



HAL
open science

Conception conjointe de l'optique et du traitement pour l'optimisation des systèmes d'imagerie

Marie-Anne Burcklen

► **To cite this version:**

Marie-Anne Burcklen. Conception conjointe de l'optique et du traitement pour l'optimisation des systèmes d'imagerie. Optique [physics.optics]. Université Paris Saclay (COmUE), 2018. Français. NNT : 2018SACLO001 . tel-02918118

HAL Id: tel-02918118

<https://pastel.hal.science/tel-02918118v1>

Submitted on 20 Aug 2020

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

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

NNT : 2018SACLO001

THESE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITE PARIS-SACLAY

préparée à

L'INSTITUT D'OPTIQUE GRADUATE SCHOOL

ÉCOLE DOCTORALE N°575

Physique et Ingénierie : électrons, photons, sciences du vivant (EOBE)

Spécialité de doctorat : Physique

par

Marie-Anne BURCKLEN

Conception conjointe de l'optique et du traitement pour
l'optimisation des systèmes d'imagerie

Thèse présentée et soutenue à Palaiseau, le 8 février 2018

Composition du jury :

M. Thomas RODET	Président	École Normale Supérieure Paris-Saclay
M. Olivier HAEBERLÉ	Rapporteur	Institut de Recherche en Informatique, Mathématiques, Automatique et Signal
M. Éric THIÉBAUT	Rapporteur	Centre de Recherche Astrophysique de Lyon
Mme Corinne FOURNIER	Examinatrice	Télécom Saint-Etienne
M. François GOUDAIL	Directeur de thèse	Institut d'Optique Graduate School
M. Frédéric DIAZ	Encadrant	Thales LAS France
M. Hervé SAUER	Invité - Encadrant	Institut d'Optique Graduate School
M. Gérard BERGINC	Invité	Thales LAS France



*« Whether I'm right or whether I'm wrong
Whether I find a place in this world or I never belong
I gotta be me, I gotta be me
What else can I be but what I am*

*I want to live, not merely survive
And I won't give up this dream of life that keeps me alive
I gotta be me, I gotta be me
This dream that I see makes me what I am*

*That far-away prize, a world of success
Is waiting for me if I heed the call
I won't settle down, won't settle for less
As long as I have a chance that I can have it all*

*I'll go it alone, that's how it must be
I 'm not right for somebody else if I'm not right for me
I gotta be free, I've gotta be free
Daring to try, to do it or die
I've gotta be me »*

— version interprétée par Ella Fitzgerald, *Newport Jazz Festival*
(1973).

What is the source of the superiority of the joint design method over traditional sequential methods? It is an engineering truism that, just as the optimal transportation route from New York to Boston is not the concatenation of the optimal route from New York to Chicago to the optimal route from Chicago to Boston, so too the optimal information path from the external visual world to final displayed digital image need not be the optimal path from world to projected optical image and the optimal from this optical image to displayed digital image.

— David G. Stork et M. Dirk Robinson (2008)

Remerciements

Les travaux de cette thèse ont été réalisés dans le cadre d'une convention CIFRE entre le Laboratoire Charles Fabry de l'Institut d'Optique, Thales Angénieux (maintenant Thales LAS France) et Thales Research & Technology. La convention a été suivie par un financement du Laboratoire Charles Fabry (LCF). Je remercie chaleureusement M. Patrick Georges, directeur du LCF, de m'avoir accueillie à temps plein dans ses locaux.

Je remercie Messieurs Olivier Haeberlé et Éric Thiébaud d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, Madame Corinne Fournier d'avoir participé au jury en tant qu'examinatrice, Monsieur Thomas Rodet de m'avoir fait l'honneur de le présider, et Monsieur Gérard Berginc d'avoir eu la gentillesse d'y participer.

La thèse est un chapitre que l'on traverse chacun à sa manière. Mon chemin a été long, sinueux, mais constitue pour moi un formidable accélérateur de vie. J'ai marché aux côtés de différentes personnes, vu différents caractères et différentes histoires, et ai beaucoup appris tant professionnellement qu'humainement. Le franchissement des épreuves difficiles mais salvatrices n'en a été que plus aisé grâce à la bienveillance et au soutien de nombreuses personnes que je souhaiterais remercier ici.

