de la chambre obscure à lentille intégrée. Néanmoins, la diminution de l'encombrement impose en contrepartie un bilan radiométrique moins bon que celui de la chambre obscure à lentille intégrée. Enfin, une camera multivoies appelée MULTICAM a été mise en œuvre et a été entièrement intégrée à l'intérieur d'un cryostat. Cette caméra a permis de lever les premiers points durs associés à l'architecture multivoie et à l'intégration d'optiques dans le cryostat. Elle a permis aussi de valider les différents

Chapitre 4. Les systèmes multivoies au service d'une miniaturisation des systèmes optiques.

concepts d'imagerie multivoies développés dans ce chapitre.

Chapitre 5

Conclusion.

Sommaire

5.1	Bilan de la thèse.	207
5.2	Valorisation de la thèse.	212
5.3	Perspectives de la thèse.	213

5.1 Bilan de la thèse.

Durant cette thèse, plusieurs architectures optiques innovantes entièrement intégrées dans un cryostat ont été développées dans le but de miniaturiser et de simplifier les caméras infrarouges refroidies. Deux types d'applications ont été visés. La première application est dédiée à des missions de reconnaissance et d'identification. Cela requiert un champ d'observation compris entre 30° et 60° et une résolution angulaire limitée par la dimension du pixel du détecteur. La seconde application est dédiée à des missions de veille et de détection. Elle nécessite un très grand champ d'observation (autour de 180°). L'intégration du système optique dans le cryostat constitue une première rupture par rapport à la conception traditionnelle qui place la combinaison optique à l'extérieur du cryostat. L'intégration de l'optique permet d'une part de relâcher la contrainte de la conjugaison de la pupille d'entrée chaude du système avec la pupille froide du cryostat, ce qui autorise alors la conception de systèmes plus simples. Elle permet d'autre part d'atteindre l'encombrement minimal du système (celui fixé par le cryostat). Néanmoins, l'environnement cryogénique impose un effort supplémentaire dans la simplification et la miniaturisation des systèmes car la masse supplémentaire d'optiques et de mécaniques à refroidir doit être réduite au maximum. Cette forte contrainte m'a permis d'explorer de nouvelles approches de conception

Chapitre 5. Conclusion.

optique qui s'appuient sur le traitement d'images, les récentes innovations technologiques et le biomimétisme.

J'ai dans un premier temps adopté une approche minimaliste. Cette approche consiste à donner une fonction d'imagerie au cryostat sans intégrer le moindre élément supplémentaire. En réduisant l'ouverture de la pupille froide, un effet sténopé peut être obtenu et le cryostat devient une véritable *camera obscura* infrarouge. J'ai montré qu'il existe une zone d'imagerie privilégiée où le diamètre de la PSF est inférieur au diamètre du sténopé. Cette étude a permis de définir le diamètre optimal du sténopé pour une distance détecteur / sténopé donnée. Une lentille de compression de champ comprimant un champ de 180° en un champ de 67° a ensuite été placée astucieusement à la place du hublot du cryostat pour augmenter le champ d'observation de la *camera obscura* et réaliser ainsi un système de veille.

Afin d'améliorer la résolution angulaire du système tout en conservant la grande profondeur de champ du sténopé, j'ai été amené à étudier les propriétés fondamentales des objets continûment auto-imageants. Je me suis intéressé à deux de ces composants en particulier : l'objet J_0 et le CSIG. Ces composants ont la propriété de générer une PSF achromatique invariante suivant l'axe optique. J'ai montré que la PSF de ces composants n'est dégradée que par l'aberration d'astigmatisme et que, sous réserve d'un compromis avec la résolution angulaire, ces deux objets continûment auto-imageants ont une bonne tolérance angulaire. Ces résultats m'ont encouragé à étudier leurs propriétés d'imagerie d'abord dans le domaine du visible, puis dans le domaine du LWIR avec un microbolomètre. La FTM de ces composants est caractérisée par un plateau de hautes fréquences de faible contraste. L'image brute obtenue est alors floue et doit être restaurée par des algorithmes de rehaussement de contraste. La FTM des CSIG rajoute une difficulté supplémentaire dans la restauration de la qualité image car cette dernière est lacunaire en fréquences. J'ai donc préféré me focaliser sur l'étude de l'objet J_0 qui produit des images plus simples à traiter. Pour des raisons de faisabilité technique, j'ai utilisé une approximation binaire (en amplitude ou en phase) de ce composant appelé réseau circulaire. J'ai mis en évidence la génération d'ordres parasites par ce réseau circulaire qui tendent, par des effets de battements, à dégrader la FTM du système. Afin d'atténuer ces battements et améliorer l'efficacité de diffraction du réseau circulaire, il est préférable de le coder en phase plutôt qu'en amplitude.

L'invariance de la FTM suivant l'axe optique a été mise à profit pour réaliser un zoom extrêmement simple car obtenu par le déplacement d'un unique réseau circulaire. Ces premières briques d'étude ont été transférées dans l'infrarouge refroidi dans le but de concevoir un système simple composé d'un réseau circulaire et compatible avec une imagerie grand champ (entre 30° et 60°), dont la résolution angulaire est limitée par le pas pixel du détecteur et non par l'optique. Ce système n'est qu'une légère évolution de la *camera obscura* puisqu'il s'agit seulement de coder le front d'onde au niveau de la pupille froide de manière un peu plus complexe. Plusieurs pistes sont actuellement explorées pour intégrer des parties mobiles dans le cryostat pour concevoir un zoom à partir d'un réseau circulaire.

Les deux solutions proposées, quoique remarquables par leur simplicité, souffrent cependant d'un bilan radiométrique moins bon qu'un système constitué de lentilles. Bien que cet handicap pourrait être compensé par l'arrivée de détecteurs plus sensibles, j'ai poursuivi ma réflexion sur des solutions améliorant ce bilan radiométrique. Cette amélioration passe nécessairement par l'ouverture de la pupille froide qui perd son effet sténopé. Des optiques doivent donc être impérativement intégrées à l'intérieur du cryostat pour lui donner à nouveau une fonction d'imagerie. Cette intégration tend cependant à augmenter la masse à refroidir dans le cryostat. Heureusement, le domaine infrarouge dispose de matériaux à fort indice et peu dispersifs, si bien que j'ai pu démontrer qu'une simple architecture de type ménisque de Wollaston est suffisante pour réaliser une caméra grand champ de très bonne qualité. Cette architecture s'intègre d'ailleurs parfaitement à l'intérieur du cryostat. En effet, la pupille froide peut jouer le rôle du diaphragme du système qui doit être placé à l'avant de l'optique. Cette caméra a été appelée chambre obscure à lentille intégrée. Cette caméra possède un très bon compromis entre la qualité optique et la simplicité de l'architecture.

La chambre obscure à lentille intégrée a cependant un encombrement de l'ordre de deux fois sa longueur focale. J'ai donc cherché à miniaturiser cette architecture optique. Pour cela, j'ai exploré deux pistes pour réduire l'encombrement de ce système. La première piste a consisté à réaliser un téléobjectif, c'est-à-dire un système dont l'encombrement est inférieur à sa longueur focale. La deuxième piste s'est portée sur la diminution de la longueur focale. Des difficultés liées dans le premier cas à la faisabilité d'un téléobjectif grand champ et dans le deuxième cas à la diminution

Chapitre 5. Conclusion.

du nombre de points résolus m'ont amené à me détacher de l'architecture monovoie classique et à développer des architectures multivoies s'inspirant de la vision des insectes et s'appuyant sur les algorithmes de traitement d'images développés dans le domaine de l'imagerie combinée. Le premier système s'inspire de la vision originale du *Xenos Peckii* et est constituée d'une multitude de caméras visualisant chacune une partie de la scène. J'ai montré qu'une bonne estimation de la zone de recouvrement entre les différentes images permet de les juxtaposer et de reconstituer la scène globale sans lacunarité. Le deuxième système est constitué d'une multitude de caméras qui visualisent une même scène et s'inspire de l'œil à facettes apposées. La réduction artificielle du facteur de remplissage des pixels et la disposition astucieuse des différentes voies par rapport au maillage du détecteur permettent à chacune des voies d'échantillonner différemment la scène. Des algorithmes de superrésolution sont ensuite utilisés pour reconstituer à partir des imagettes une image de la scène de meilleure résolution. Ces deux approches ont été illustrées dans la mise en œuvre de la caméra MULTICAM qui est le premier système multivoie intégré dans un cryostat et développé par l'ONERA. Les deux architectures proposées gagnent un facteur 4 sur l'encombrement par rapport à celui de la chambre obscure à lentille intégrée. Ils ont cependant une architecture plus complexe qui est due principalement à la nécessité de limiter correctement le champ d'observation des différentes voies optiques.

La démarche développée pendant la thèse a permis de décrire les différents systèmes en partant de l'architecture la plus simple pour aller vers des architectures plus complexes. La figure 5.1 propose une autre approche pour les classifier. Ces systèmes sont ici comparés en fonction de leur encombrement, leur champ d'observation et du pas d'échantillonnage que peut accepter ces derniers (la résolution angulaire γ est déduite indirectement). Les systèmes encadrés en rouge ne sont pas adaptés à un détecteur de pas $30\mu m$ car la fréquence de coupure de l'optique est inférieure à la fréquence de Nyquist. Le bilan radiométrique de ces systèmes ne figure cependant pas sur cette figure. Afin de pouvoir comparer plus finement les performances optiques des systèmes entre eux, j'ai développé une figure de mérite reliant la résolution angulaire du système et son bilan radiométrique. Cette figure de mérite s'appuie sur la FTM du système (après l'application d'un éventuel traitement d'images) pondérée par le flux entrant dans le système et permet de sortir un rapport signal à bruit lorsque le modèle du détecteur est pris en compte.

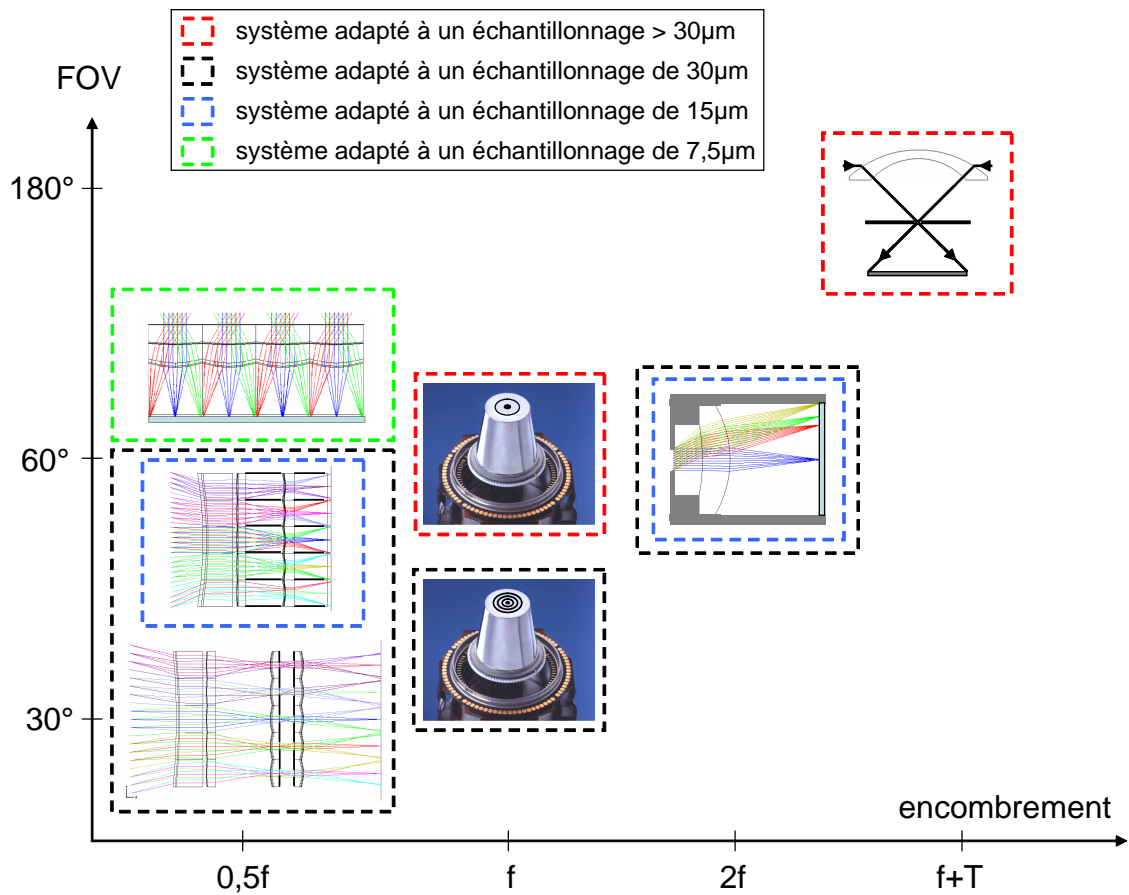


FIG. 5.1 – Exemple de classification des systèmes optiques développés pendant la thèse. Le paramètre f est la longueur focale d'une lentille parfaite équivalente adaptée à un échantillonnage de $30\ \mu\text{m}$ et le paramètre T est la distance entre la lentille de compression de champ et l'optique imageante.

Ces travaux de thèse ont aussi été l'occasion de renforcer les liens avec l'Institut d'Optique via la collaboration PRECISION ainsi qu'avec le CEA dont leur implication dans l'intégration des fonctions optiques à l'intérieur du cryostat a été déterminante. Enfin, nous pouvons nous réjouir de l'implication de plus en plus soutenue du LPN dans cette thématique, collaboration lancée par mon collègue Riad Haïdar et dont la caméra MULTICAM VITRAIL est le premier bébé de cette union !

5.2 Valorisation de la thèse.

Les différents travaux développés pendant cette thèse ont été valorisés dans différentes revues à comité de lecture :

- G. Druart, N. Guérineau, R. Haïdar, J. Primot, P. Chavel et J. Taboury, “Nonparaxial analysis of continuous self-imaging gratings in oblique illumination,” *J. Opt. Soc. Am. A* **24**, pp. 3379–3387, 2007,
- G. Druart, J. Taboury, N. Guérineau, R. Haïdar, H. Sauer, J. Primot et A. Kattnig, “Demonstration of Image-zooming capability for diffractive axicons,” *Opt. Lett.* **33**, pp. 366–368, 2008,
- G. Druart, N. Guérineau, J. Taboury, S. Rommeluère, R. Haïdar, J. Primot, M. Fendler et J.-C. Cigna, “Compact infrared pinhole fisheye for wide field applications,” *Appl. Opt.* **48**, pp. 1104–1113, 2009,
- G. Druart, N. Guérineau, R. Haïdar, S. Thétas, J. Taboury, S. Rommeluère, J. Primot, and M. Fendler, “Demonstration of an infrared microcamera inspired by *Xenos Peckii* vision,” *Appl. Opt.* **48**, pp. 3368–3374, 2009.

La chambre obscure à lentille intégrée a fait l'objet d'une demande de brevet :

- G. Druart, N. Guérineau, J. Primot et J. Taboury, “Système d'imagerie grand champ infrarouge à chambre obscure intégrant une lentille,” demande de Brevet, Ref 08.05528 déposée le 07/10/2008.

J'ai pu aussi présenter mes travaux dans trois congrès internationaux :

- 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,” in *Proc. of Unconventional imaging III*, SPIE, Vol. 6712, pp. 671208.1-671208.11, 2007,

5.3. Perspectives de la thèse.

- G. Druart, N. Guérineau, R. Haïdar, E. Lambert, M. Tauvy, S. Thétas, S. Rommeluère, J. Primot et J. Deschamps, “MULTICAM : a miniature cryogenic camera for infrared detection,” in Proc. of Micro-optics 2008, SPIE, Vol. 6992, pp. 69920G.1-69920G.10, 2008,
- G. Druart, N. Guérineau, M. Tauvy, S. Rommeluère, J. Primot, J. Deschamps, M. Fendler, J.-C. Cigna et J. Taboury, “MICROCARD : a micro-camera based on a circular diffraction grating for MWIR and LWIR imagery,” in Proc. of Optical design and engineering III, SPIE, Vol. 7100, pp. 71001N.1-71001N.8, 2008,

ainsi que dans trois congrès nationaux :

- G. Druart, N. Guérineau, S. Rommeluère, J. Primot, J. Deschamps, M. Fendler et J. Taboury, “Intégration de fonction Optroniques au voisinage d’un plan focal infrarouge,” Journée détecteur IR, Paris mars 2008.
- G. Druart, N. Guérineau, S. Rommeluère, J. Primot, J. Deschamps, M. Fendler et J. Taboury, “Systèmes optiques miniaturisés pour l’instrumentation optique,” JIONC (Journée d’Imagerie Optique Non-Conventionnelle), Paris mars 2008.
- G. Druart, N. Guérineau, J. Primot, J. Deschamps, J. Taboury et M. Fendler, “Micro-caméras infrarouges : revue et illustration des nouvelles démarches de conception,” Horizons de l’optique, minicolloque microsystemes optiques, Lille 2009 (papier invité).

J’ai enfin été le co-auteur de deux articles :

- S. Bernhardt, I. Ribet-Mohamed, R. Haïdar, S. Maine, N. Guérineau, G. Vincent, S. Derelle, G. Druart, S. Rommeluère, J. Primot et J. Deschamps, “Overview of alternative infrared detectors and focal plane arrays for LWIR applications,” EAS Publications Series **37**, pp. 365–372, 2009.
- N. Guérineau, G. Druart, S. Rommeluère, J. Primot, “Les microsystemes optiques pour l’observation : c’est maintenant !,” Photoniques **42**, pp. 54–56, 2009.

5.3 Perspectives de la thèse.

J’ai pu développer pendant ma thèse une véritable expertise sur les nouvelles architectures optiques compactes dédiées à des applications de défense. La figure de mérite présentée précédemment permet de comparer les performances de ces nouveaux systèmes entre eux. Néanmoins, ce modèle n’est pas suffisant car il ne prend pas en compte la finalité du système, son encombre-

Chapitre 5. Conclusion.

ment et sa consommation électrique. Haney *et al.* ont proposé par exemple une figure de mérite combinant FOV, IFOV, la sensibilité du système et le volume de ce dernier dans une même équation [223]. Ce critère a cependant ses limites car il met au même niveau tous ces paramètres alors que l'importance de ces derniers varie suivant l'application visée ! Je préfère donc plutôt me rapprocher du critère qualité mission développé par mon unité [224, 225]. Ce critère prend en entrée des paramètres de la scène observée qui pondèrent les performances techniques du système et permet de déterminer si ce dernier valide ou non la mission. Ainsi, nous pouvons sélectionner parmi un catalogue d'architectures optiques, celles qui sont compatibles avec la mission. A partir de cette sélection, nous pouvons choisir celle qui a l'encombrement minimal et/ou celle qui consomme le moins. Cette démarche devra être approfondie en faisant évoluer d'une part le catalogue d'architectures et d'autre part le formalisme de sélection.

Au début de la thèse, nous étions partis de l'idée que les systèmes miniaturisés seraient moins performants que leur homologue classique bien que compatibles avec les missions initialement envisagées. Nous avons eu la bonne surprise de découvrir avec la chambre obscure à lentille intégrée qu'il était possible d'égaliser, voire de dépasser, les performances des caméras classiques infrarouges en terme de résolution angulaire et de bilan radiométrique, tout en étant plus simple et plus compacte que ces dernières. Nous pouvons même rêver, en vu des performances obtenues, que le cloisonnement traditionnel entre le fabricant de détecteurs et le systémier puisse disparaître. De plus, les bons résultats obtenus pendant cette thèse ne se sont pas cantonnés aux systèmes infrarouges refroidis et se sont diffusés vers d'autres applications. Par exemple, nous participons actuellement au projet PHILEAS piloté par la société Ulis [226] qui a pour objectif de réaliser des caméras infrarouges non refroidies, bas coût et compactes pour des applications dans l'automobile et la domotique. Les contraintes de ce projet sont bien sûr différentes de celles rencontrées durant la thèse, car elles reposent non plus sur l'environnement cryogénique mais sur la nécessité de réaliser des optiques très ouvertes (le nombre d'ouverture doit être inférieur à 1,4). Ce changement de contexte sera évidemment source d'innovation !