Je remercie tout d'abord mon directeur de thèse, M. François Goudail, de m'avoir acceptée en tant que doctorante sur ce sujet et d'avoir dirigé ces travaux avec force enthousiasme et rigueur. François, je te remercie infiniment pour ton aide et tes conseils scientifiques, ta grande disponibilité, ton honnêteté, ton courage et ton soutien toujours égal qui m'a été précieux tout au long de la thèse. En m'accueillant à temps plein dans ton équipe, tu m'as permis de travailler sereinement, dans la confiance et le goût de la recherche académique. Pour tout cela, et pour tout le reste, je te suis profondément reconnaissante.

Je remercie très chaleureusement M. Hervé Sauer, encadrant de ma thèse, pour sa forte contribution scientifique à ce travail, notamment pour l'optimisation conjointe sous Code V. Merci Hervé d'avoir pris le temps de partager une partie de ton savoir, de m'avoir enseigné les bases de la conception optique et de m'avoir aidée sur bien des points. Merci également pour ta disponibilité, ton extrême gentillesse, ta générosité, ta patience et le temps passé sur nos discussions scientifiques ou plus personnelles.

Merci à Frédéric Diaz, mon « grand frère ». J'ai eu l'honneur de prendre la suite de ta thèse largement plébiscitée, et le privilège de pouvoir travailler à tes côtés à Thales Angénieux. Merci pour ton aide, ton écoute, tes conseils, le temps que tu as passé à m'enseigner la conception optique façon Angénieux, ta patience et tes encouragements. Merci également pour ces moments passés à Saint-Héand, qui ont été de véritables bols d'air, de lumière et de joie, à optimiser conjointement ou pas, à monter une expérience et à se perdre dans les tréfonds de Thales Angénieux à la recherche d'un corps noir.

J'adresse avec émotion mes remerciements à M. Joël Rollin, encadrant industriel de cette thèse, anciennement directeur scientifique de Thales Angénieux. Merci Joël de m'avoir donnée

l'opportunité de travailler sur ce sujet à Angénieux, pour tes idées, tes conseils, ta gentillesse, ta disponibilité et ton écoute, ainsi que pour les différents cas d'application de la conception conjointe que tu as proposés. Tu es parti bien tôt, emporté par ta maladie. Ce fut un privilège de travailler à tes côtés.

Je remercie chaleureusement toute l'équipe SPIM du LCF pour leur accueil, leur soutien, leurs paroles amicales et nos échanges scientifiques, Caroline, Matthieu, Henri-François, Nicolas, Sergio, Martin, Gaetano, Rémy, Lijo, Rafael, Stéphane, Léonard et Jan.

Je remercie également avec chaleur l'équipe du bureau d'études optiques de Thales Angénieux pour leur accueil amical et joyeux à chacune de mes visites à Saint-Héand, et pour cette ambiance sereine et propice au travail. En particulier, merci à Damien Bigou d'avoir conçu la combinaison conventionnelle à très forte ouverture et merci à Catherine pour nos discussions au cours de la thèse.

Je remercie l'équipe du Laboratoire LCDT de Thales Research & Technology de leur accueil et de m'avoir donné l'opportunité de travailler sur la manipulation expérimentale. Je remercie tout particulièrement Laure pour nos discussions sur la caméra et sur nos enfants respectifs, et également Nicolas, Anne-Charlotte, Alpha, Quentin, Giuseppe, Michelle et Romain.

Je remercie Mme Simone Cottin qui a contribué à éclairer mes heures sombres par l'apprentissage de l'écoute et de la confiance en soi. Merci également à Hélène Lam pour son écoute, sa générosité et nos discussions amicales. Merci Arnaud de m'avoir ouvert la voie de la thèse.