La thèse a été l'occasion de revisiter l'histoire de la conception des caméras visibles et de l'appliquer de manière innovante aux caméras infrarouges refroidies. Je suis donc parti de l'antique *camera obscura*, pour m'attarder ensuite aux premières architectures développées pour la

photographie [227] et pour finalement frapper à la porte d'un thème de recherche très récent qui est le développement de caméras ultra compactes. En effet, l'encombrement obtenu avec les architectures multivoies encourage à poursuivre l'effort de miniaturisation et à passer d'une intégration à l'intérieur du cryostat (*dewar-level*) à une intégration directement au niveau du détecteur (*wafer-level*). Cette intégration poussée à l'extrême permettra de réaliser le système optique au même moment que le détecteur. Ces travaux seront menés durant la thèse de Florence de la Barrière (démarrage en octobre 2009) qui exploitera les briques de multi-hybridation développées par le CEA pour intégrer au plus près du détecteur des fonctions optiques.

Un autre domaine très prometteur est le développement de senseurs spécialisés pour l'extraction d'une information visuelle. Cette spécialisation peut dans certains cas autoriser une simplification extrême du système optique sans pour autant dégrader ses performances optiques. En particulier, j'ai pu manipuler durant la thèse un objet continûment auto-imageant aux propriétés optiques très intéressantes : le CSIG. Ce composant a des propriétés de zoom et de grande profondeur de champ et il peut être utilisé comme un masque codé (ce réseau génère une PSF périodique très étalée) et/ou comme un imageur comprimé (la FTM de ce composant est lacunaire en fréquence). Une étude plus approfondie sera menée durant la thèse de Martin Piponnier (démarrage en novembre 2009) pour évaluer les potentialités de ce composant en terme d'imagerie.

Chapitre 5. Conclusion.

Annexe A

Etude des battements entre les ordres généralés par un réseau circulaire.

A partir de l'équation 3.104 page 143, nous pouvons exprimer l'amplitude de l'onde ayant traversé le réseau circulaire en tenant compte de tous les ordres de diffraction :

$$U(r', \varphi', z) = c_0 + 2\pi U_0 \sqrt{i} \sqrt{\frac{\pi z}{2k}} \sum_{p=-\infty, m=2p+1}^{\infty} c_m \rho_{c,m} J_0 \left(\frac{kr' r_{c,m}}{z} \right) \exp(ikf(r_{c,m})), \quad (\text{A.1})$$

avec $r_{c,m}$ le point critique associé à l'ordre m défini à la sous section 3.3.4 page 142, c_m le coefficient de Fourier associé à l'ordre m défini page 140, U_0 défini par l'équation 3.2 page 92 et $k = 2\pi/\lambda$. Nous pouvons constater que $c_m r_{c,m}$ est une constante qui ne dépend pas de m (voir aussi la référence [197]). Lorsque $c_m \neq 0$, cette constante vaut $c_m r_{c,m} = (i/\pi)z(\lambda/d)$ pour un un réseau circulaire codé en amplitude et $c_m r_{c,m} = 2(i/\pi)z(\lambda/d)$ pour un un réseau circulaire codé en phase. De plus $f(r_{c,m})$ peut s'écrire de la manière suivante :

$$f(r_{c,m}) = -\frac{1}{2} m^2 \frac{\lambda^2}{d^2} z. \quad (\text{A.2})$$

Nous avons vu à la sous section 3.3.4 page 144 que les ordres négatifs ne contribuent pas à la formation d'une image réelle. En ne prenant que les ordres positifs, l'équation A.1 peut donc s'écrire :

$$U(r', \varphi', z) = c_0 + 2\pi U_0 \left(i\sqrt{i} \frac{a}{2\pi} \frac{z^{3/2} \lambda^{3/2}}{d} \sum_{p=0, m=2p+1}^{\infty} J_0 \left(\frac{kr' r_{c,m}}{z} \right) \exp(ikf(r_{c,m})) \right), \quad (\text{A.3})$$

avec $a = 1$ si le réseau est codé en amplitude et $a = 2$ si le réseau est codé en phase. La PSF est obtenue en prenant le module au carré de l'équation A.3. En ne tenant compte que des ordres 0,

Annexe A. Etude des battements entre les ordres générés par un réseau circulaire.

+1 et +3, la PSF peut s'écrire de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
 PSF(r', z) = & c_0^2 + \lambda z \left(\frac{a^2}{d^2} \left(J_0^2(2\pi r'/d) + J_0^2(6\pi r'/d) \right) \right. \\
 & - 2 \frac{ac_0}{d} J_0(2\pi r'/d) \frac{\cos(\pi \lambda z/d^2 - \pi/4)}{\sqrt{\lambda z}} \\
 & - 2 \frac{ac_0}{d} J_0(6\pi r'/d) \frac{\cos(9\pi \lambda z/d^2 - \pi/4)}{\sqrt{\lambda z}} \\
 & \left. + 2 \frac{a^2}{d^2} J_0(2\pi r'/d) J_0(6\pi r'/d) \cos(8\pi \lambda z/d^2) \right).
 \end{aligned} \tag{A.4}$$

Remarquons donc, que l'allure de la PSF dépend de la contribution des différents ordres mais aussi du battement entre ces ordres. La FT_{optique} est alors "polluée" par ces battements. Afin de repérer l'influence des différents battements, nous donnons une formule approchée de cette FT_{optique} en prenant la transformée de Fourier de la PSF exprimée dans l'équation A.4 :

$$\begin{aligned}
 FT_{\text{optique}} = & c_0^2 \delta(0) + \lambda z \left(\frac{a^2}{d^2} \left(\text{disque}(2/d) + \text{disque}(6/d) \right) \right. \\
 & - 2 \frac{ac_0}{d} \frac{\cos(\pi \lambda z/d^2 - \pi/4)}{\sqrt{\lambda z}} \text{cercle}(1/d) \\
 & - 2 \frac{ac_0}{d} \frac{\cos(9\pi \lambda z/d^2 - \pi/4)}{\sqrt{\lambda z}} \text{cercle}(3/d) \\
 & \left. + 2 \frac{a^2}{d^2} \cos(8\pi \lambda z/d^2) \text{anneau}(2/d \leftrightarrow 4/d) \right).
 \end{aligned} \tag{A.5}$$

Nous remarquons ainsi que les battements apparaissent dans la FT_{optique} à différentes fréquences. Le battement entre l'ordre 0 et l'ordre +1 modifie le contraste de la FT_{optique} autour de la fréquence $1/d$, tandis que le battement entre l'ordre 0 et l'ordre +3 modifie le contraste de la FT_{optique} autour de la fréquence $3/d$. Enfin, le battement entre les ordres +1 et +3 se traduit par une modification de contraste pour les fréquences comprises entre $2/d$ et $4/d$.

Les battements entre les ordres peuvent être cependant atténués à partir d'une certaine distance z de ce réseau et pour un éclairage polychromatique. Pour montrer cette décroissance, je récupère la $PSF_{\text{idéale}}$ définie par l'équation 3.106 page 143 en divisant la PSF de l'équation A.4 par λz . La $PSF_{\text{idéale}}$ est alors donnée par l'équation suivante :

$$PSF_{\text{idéale}} = \frac{a^2}{d^2} J_0^2(2\pi \rho'/d) + \frac{a^2}{d^2} J_0^2(6\pi \rho'/d)$$

$$\begin{aligned}
& -2 \frac{ac_0}{d} J_0(2\pi\rho'/d) \frac{\cos(\pi\lambda z/d^2 - \pi/4)}{\sqrt{\lambda z}} \\
& -2 \frac{ac_0}{d} J_0(6\pi\rho'/d) \frac{\cos(9\pi\lambda z/d^2 - \pi/4)}{\sqrt{\lambda z}} \\
& +2 \frac{a^2}{d^2} J_0(2\pi\rho/d) J_0(6\pi\rho/d) \cos(8\pi\lambda z/d^2).
\end{aligned}$$

(A.6)

Nous constatons dans un premier temps que pour z grand, les battements entre les ordres 0 et +1 et les ordres 0 et +3 deviennent négligeable. Cette décroissance est d'autant plus rapide que λ est grand. De plus, d'après la référence [202], sur une bande spectrale de largeur $\Delta\lambda$, le cinquième terme de l'équation A.4 devient $J_0(2\pi\rho/d)J_0(6\pi\rho/d) \cos(2\pi z/z_T) \text{sinc}(\pi z/Z)$, avec $z_T = d^2/(2\lambda)$ et $Z = d^2/(2\Delta\lambda)$. Ainsi, il existe un régime panchromatique ($z > Z$), où les battements entre les ordres +1 et +3 sont négligeables. Dans ce régime panchromatique et pour z grand, la $PSF_{\text{idéale}}$ du réseau circulaire est la somme des fonctions de Bessels d'ordre 0 produites par les différents ordres générés par ce réseau [170]. La $PSF_{\text{idéale}}$ peut être alors considérée comme la composante continûment auto-imageante du réseau circulaire.

Annexe A. Etude des battements entre les ordres générés par un réseau circulaire.

Annexe B

Détermination de l'étendue géométrique du réseau circulaire.

La méthode de la phase stationnaire décrite à la sous-section 3.3.4 page 141 aide à mieux comprendre le fonctionnement du réseau circulaire. En effet, pour un ordre de diffraction donné, seul un anneau, illustré à la figure B.1, contribue à "focaliser" l'onde lumineuse dans le plan situé à une distance z de l'axicon. Cet anneau a un rayon central $r_c = z \tan(\theta_m) \simeq z\theta_m$ (m étant

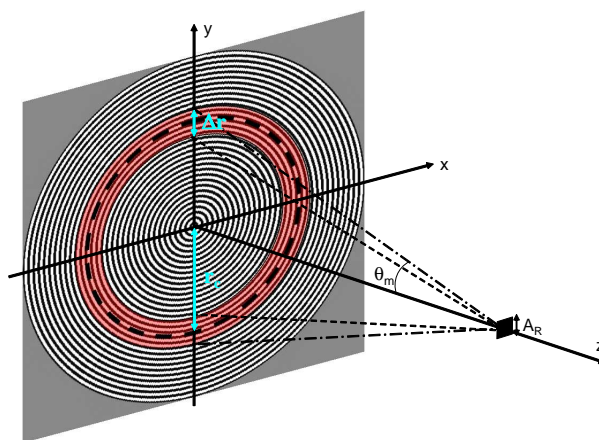


FIG. B.1 – Illustration de la zone annulaire contribuant à la concentration de l'énergie à l'intérieur du pic central de la PSF.

l'ordre de l'onde diffractée) et s'appuie sur la première zone de Fresnel dont la largeur Δr peut être calculée à partir de la relation suivante :

$$\frac{\pi}{\lambda z} \left(\frac{\Delta r}{2} \right)^2 < \frac{\pi}{2}. \quad (\text{B.1})$$

En effet, deux zones adjacentes ont une différence de phase égale à π . On obtient ainsi la largeur de l'anneau $\Delta r = \sqrt{2\lambda z}$. La focalisation de l'onde suivant une ligne focale est donc obtenue en

Annexe B. Détermination de l'étendue géométrique du réseau circulaire.

juxtaposant plusieurs de ces anneaux. Ainsi, plus le diamètre de l'axicon est grand et plus la profondeur de champ est importante.

Pour une ouverture annulaire, l'étendue géométrique est égale à

$$G = 2\pi A_R \cos(\theta_m) \sin(\theta_m) d\theta_m, \quad (\text{B.2})$$

où A_R est la surface du pixel. Cette surface A_R vérifie la relation $A_R = t_{pix}^2$. Nous avons vu à la sous section 3.3.4 page 144 que seuls les ordres positifs contribuent à la formation d'une image réelle. L'anneau de la figure B.1 représente donc la contribution pour le pic central du J_0 de l'ordre $+m$. Dans le cas du réseau circulaire, on pose $d\theta_m = \Delta r/z = \sqrt{2\lambda}/\sqrt{z}$, $\sin(\theta_m) = m\lambda/d$ et $\cos(\theta_m) = 1$ (θ_m petit). L'étendue géométrique de l'équation B.2 devient alors :

$$G = 2\sqrt{2}\pi|m| \frac{\lambda\sqrt{\lambda}}{d\sqrt{z}} t_{pix}^2. \quad (\text{B.3})$$

Cet étendue géométrique permet d'estimer l'énergie contenue dans le pic central du J_0 qui contribue à la formation de l'image. D'après l'étendue géométrique d'une lentille donné à l'équation 2.17 page 17, nous pouvons établir un nombre d'ouverture équivalent N_{eq} associé à l'ordre $+1$ du réseau circulaire :

$$N_{eq} = \sqrt{\frac{d\sqrt{z}}{8\sqrt{2}\lambda\sqrt{\lambda}}}. \quad (\text{B.4})$$

Le nombre équivalent N_{eq} du réseau circulaire sert à estimer un bilan radiométrique et non une résolution angulaire. Des mesures radiométriques devront être réalisées afin de vérifier ce modèle radiométrique.

Le bilan radiométrique doit prendre aussi en compte la transmission t_{opt} du réseau qui est déterminée par les efficacités de diffraction $\eta_{diff\ m}$ des différents ordres. Nous avons vu à la sous section 3.3.4 page 140 que l'efficacité de diffraction de l'ordre 1 est égale à 40% dans le cas d'un réseau circulaire codé en phase et égale à 10% dans le cas d'un réseau circulaire codé en amplitude. Pour nos applications, seul l'ordre 1 contribuera véritablement à la formation de l'image, si bien que nous pouvons poser $t_{opt} = \eta_{diff\ 1}$.

Bibliographie

- [1] D. J. Brady, “Micro-optics and Megapixel,” *Opt. Photon. News*, pp. 18–23, 2006.
- [2] Recueil d’articles, “Vision IR : du composant à l’image / IR vision : from chip to image,” *C. R. Physique* **4**, 2003.
- [3] N. Guérineau, R. Haïdar, S. Bernhardt, I. Ribet-Mohamed et M. Caes, “Caractérisations électro-optiques des détecteurs plans focaux IR,” *Techniques de l’ingénieur*, R 6 460, 2007.
- [4] A. Musquère, “Infrarouge, les voies de la vision nocturne,” *AIR & COSMOS*, **2146**, pp. 30–32, 2008.
- [5] T. Sprafke et J. W. Beletic, “High-Performance Infrared Focal Plane Arrays for Space Applications,” *Opt. Photon. News*, pp. 22–26, 2008.
- [6] S. Rommeluère, “Conception et réalisation d’un microspectromètre intégré au voisinage d’un plan focal infrarouge,” thèse de l’université Paris XI, spécialité Physique, soutenue le 30 mars 2007.
- [7] www.sofradir.com
- [8] “Optical system for a wide field of view staring infrared sensor having improved optical symmetry,” brevet WO 2004/097354 A1.
- [9] S. Derelle, “Eléments d’orientation des photodiodes à avalanche pour l’infrarouge : application à la filière HgCdTe,” thèse de l’université Paris XI, spécialité Physique, soutenance en 2009.
- [10] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, (McGraw-Hill, New York, 1968), pp. 101.

Bibliographie

- [11] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, (Pergamon, New York, 6th edition, 1989), pp. 203, chapter V.
- [12] M.F. Land et D.-E. Nilsson, “Animal Eyes,” Oxford Animal Biology Series, Oxford University Press, Oxford, 2002.
- [13] M. D. Robinson et D. G. Stork, “Joint digital-optical design of superresolution multiframe imaging systems,” *Appl. Opt.* **47**, pp. B11–B20, 2008.
- [14] A. W. Lohmann, “Scaling laws for lens systems,” *Appl. Opt.* **28**, pp. 4996–4998, 1989.
- [15] R. Völkel, “Natural optical design for microcameras,” in *Laser und Optoelektronik* **30**, pp. 47–55, 1998.
- [16] R. Völkel, M. Eisner et K. J. Weible, “Miniaturized imaging systems,” *Microelec. Eng.* **67–68**, pp. 461–472, 2003.
- [17] Y. Li et E. Wolf, “Focal shifts in diffracted converging spherical waves,” *Opt. Comm.* **39**, pp. 211–215, 1981.
- [18] S. Wang, E. Bernabeu et J. Alda, “Unified and generalized Fresnel numbers,” *Optical and Quantum Electronics* **24**, pp. 1351–1358, 1992.
- [19] P. Ruffieux, T. Scharf, H. P. Herzig, R. Völkel et K. J. Weible, “On the chromatic aberration of microlenses,” *Opt. Expr.* **14**, pp. 4687–4694, 2006.
- [20] J. Duparré et R. Völkel, “Novel Optics/Micro-Optics for Miniature Imaging Systems,” in *Proc. of Photonics in Multimedia*, SPIE, Vol. 6196, 619607, 2006.
- [21] E. Friedman et J. L. Miller, “Photonics Rules of Thumb,” SPIE Press, McGraw-Hill, 2nd édition, 2003.
- [22] E. Warrant et D.-E. Nilsson, “Invertebrate Vision,” Cambridge University Press, 2006.
- [23] R. Athale, D. M. Healy, D. J. Brady et M. A. Neifeld, “Reinventing THE CAMERA,” *OPN*, pp. 32–37, 2008.
- [24] L. P. Lee et R. Szema, “Inspirations from Biological Optics for Advanced Photonic Systems,” *SCIENCE* **310**, pp. 1148–1150, 2005.

- [25] NATO STANAG 3769, “Minimum Resolved Object Sizes and Scales for Imagery Interpretation,” 1998.
- [26] L. A. Maver, C. D. Erdman, K. Riehl, “National Imagery Interpretability Rating Scale (NIIRS),” Imagery Resolution Assessments and Reporting (IRARS) Committee, <http://www.fas.org/irp/imint/niirs.htm>.
- [27] M. F. Land, “Structure of the retinae of the principle eyes of the jumping spiders (salticidae : dendryphantinae) in relation to visual optics,” *J. Exp. Biol.* **51**, pp. 443–470, 1969.
- [28] D. P. Harland et R. R. Jackson, “Eight-legged cats and how they see - a review of recent research on jumping spiders (Aranea : Salticidea),” *Proc. of the sixth International Colloquium of the African Arachnological Society*, pp 231–240, 2000.
- [29] J. S. Sanders et C. E. Halford, “Design and analysis of apposition compound eye optical sensors,” *Opt. Eng.* **34**, pp. 222–235, 1995.
- [30] 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.* **01**, pp. 1806–1813, 2001.
- [31] J. W. Duparré et F. C. Wippermann, “Micro-optical artificial compound eyes,” *Bioinsp. Biomim.* **1**, pp. R1–R16, 2006.
- [32] E. K. Buschbeck, B. Ehmer, R. R. Hoy, “The unusual visual system of the Strepsiptera : external eye and neuropils,” *J. Comp. Physiol. A*, **189**, pp. 617–630, 2003.
- [33] E. K. Buschbeck, B. Ehmer, R. R. Hoy, “Chunk versus point sampling : visual imaging in a small insect,” *Science*, **286**, pp. 1178–1180, 1999.
- [34] T. W. Cronin et J. Marshall, “Parallel Processing and Image Analysis in the Eyes of Mantis Shrimps,” *Biol. Bull.*, **200**, pp. 177–183, 2001.
- [35] E. Warrant, “Vision in the dimmest habitats on Earth,” *J. Comp. Physiol A*, **190**, pp. 765–789 2004.

- [36] C.-T. Tisse, H. Durrant-Whyte, “Hemispherical eye sensor in micro aerial vehicles using advanced pinhole imaging system,” IEEE Proceedings of Conference on Intelligent Robots and Systems, Edmonton, Canada, 2005.
- [37] F. Ruffier et N. Franceschini, “Optic flow regulation : the key to aircraft automatic guidance,” Robotics and Autonomous Systems **50**, pp. 177–194, 2005.
- [38] N. Franceschini, F. Ruffier et J. Serres, “A Bio-Inspired Flying Robot Sheds Light on Insect Piloting Abilities,” Current Biology **17**, pp. 329–335, 2007.
- [39] B. Wilburn, N. Joshi, V. Vaish, E.-V. Talvala, E. Antunez, A. Barth, A. Adams, M. Horowitz and M. Levoy, “High Performance Imaging Using Large Camera Arrays,” ACM Transactions on Graphics **24**, pp. 222–235, 2005.
- [40] S. Ogata, J. Ishida et T. Sasano, “Optical sensor array in an artificial compound eye,” Opt. Eng. **33**, pp. 3649–3655, 1994.
- [41] K. Hamanaka et H. Koshi, “An artificial Compound Eye Using a Microlens array and Its Application to Scale-Invariant Processing,” Opt. Rev. **3**, pp. 264–268, 1996.
- [42] K.-H. Jeong, J. Kim et L. P. Lee, “Biologically Inspired Artificial compound Eyes,” Science, **312**, pp. 557–561, 2006.
- [43] J. Kim, K.-H. Jeong et L. P. Lee, “Artificial ommatidia by self-aligned microlenses and waveguides,” Opt. Lett. **30**, pp. 5–7, 2005.
- [44] J. Duparré, P. Dannberg, P. Shreiber, A. Bräuer et A. Tünnermann, “Artificial apposition compound eye fabricated by micro-optics technology,” Appl. Opt. **43**, pp. 4303–4310, 2004.
- [45] J. Duparré, P. Dannberg, P. Schreiber, A. Bräuer et A. Tünnermann, “Thin compound-eye camera,” Appl. Opt. **44**, pp. 2949–2956, 2005.
- [46] J. Duparré, P. Schreiber, A. Matthes, E. Pshenay-Severin, A. Bräuer, A. Tünnermann, R. Völkel, M. Eisner et T. Sharf “Microoptical telescope compound eye,” Opt. Exp. **13**, pp. 889–901, 2005.
- [47] C. Hembd-Sölnner, R. F. Stevens and M. C. Hutley, “Imaging properties of the Gabor superlens,” J. Opt. A : Pure Appl. Opt. **1**, pp. 94–102, 1999.

- [48] V. Gubsky, M. Gertsenshteyn and T. Jansson, “Lobster-eye infrared focusing optics,” in Proc. of Infrared Detectors and Focal Plane Arrays VIII, SPIE, Vol. 6295, 62950F, 2006.
- [49] J. Duparré, F. Wippermann, P. Dannberg et A. Reimann, “Chirped arrays of refractive ellipsoidal microlenses for aberration correction under oblique incidence,” Opt. Exp. **13**, pp. 10539–10550, 2005.
- [50] J. Duparré, F. Wippermann, P. Dannberg et A. Bräuer, “Artificial compound eye zoom camera,” Bioinsp. Biomim. **3**, pp. R1–R6, 2008.
- [51] L. C. Laycock and V. A. Handerek, “Multi-aperture imaging device for airborne platforms,” in Proc. of Electro-Optical and Infrared Systems : Technology and applications IV, SPIE, Vol. 6737, 673709, 2007.
- [52] A. Brückner, J. Duparré, A. Bräuer et A. Tünnermann, “Artificial compound eye applying hyperacuity,” Opt. Exp. **14**, pp. 12076–12084, 2006.
- [53] A. Brückner, J. Duparré, P. Dannberg, A. Bräuer et A. Tünnermann, “Artificial neural superposition eye,” Opt. Exp. **43**, pp. 11922–11933, 2007.
- [54] D. Radtke, J. Duparré, U. D. Zeitner et A. Tünnermann, “Laser lithographie fabrication and characterization of a spherical artificial compound eye,” Opt. Exp. **15**, pp. 3067–3077, 2007.
- [55] A. Brückner, J. Duparré, A. Bräuer, and A. Tünnermann, “Analytic modeling of the angular sensitivity function and modulation transfer function of ultrathin multichannel systems,” Opt. Lett. **32**, pp. 1758–1760, 2007.
- [56] R. Shogenji, Y. Kitamura, K. Yamada, S. Miyatake et J. Tanida, “Multispectral imaging using compound optics,” Opt. Exp. **12**, pp. 1643–1655, 2004.
- [57] S. A. Mathews, “Design and fabrication of a low-cost, multispectral imaging system,” Appl. Opt. **47**, pp. F71–F76, 2008.
- [58] K. Lewis, “Challenges in the Evolution of Advanced Imaging Systems,” in Proc. of Adaptive Coded Aperture Imaging and Non-Imaging Sensors, SPIE, Vol. 6714, 671402, 2007.

Bibliographie

- [59] F. Aubépart, “De la mouche aux puces !,” congrès " SYSTÈMES OPTRONIQUES INTEGRES POUR L'OBSERVATION " (SOOS), 12 mai 2009.
- [60] T. Bernard, “Systèmes de visions à base de rétines programmables : Caladiom et son futur dans l’infrarouge,” congrès " SYSTÈMES OPTRONIQUES INTEGRES POUR L'OBSERVATION " (SOOS), 12 mai 2009.
- [61] J. N. Mait, R. Athale et J. van der Gracht, “Evolutionary paths in imaging and recent trends,” *Opt. Exp.* **11**, pp. 2093–2101, 2003.
- [62] D. J. Brady, A. Dogariu, M. A. Fiddy et A. Mahalanobis, “Computational optical sensing and imaging : introduction to the feature issue,” *Appl. Opt.* **47**, pp. COSI1–COSI2, 2008.
- [63] D. J. Brady et N. Hagen, “Multiscale lens design,” *Opt. Exp.* **17**, pp. 10659–10674, 2009.
- [64] O. Hagolle, J.-M. Martinuzzi, C. Latry, “How to double the Spatial Resolution of a Push-Broom Instrument,” *Geoscience and Remote Sensing Symposium, IGARSS '94, Surface and Atmospheric Remote Sensing : Technologies, Data Analysis and Interpretation*, **3**, pp. 1553–1555, 1994.
- [65] A. Papoulis, “Generalized sampling expansion,” *IEEE Trans. Circuits Syst.* **24**, pp. 652–654, 1977.
- [66] M. Shankar, R. Willett, N. P. Pitsianis, R. Te Kolste, C. Chen, R. Gibbons et D. J. Brady, “Ultra-thin Multiple-channel LWIR Imaging Systems,” in *Proc. of Infrared and Photoelectronic Imagers and Detector Devices, SPIE, Vol. 6294, 629411*, 2006.
- [67] M. Shankar, R. Willett, N. Pitsianis, T. Schulz, R. Gibbons, R. T. Kolste, J. Carriere, C. Chen, D. Prather et D. Brady, “Thin infrared imaging systems through multichannel sampling,” *Appl. Opt.* **47**, pp. B1–B10, 2008.
- [68] Y. Kitamura, R. Shogenji, K. Yamada, S. Miyatake, M. Miyamoto, T. Morimoto, Y. Masaki, N. Kondou, D. Miyazaki, J. Tanida et Y. Ichioka, “Reconstruction of a high-resolution image on a compound-eye image-capturing system,” *Appl. Opt.* **43**, pp. 1719–1727, 2004.

- [69] K. Nitta, R. Shogenji, S. Miyatake et J. Tanida, "Image reconstruction for thin observation module by bound optics by using the iterative backprojection method," *Appl. Opt.* **45**, pp. 2893–2900, 2006.
- [70] K. Choi et T. J. Schulz, "Signal-processing approaches for image-resolution restoration for TOMBO imagery," *Appl. Opt.* **47**, pp. B104–B116, 2008.
- [71] A. V. Kanaev, J. R. Ackerman, E. F. Fleet et D. A. Scribner, "TOMBO sensor with scene-independent superresolution processing," *Opt. Lett.* **32**, pp. 2855–2857, 2007.
- [72] A. V. Kanaev, D. A. Scribner, J. R. Ackerman et E. F. Fleet, "Analysis and application of multiframe superresolution processing for conventional imaging systems and lenslet arrays," *Appl. Opt.* **46**, pp. 4320–4328, 2007.
- [73] J. Guo, R. Adato et D. J. Brady, "Single-shot subpixel response measurement with an aperture array pixel mask," *Opt. Lett.* **31**, pp. 3441–3443, 2006.
- [74] P. M. Shankar, W. C. Hasenplaugh, R. L. Morrison, R. A. Stack et M. A. Neifeld, "Multiaperture imaging," *Appl. Opt.* **45**, pp. 2871–2883, 2006.
- [75] A. D. Portnoy, N. P. Pitsianis, X. Sun et D. J. Brady, "Multichannel sampling schemes for optical imaging systems," *Appl. Opt.* **47**, pp. B76–B85, 2008.
- [76] J. Tanida, R. Shogenji, Y. Kitamura, K. Yamada, M. Miyamoto et S. Miyatake, "Color imaging with an integrated compound imaging system," *Opt. Exp.* **11**, pp. 2109–2117, 2003.
- [77] J. Lim, J. Kang et H. Ok, "Robust Local Restoration of Space-Variant Blur Image," in *Proc. of Digital Photography IV*, SPIE, Vol. 6817, 68170S, 2008.
- [78] F. Guichard, H. P. Nguyen, R. Tessières, M. Pyanet, I. Tarchouna et F. Cao, "Extended depth-of-field using sharpness transport across color channels," in *Proc. of Mobile Imaging*, SPIE, Vol. 7250, 72500N, 2009.
- [79] H.-P. Nguyen, "Pourquoi le numérique révolutionne l'appareil photo?," congrès "SYSTÈMES OPTRONIQUES INTEGRES POUR L'OBSERVATION" (SOOS), 12 mai 2009.

Bibliographie

- [80] R. Horisaki, S. Irie, Y. Ogura et J. Tanida, “Three-Dimensional Information Acquisition Using a Compound Imaging System,” *Opt. Rev.* **14**, pp. 347–350, 2007.
- [81] R. Ng, M. Levoy, M. Brédif, G. Duval, M. Horowitz, P. Hanrahan, “Light Field Photography with a Hand-held Plenoptic Camera,” Stanford Tech Report, CTSR 2005-02, pp. 1–11, 2005.
- [82] M. Levoy, “Light Fields and Computational Imaging,” IEEE Computer Society, pp. 46–55, Août 2006.
- [83] www.cnam.fr/reliefBonnet/
- [84] www.alioscopy.eu
- [85] W. T. Cathey et E. R. Dowski, “New paradigm for imaging systems,” *Appl. Opt.* **41**, pp. 6080–6092, 2002.
- [86] E. R. Dowski, Jr., W. Thomas Cathey et S. C. Bradburn, “Aberration Invariant Optical/Digital Incoherent Systems,” *Opt. Rev.* **3**, pp. 429–432, 1996.
- [87] H. B. Wach, E. R. Dowski, Jr. et W. T. Cathey, “Control of chromatic focal shift through wave-front coding,” *Appl. Opt.* **37**, pp. 5359–5367, 1998.
- [88] K. Kubala, E. Dowski et W. T. Cathey, “Reducing complexity in computational imaging systems,” *Opt. Exp.* **11**, pp. 2102–2108, 2003.
- [89] W. T. Welford, “Use of annular apertures to increase focal depth,” *J. Opt. Soc. Am.* **50**, pp. 749–753, 1960.
- [90] S. Mezouari et A. R. Harvey, “Phase pupil functions for reduction of defocus and spherical aberrations,” *Opt. Lett.* **28**, pp. 771–773, 2003.
- [91] S. Mezouari, G. Muyo et A. R. Harvey, “Amplitude and phase filters for mitigation of defocus and third-order aberrations,” in *Proc. of Optical Design and Engineering*, SPIE, Vol. 5249, pp. 238–248, 2004.
- [92] S. Mezouari, G. Muyo et A. R. Harvey, “Circularly symmetric phase filters for control of primary third-order aberrations : coma and astigmatism,” *J. Opt. Soc. Am. A* **23**, pp. 1058–1062, 2006.

- [93] Y. Takahashi et S. Komatsu, “Optimized free-form phase mask for extension of depth of field in wavefront-coded imaging,” *Opt. Lett.* **33**, pp. 1515–1517, 2008.
- [94] E. R. Dowski, Jr. et W. T. Cathey, “Extended depth of field through wave-front coding,” *Appl. Opt.* **34**, pp. 1859–1866, 1995.
- [95] S. Bradburn, W. T. Cathey et E. R. Dowski, Jr., “Realization of focus invariance in optical-digital systems with wave-front coding,” *Appl. Opt.* **36**, pp. 9157–9166, 1997.
- [96] Z. Zalevsky et S. Ben-Yaish, “Extended depth of focus imaging with birefringent plate,” *Opt. Exp.* **15**, pp. 7202–7210, 2007.
- [97] S.-H. Lee, N.-C. Park et Y.-P. Park, “Breaking diffraction limit of a small f-number compact camera using wavefront coding,” *Opt. Exp.* **16**, pp. 13569–13578, 2008.
- [98] P. Mouroulis, “Depth of field extension with spherical optics,” *Opt. Exp.* **16**, pp. 12995–13004, 2008.
- [99] E. Dowski et K. Kubala, “Reducing size, weight, and cost in a LWIR imaging system with Wavefront Coding,” in *Proc. of Infrared Imaging Systems : Design, Analysis, Modelling, and Testing XV*, SPIE, Vol. 5407, pp. 66–73, 2004.
- [100] E. J. Candes, J. K. Romberg et T. Tao, “Stable signal recovery from incomplete and inaccurate measurements,” *Comm. Pure Appl. Math.* **59**, pp 1207-1223, 2006.
- [101] D. L. Donoho, “Compressed sensing,” *IEEE Trans. Inf. Theory* **52**, pp 1289-1306, 2006.
- [102] P. G. Tuthill, J. D. Monnier, W. C. Danchi, E. H. Wishnow et C. A. Haniff, “Michelson interferometry with the keck I telescope,” *The publication of the Astronomical Society of the Pacific* **112**, pp. 555–565, 2000.
- [103] A. Stern, “Compressed imaging system with linear sensors,” *Opt. Lett.* **32**, pp. 3077–3079, 2007.
- [104] E. J. Candes, J. K. Romberg et T. Tao, “Robust uncertainly principles : exact signal reconstruction from highly incomplete frequency information,” *IEEE Trans. Inf. Theory* **52**, pp 489-509, 2006.

Bibliographie

- [105] Z. Jaroszewicz, A. Burvall et A. T. Friberg, “AXICON-the most important optical element,” *Opt. Photon. News* **16**, pp. 34–39, 2005.
- [106] S. R. Wilk, “Ancient Optics : Producing Magnification without Lenses,” *Opt. Photon. News*, pp. 12–13, Avril 2006.
- [107] S. R. Wilk, “The Eye in the Spiral : Animals with Pinhole Visual Systems,” *Opt. Photon. News*, pp. 12–14, Juin 2008.
- [108] L. Kipp, M. Skibowski, R. L. Johnson, R. Berndt, R. Adelung, S. Harm et R. Seemann, “Sharper images by focusing soft X-rays with photon sieves,” *NATURE* **414**, pp 184–188, 2001.
- [109] G. Andersen et D. Tullson, “Broadband antihole photon sieve telescope,” *Appl. Opt.* **46**, pp. 3706–3708, 2007.
- [110] R. H. Dicke, “Scatter-hole cameras for X-rays and gamma rays,” *Astrophys. J.* **153**, pp. L101, 1968.
- [111] 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**, pp. 1260–1262, 1977.
- [112] C. Slinger, M. Eismann, N. Gordon, K. Lewis, G. McDonald, M. McNie, D. Payne, K. Ridley, M. Strens, G. De Villiers, et R. Wilson, “An investigation of the potential for the use of a high resolution adaptative coded aperture system in the mid-wave infrared,” in *Proc. of Adaptative Coded Aperture Imaging and Non-Imaging Sensors*, SPIE, Vol. 6714, 671408, 2007.
- [113] E. E. Fenimore et T. M. Cannon, “Coded aperture imaging with uniformly redundant arrays,” *Appl. Opt.* **17**, pp. 337–347, 1978.
- [114] A. Wouters, K. M. Simon et J. G. Hirschberg, “Direct Method of Decoding Multiple Images,” *Appl. Opt.* **12**, pp. 1871–1873, 1973.
- [115] E. E. Fenimore et T. M. Cannon, “Uniformly redundant arrays : digital reconstruction methods,” *Appl. Opt.* **20**, pp. 1858–1864, 1981.
- [116] S. R. Gottesman, “Coded apertures : past, present, and future application and de-

- sign,” in Proc. of Adaptive Coded Aperture Imaging and Non-Imaging Sensors, SPIE, Vol. 6714, 671405, 2007.
- [117] S. R. Gottesman et E. E. Fenimore, “New family of binary arrays for coded aperture imaging,” *Appl. Opt.* **28**, pp. 4344–4352, 1989.
- [118] A. Busboom, H. D. Schotten et H. Elders-Boll, “Coded aperture imaging with multiple measurements,” *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, pp. 1058–1065, 1997.
- [119] G. K. Skinner, “Coded Mask Imagers when to use them - and when not,” *New Astronomy Reviews* **48**, pp. 205–208, 2004.
- [120] E. E. Fenimore, “Coded aperture imaging : predicted performance of uniformly redundant arrays,” *Appl. Opt.* **17**, pp. 3562–3570, 1978.
- [121] L. Denis, C. Fournier, T. Fournel, C. Ducottet et D. Jeulin, “Direct extraction of the mean particle size from a digital hologram,” *Appl. Opt.* **45**, pp. 944–952, 2006.
- [122] F. Soulez, L. Denis, C. Fournier, E. Thiébaud, C. Goepfert, “Inverse-problem approach for particle digital holography : accurate location based on local optimization,” *J. Opt. Soc. Am. A* **24**, pp. 1164–1171, 2007.
- [123] A. Ashok et A. Neifeld, “Pseudorandom phase masks for superresolution imaging from subpixel shifting,” *Appl. Opt.* **46**, pp. 2256–2268, 2007.
- [124] F. Soulez, L. Denis, E. Thiébaud, C. Fournier et C. Goepfert, “Inverse problem approach in particle digital holography : out-of-field particle detection made is possible,” *J. Opt. Soc. Am. A* **24**, pp. 3708–3716, 2007.
- [125] J. Gire, L. Denis, C. Fournier, E. Thiébaud, F. Soulez et C. Ducottet, “Digital holography of particles : benefits of the "inverse problem" approach,” *Meas. Sci. Technol.* **19**, pp. 074005, 2008.
- [126] C.-L. Tisse, H. Durrant-Whyte et R. A. Hicks, “An optical navigation sensor for micro aerial vehicles,” *Computer Vision and Image Understanding* **105**, pp. 21–29, 2007.
- [127] C.-L. Tisse, “Low-cost miniature wide-angle imaging for self-motion estimation,” *Opt. Exp.* **13**, pp. 6061–6072, 2005.

Bibliographie

- [128] www.canon.fr/For_Home/Product_Finder/Cameras/EF_Lenses/Image_Stabilization_Lenses/EF_70-300mm_f_f4.5-5.6_DO_IS_USM/
- [129] H. Ren, S. Xu, Y.-J. Lin et S.-T. Wu, “Adaptive-Focus LENSES,” *Opt. Photon. News*, pp. 43–47, Octobre 2008.
- [130] A. Werber et H. Zappe, “Tunable microfluidic microlenses,” *Appl. Opt.* **44**, pp. 3238–3245, 2005.
- [131] G. Beadie, M. L. Sandrock, M. J. Wiggins, R. S. Lepkowicz, J. S. Shirk, M. Ponting, Y. Yang, T. Kazmierczak, A. Hiltner et E. Baer, “Tunable polymer lens,” *Opt. Exp.* **16**, pp. 11847–11857, 2008.
- [132] F. S. Tsai, S. H. Cho, Y.-H. Lo, B. Vasko et J. Vasko, “Miniaturized universal imaging device using fluidic lens,” *Opt. Lett.* **33**, pp. 291–293, 2008.
- [133] D.-Y. Zhang, N. Justis, Y.-H. Lo, “Fluidic adaptive zoom lens with high zoom ratio and widely tunable field of view,” *Opt. Comm.* **29**, pp. 175–182, 2005.
- [134] J. Heikenfeld, N. Smith, M. Dhindsa, K. Zhou, M. Kilaru, L. Hou, J. Zhang, E. Kreit et B. Raj, “Recent Progress in Arrayed Electrowetting Optics,” *Opt. Photon. News*, pp. 21–26, Janvier 2009.
- [135] E. J. Tremblay, R. A. Stack, R. L. Morrison et J. E. Ford, “Ultrathin cameras using annular folded optics,” *Appl. Opt.* **46**, pp. 463–471, 2007.
- [136] E. J. Tremblay, R. A. Stack, R. L. Morrison, J. H. Karp et J. E. Ford, “Ultrathin four-reflection imager,” *Appl. Opt.* **48**, pp. 343–354, 2009.
- [137] E. J. Tremblay, J. Rutkowski, I. Tamayo, P. E. X. Silveira, R. A. Stack, R. L. Morrison, M. A. Neifeld, Y. Fainman et J. E. Ford, “Relaxing the alignment and fabrication tolerances of thin annular folded imaging systems using wavefront coding,” *Appl. Opt.* **46**, pp. 6751–6758, 2007.
- [138] C. Gimkiewicz, C. Urban, E. Innerhofer, P. Ferrat, S. Neukom, G. Vanstraelen et P. Seitz, “Ultra-Miniature Catadioptrical System for an Omnidirectional Camera,” in *Proc. of Micro-Optics 2008*, SPIE, Vol. 6992, 69920F, 2008.
- [139] V. N. Martynov, T. I. Jakushenkova et M. V. Urusova, “New constructions of

- panoramic annular lenses : design principle and output characteristics analysis,” in Proc. of Optical Design and Engineering III, SPIE, Vol. 7100, 71000O, 2008.
- [140] P. Ferrat, C. Gimkiewicz, S. Neukom, Y. Zha, A. Brenzikofer et T. Baechler, “Ultra-Miniature omni-directional camera for an autonomous flying-robot,” in Proc. of Optical and Digital Image Processing, SPIE, Vol. 7000, 70000M, 2008.
- [141] G. Vincent, “Réseaux métalliques sub-longueur d’onde, applications à l’optique infrarouge,” thèse de l’université Paris XI, spécialité Physique, soutenue le 24 octobre 2008.
- [142] P. Lalanne, S. Astilean, P. Chavel, E. Cambril et H. Launois, “Design and fabrication of blazed binary diffractive elements with sampling periods smaller than the structural cutoff,” *J. Opt. Soc. Am. A* **16**, pp. 1143–1156, 1999.
- [143] P. Lalanne, S. Astilean, P. Chavel, E. Cambril et H. Launois, “Blazed binary subwavelength gratings with efficiencies larger than those of conventional échelette gratings,” *Opt. Lett.* **23**, pp. 1081–1083, 1998.
- [144] M.-S. L. Lee, P. Lalanne, J.-C. Rodier et E. Cambril, “Wide-field-angle behavior of blazed-binary gratings in the resonance domain,” *Opt. Lett.* **25**, pp. 1690–1692, 2000.
- [145] C. Sauvan, P. Lalanne et M.-S. L. Lee, “Broadband blazing with artificial dielectrics,” *Opt. Lett.* **29**, pp. 1593–1595, 2004.
- [146] M. S. L. Lee, P. Lalanne, J. C. Chavel, E. Cambril et Y. Chen, “Imaging with blazed-binary diffractive elements,” *J. Opt. A : Pure Appl. Opt.* **4**, pp. S119–S124, 2002.
- [147] H. C. Ko, M. P. Stoykovich, J. Song, V. Malyarchuk, W. M. Choi, C.-J. Yu, J. B. Geddes III, J. Xiao, S. Wang, Y. Huang et J. A. Rogers, “A hemispherical electronic eye camera based on compressible silicon optoelectronics,” *NATURE* **454**, pp. 748–753, 2008.
- [148] S.-B. Rim, P. B. Catrysse, R. Dinyari, K. Huang et P. Peumans, “The optical advantages of curved focal plane arrays,” *Opt. Exp.* **16**, pp. 4965–4971, 2008.

Bibliographie

- [149] E. E. Fenimore, "Coded aperture imaging : the modulation transfer function for uniformly redundant arrays," *Appl. Opt.* **19**, pp. 2465–2471, 1980.
- [150] E. W. H. Selwyn, "The Pin-Hole Camera," *Photogr. J.* **90B**, pp. 47–52, 1949.
- [151] K. Sayanagui, "Pinhole imagery," *J. Opt. Soc. Am.* **57**, pp. 1091–1099, 1967.
- [152] R. E. Swing and D. P. Rooney, "General transfer function for the pinhole camera," *J. Opt. Soc. Am.* **58**, pp. 629–635, 1968.
- [153] H. B. Edwards and W. P. Chu, "Graphic design of pinhole cameras," *Appl. Opt.* **18**, pp. 262–263, 1979.
- [154] K. D. Mielenz, "On the diffraction limit for lensless imaging," *J. Nat. Inst. Stand. Tech.* **104**, 1999.
- [155] M. Young, "Pinhole optics," *Appl. Opt.* **10**, pp. 2763–2767, 1971.
- [156] P. A. Newmann and V. E. Rible, "Pinhole array camera for integrated circuits," *Appl. Opt.* **5**, pp. 1225–1228, 1966.
- [157] J. W. Goodman, *Introduction to Fourier Optics*, (McGraw-Hill, New York, 1968), pp. 30.
- [158] M. Born, E. Wolf, *Principles of Optics*, (Pergamon, New York, 6th edition, 1989), pp. 468, chapter IX.
- [159] R. W. Wood, *Physical Optics* (Dover, New York, 1967), pp. 66–69.
- [160] J. M. Franke, "Field-widened pinhole camera," *Appl. Opt.* **18**, pp. 2913–2914, 1979.
- [161] T. Hsu, "Reflective wide-angle pinhole camera," *Appl. Opt.* **21**, pp. 2303–2304, 1982.
- [162] A. Crastes, "Composant de detection de rayonnements electromagnetiques," brevet FR2875299A1B1 (2006).
- [163] J. J. Kumler and M. L. Bauer, "Fish-eye lens designs and their relative performance," in *Proc. of Current Developments in Lens Design and Optical Systems Engineering*, SPIE, Vol. 4093, 360, 2000.

- [164] H. M. Spencer, J. M. Rodgers and J. M. Hoffman, "Optical design of a panoramic, wide spectral band, infrared fisheye lens," in Proc. of International Optical Design Conference 2006, SPIE, Vol. 6342, 63421P, 2007.
- [165] S. Rommeluère, R. Haïdar, N. Guérineau, J. Deschamps, E. de Borniol, A. Million, J.-P. Chamonal and G. Destefanis, "Single-scan extraction of two-dimensional parameters of infrared focal plane arrays utilizing a Fourier-transform spectrometer," *Appl. Opt.* **46**, pp. 1379-1384, 2007.
- [166] W. D. Montgomery, "Self-Imaging Objects of Infinite Aperture," *J. Opt. Soc. Am.* **57**, pp. 772–778, 1967.
- [167] J. Durnin, "Exact solutions for nondiffracting beams. I. The scalar theory," *J. Opt. Soc. Am. A* **4**, pp. 651–654, 1987.
- [168] J. H. McLoed, "The axicon : a new type of optical element," *J. Opt. Soc. Am.* **14**, pp. 592–597, 1954.
- [169] L. M. Soroko, "Axicons and meso-optical imaging devises", *Progress in optics*, E.Wolf, ed. (USSR, Moscow, 1989), Vol. 27, pp. 111–127.
- [170] J. Dyson, "Circular and spiral diffraction gratings," *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences* **248**, pp. 93–106, 1958.
- [171] J. Sochacki, A. Kolodziejczyk, Z. Jaroszewicz, and S. Bara, "Nonparaxial design of generalized axicons," *Appl. Opt.* **31**, pp. 5326–5330, 1992.
- [172] A. T. Friberg, "Stationary-phase analysis of generalized axicons," *J. Opt. Soc. Am. A* **13**, pp. 743–750, 1996.
- [173] Z. Jaroszewicz and J. Morales, "Lens axicons : systems composed of a diverging aberrated lens and a perfect converging lens," *J. Opt. Soc. Am. A* **15**, pp. 2383–2390, 1998.
- [174] C. J. Zapata-Rodríguez and A. Sánchez-Losa, "Three-dimensional field distribution in the focal region of low-Fresnel-number axicons," *J. Opt. Soc. Am. A* **23**, pp. 3016–3026, 2006.

- [175] Z. Bin and L. Zhu, “Diffraction property of an axicon in oblique illumination,” *Appl. Opt.* **37**, No.13, pp. 2563–2568, 1998.
- [176] T. Tanaka and S. Yamamoto, “Comparison of aberration between axicon and lens,” *Opt. Commun.* **184**, pp. 113–118, 2000.
- [177] A. Thaning, Z. Jaroszewicz and A. T. Friberg, “Diffractive axicons in oblique illumination : analysis and experiments and comparaisn with elliptical axicons,” *Appl. Opt.* **42**, pp. 9–17, 2003.
- [178] A. Burvall, K. Kolacz, A. V. Goncharov, Z. Jaroszewicz and C. Dainty, “Lens axicons in oblique illumination,” *Appl. Opt.* **46**, pp. 312–318, 2007.
- [179] T. Grosjean, F. Baida and D. Courjon, “Conical optics : the solution to confine light,” *Appl. Opt.* **46**, pp. 1994–2000, 2007.
- [180] X. Zhang, B. Zhao and Z. Li, “Measurement method of spatial straightness error using nondiffracting beam and moiré-fringe technology,” *Pure Appl. opt.* **6**, pp. 121–126, 2004.
- [181] J. Arlt, T. Hitomi and K. Dholakia, “Atom guiding along Laguerre–Gaussian and Bessel light beams,” *Appl. Phys B* **71**, pp. 549–554, 2000.
- [182] Y. F. Xiao, H. H. Chu, H. E. Tsai, C. H. Lee, J. Y. Lin, J. Wang and S. Y. Chen, “Efficient generation of extended plasma waveguides with the axicon ignitor-heater scheme,” *Phys. Plasmas* **11**, L21–L23, 2004.
- [183] R. Grunwald, S. Huferath, M. Bock, U. Neumann and S. Langer, “Angular tolerance of Shack-Hartmann wavefront sensors with microaxicons,” *Opt. Lett.* **32**, pp. 1533–1535, 2007.
- [184] J. Ares, R. Flores, S. Bara and Z. Jaroszewicz, “Presbyopia compensation with a Quartic Axicon,” *Optom Vis Sci.* **82**, pp. 1071–1078, 2005.
- [185] R. Arimoto, C. Saloma, T. Tanaka, and S. Kawata, “Imaging properties of axicon in a scanning optical system,” *Appl. Opt.* **31**, pp. 6653–6657, 1992.
- [186] Z. Ding, H. Ren, Y. Zhao, J. S. Nelson and Z. Chen, “High-resolution optical coherence tomography over a large depth range with an axicon lens,” *Opt. Lett.* **27**, pp. 243–245, 2002.

- [187] G. Haüsler and W. Heckel, "Light sectioning with a large depth and high resolution," *Appl. Opt.* **27**, pp. 5165–5169, 1988.
- [188] N. Guérineau and J. Primot, "Nondiffracting array generation using an N-wave interferometer," *J. Opt. Soc. Am.* **16**, No.2, pp. 293–298, 1999.
- [189] N. Guérineau, "Application du phénomène d'auto-imagerie a la caractérisation des matrices de détecteurs infrarouge," rapport de thèse, 1999.
- [190] N. Guérineau, B. Harchaoui, J. Primot and K. Heggarty, "Generation of achromatic and propagation-invariant spot arrays by use of continuously self-imaging gratings," *Opt. Lett.* **26**, No.7, pp. 411–413, 2001.
- [191] J. Primot, N. Guérineau, "Extended Hartmann test based on the pseudoguiding property of a Hartmann mask completed by a phase chessboard," *Appl. Opt.* **39**, No.31, pp. 5715–5720, 2000.
- [192] N. Guérineau, S. Rommeluere, E. Di Mambro, I. Ribet and J. Primot, "New techniques of characterization," *C.R. Phys.* **4**, pp. 1175–1185, 2003.
- [193] R. F. Edgar, "The Fresnel diffraction images of periodic structures," *Opt. Acta* **16**, pp. 281–287, 1969.
- [194] E. di Mambro, R. Haïdar, N. Guérineau and J. Primot, "Sharpness limitations in the projection of thin lines by use of the Talbot experiment," *J. Opt. Soc. Am. A* **21**, pp. 2276–2282, 2004.
- [195] I. Amidror, "Fourier spectrum of radially periodic images," *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, pp. 816–826, 1997.
- [196] L. Niggl, T. Lanzl, et M. Maier, "Properties of Bessel beams generated by periodic gratings of circular symmetry," *J. Opt. Soc. Am. A* **14**, pp. 27–33, 1997.
- [197] J. A. Davis, E. Carcole, et D. M. Cottrell, "Intensity and phase measurements of nondiffracting beams generated with a magneto-optic spatial light modulator," *Appl. Opt.* **35**, pp. 593–598, 1996.
- [198] A. Vasara, J. Turunen et A. T. Friberg, "Realization of general nondiffracting beams with computer-generated holograms," *J. Opt. Soc. Am. A* **6**, pp. 1748–1754, 1989.

Bibliographie

- [199] M. V. Pérez, C. Gómez-reino et J. M. Cuadrado, “Diffraction patterns and zone plates produced by thin linear axicons,” *Opt. Acta* **33**, pp. 1161–1176, 1986.
- [200] M. Born et E. Wolf, *Principles of Optics*, 5th ed. (Pergamon, Oxford, 1975), Appendix III, pp 753.
- [201] A. Papoulis, *Systems and transforms with applications in Optics* (McGraw-Hill, New York, 1968), Sec. 7.3, Eq. (3-8).
- [202] N. Guérineau, B. Harchaoui et J. Primot, “Talbot experiment re-examined : demonstration of an achromatic and continuous self-imaging regime,” *Opt. Com.* **180**, 2000.
- [203] J. J. Lunazzi et D. S. F. Magalhães, “Photographing by means of a diffractive axicon,” arXiv :physics/0701234, 2006.
- [204] Z. Jiang, Q. Lu et Z. Liu, “Propagation of apertured Bessel beams,” *Appl. Opt.* **34**, pp. 7183–7185, 1995.
- [205] W. Chi et N. George, “Electronic imaging using a logarithmic asphere,” *Opt. Lett.* **26**, No.12, pp. 875–877, 2001.
- [206] B. Shao, S. C. Esener, J. M. Nascimento, E. L. Botvinick, and M. W. Berns, “Dynamically adjustable annular laser trapping based on axicons,” *Appl. Opt.* **45**, pp. 6421–6428, 2006.
- [207] A. Mann, “Infrared optical optics and zoom lenses,” SPIE Press, seconde édition, 2009.
- [208] G. Mikuła, A. Kolodziejczyk, M. Makowski, C. Prokopowicz et M. Sypek, “Diffractive elements for imaging with extended depth of focus,” *Opt. Eng.* **44**, 058001-1–058001-7, 2005.
- [209] G. Mikuła, Z. Jaroszewicz, A. Kolodziejczyk, K. Petelczyc et M. Sypek, “Imaging with extended focal depth by means of lenses with radial and angular modulation,” *Opt. Exp.* **15**, pp. 9184–9193, 2007.
- [210] N. Davidson, A. A. Friesem et E. Hasman, “Holographic axilens : high resolution and long focal depth,” *Opt. Lett.* **16**, pp. 523–525, 1991.

- [211] J. Lin, J. Liu, J. Ye et S. Liu, “Design of microlenses with long focal depth based on the general focal length function,” *J. Opt. Soc. Am. A* **24**, pp. 1747–1751, 2007.
- [212] M. J. Kidger, “Fundamental Optical Design,” SPIE Press.
- [213] P. Mouroulis, “Rear landscape on steroids,” in *Proc. of Current Developments in Lens design and Optical Engineering VIII*, SPIE, Vol. 6667, 666706-1, 2007.
- [214] C. H. Yeong, “Telecentric compact lens unit,” Korean Patent, 100300572 B1.
- [215] www.dxo.com/fr/photo/dxo_optics_pro/optics_geometry_corrections_distortion.
- [216] Aide IDL, “Overview of Warping Images”.
- [217] P. Ruffieux, T. Scharf, I. Philipoussis, H. P. Herzig, R. Voelkel et K. J. Weible, “Two step process for the fabrication of diffraction limited concave microlens arrays,” *Opt. Exp.* **16**, pp. 19541–19549, 2008.
- [218] www.suss-microoptics.com
- [219] N. Guérineau, J. Primot, M. Tauvy, and M. Caës, “Modulation Transfer Function Measurement of an Infrared Focal Plane Array by Use of the Self-Imaging Property of a Canted Periodic Target,” *Appl. Opt.* **38**, pp. 631–637, 1999.
- [220] Ph. Refregier, “Modulation Transfer Function Measurement of an Infrared Focal Plane Array by Use of the Self-Imaging Property of a Canted Periodic Target,” *Opt. Lett.* **16**, pp. 829–831, 1991.
- [221] www.winlight-system.com
- [222] C. B. Chen, “Beam steering and pointing with counter-rotating Grisms,” in *Proc. of Adaptive Coded Aperture Imaging and Non-imaging Sensors*, SPIE, Vol. 6714, 671409, 2007.
- [223] M. W. Haney, “Performance scaling in flat imagers,” *Appl. Opt.* **45**, pp. 2901–2910, 2006.
- [224] A. P. Kattnig, O. Ferhani et J. Primot, “Mission-driven evaluation of imaging system quality,” *J. Opt. Soc. Am. A* **18**, pp. 3007–3017, 2001.

Bibliographie

- [225] P. Kattnig et J. Primot, “Calibration and validation by professional observers of the Mission-Quality criterion for imaging systems design,” *Opt. Exp.* **16**, pp. 4824–4837, 2008.
- [226] www.ulis-ir.com
- [227] R. Kingslake, “The Development of the Photographic Objective,” *J. Opt. Soc. Am.* **24**, pp. 73–84, 1934.

Résumé

L'intégration de systèmes optiques au plus près des détecteurs est un domaine en pleine expansion dans le monde scientifique et industriel. La diminution de l'encombrement et des coûts de ces systèmes contribuerait en effet à une meilleure diffusion de ces derniers dans des applications très diverses.

L'objectif de la thèse est d'explorer de nouvelles briques de conception pour les systèmes infrarouges refroidis. J'ai montré qu'une première étape de miniaturisation peut être apportée en intégrant les systèmes optiques directement à l'intérieur du cryostat (intégration *dewar-level*). Les contraintes cryogéniques imposent cependant une simplification et une miniaturisation plus poussée de manière à réduire au maximum la charge supplémentaire à refroidir.

Je me suis orienté, dans un premier temps, vers une approche minimaliste qui a consisté à rendre imageant le cryostat sans intégrer la moindre optique supplémentaire. J'ai ainsi réalisé une *camera obscura* infrarouge en donnant un effet sténopé au diaphragme froid. Ce concept a été amélioré en codant sur ce diaphragme un réseau circulaire qui associe la propriété de grande profondeur de champ du sténopé avec une bonne résolution angulaire.

Les deux solutions proposées, bien que remarquables par leur simplicité, souffrent néanmoins d'un faible bilan radiométrique. Celui-ci peut être amélioré en intégrant une architecture de type ménisque de Wollaston, qui a fait l'objet d'une demande de brevet. J'ai alors montré qu'une seule optique refroidie permet d'atteindre simplement une très bonne qualité optique.

Enfin, une réflexion a été menée pour miniaturiser cette architecture. Elle s'appuie sur des systèmes multivoies s'inspirant de l'œil à facettes apposées des invertébrés et de la vision du *Xenos Peckii*. Cette réflexion permettra de franchir une étape d'intégration supplémentaire en proposant d'aménager directement au niveau du détecteur (intégration *wafer-level*) des architectures optiques.

Mots-clés: Systèmes infrarouges, miniaturisation, sténopé, objets continûment auto-imageants, systèmes multivoies.

Abstract

Huge efforts are made in the research and industrial areas to design miniature and cheap optical systems. Indeed these new breakthroughs will contribute to spread these systems in new outlets.

The aim of this thesis is to investigate new kinds of cooled infrared optical devices. I have shown that a first step in the miniaturization process can be done by integrating the optics inside the dewar, which is called dewar-level integration. However, cryogenic constraints require a more extensive miniaturization and simplification in order to be able to cool down the additional mass.

At first, I have carried out a minimalist strategy, which aims to give an imagery property to the dewar without integrating a single optic. In this way, I have designed an infrared *camera obscura* by replacing the cooled diaphragm with a pinhole. This approach has been improved by coding a circular grating on this diaphragm, so that the angular resolution is improved while keeping the huge focal depth of the pinhole.

Despite their outstanding simplicity, both devices suffer from a low throughput. This can be improved by integrating a Wollaston meniscus lens inside the cold chamber (patent pending). I have thus shown that a single cooled lens can lead to a well corrected optical system.

Finally, different ways to miniaturize this optical system have been investigated. They are based on multichannel architectures inspired by the apposition compound eye of invertebrates and by the vision of *Xenos Peckii*. This study will lead to a further step of integration called wafer-level integration since the optical system could be integrated directly on the focal plane array.

Keywords: Infrared systems, miniaturization, pinhole, self imaging objects, compound eye.