Je souhaite enfin remercier ma grande famille Burcklen-Vallet-Nguyen pour leur amour et leurs encouragements, ainsi que mes amis, Armande, Ludo, Claire et Maël. Et tout particulièrement, merci à mon fils, Mathis qui m'a accompagnée dans toutes mes conférences, de petit haricot à petit bébé. Merci à ma sœur qui est source d'inspiration pour moi. Nous publierons ensemble un jour ! Merci à toi, Joël, pilier de ma vie, pour ta présence et ton amour, tes prédispositions en Adobe Illustrator, ton sens de l'humour inégalé et nos discussions de SupOpticiens autour de la co-conception. Enfin, merci Izi, ronronnant sur mes brouillons et occupant le peu d'espace qu'il y avait entre mon visage et l'écran de mon ordinateur, merci de me rappeler chaque jour que rien n'est grave, que la vie continue et que le bonheur se trouve là, à portée de main, à portée de patte.

Table des matières

Introduction générale	1
1 De la conception optique conventionnelle à la conception conjointe	5
1.1 Conception optique conventionnelle	5
1.1.1 Caractéristiques géométriques d'un système optique	6
1.1.2 Aberrations	6
1.1.3 Optimisation d'un système optique	10
1.1.4 Tolérancement	14
1.1.5 Deux exemples de combinaisons optiques	14
1.1.6 Conclusion et limite de la conception optique conventionnelle	15
1.2 Conception conjointe de l'optique et du traitement d'images	16
1.2.1 Principe	17
1.2.2 Intérêts et enjeux de la conception conjointe	17
1.3 Conclusion	20
2 Principe général de l'optimisation conjointe	21
2.1 Modélisation de la chaîne d'imagerie	21
2.2 Traitement par déconvolution linéaire	22
2.3 Critère d'optimisation conjointe	23
2.4 Augmentation de profondeur de champ d'un système optique parfait	24
2.4.1 Définition de la profondeur de champ d'un système optique avec détecteur	24
2.4.2 Mise en place de l'optimisation conjointe pour l'augmentation de profondeur de champ	26
2.4.3 Optimisation du masque de phase binaire annulaire	29
2.5 Conclusion	32
3 Optimisation conjointe appliquée au codage de pupille et démonstration expérimentale	35
3.1 Optimisation conjointe d'un masque de phase dans un système réel pour l'augmentation de la profondeur de champ	35
3.1.1 Combinaison optique de la caméra conventionnelle	35
3.1.2 Optimisation du masque binaire	37
3.1.3 Masque pyramidal comme alternative au masque binaire	49
3.1.4 Conclusion	51
3.2 Robustesse du système hybride	51
3.2.1 Tolérancement de la combinaison optique avec le masque de phase	51
3.2.2 Robustesse dans le champ	52
3.2.3 Robustesse à la bande spectrale	52
3.2.4 Robustesse au réglage de mise au point de la caméra	56

3.2.5	Conclusion	57
3.3	Réalisation expérimentale	59
3.3.1	Fabrication et caractérisation du masque de phase	59
3.3.2	Implémentation du traitement numérique en temps réel	60
3.3.3	Chaîne d'imagerie complète	62
3.4	Caractérisation expérimentale	62
3.4.1	Méthode de mesure de la Fonction de Transfert de Modulation	63
3.4.2	Mesure de la FTM	64
3.4.3	Illustration sur des images réelles	64
3.5	Conclusion	66
4	Optimisation conjointe d'une combinaison optique complète	69
4.1	Critère approché de conception conjointe	70
4.1.1	Comment implémenter la conception conjointe dans un logiciel de calcul optique ?	70
4.1.2	Caractéristiques d'une optique optimisée de manière conjointe	73
4.1.3	Critère approché de conception conjointe	77
4.2	Validation du critère approché pour l'optimisation d'un masque de phase destiné à augmenter la profondeur de champ	79
4.2.1	Optimisation d'un masque polynomial	79
4.2.2	Optimisation d'un masque binaire	88
4.2.3	Conclusion	89
4.3	Application à l'allègement d'une combinaison à très forte ouverture	92
4.3.1	Définition du problème	92
4.3.2	Optimisation conventionnelle	92
4.3.3	Optimisation conjointe de la combinaison avec le critère approché	97
4.3.4	Conclusion	103
4.4	Conclusion	103
5	Conception conjointe d'objectifs infrarouges athermalisés	105
5.1	Effet de la température sur une combinaison optique	105
5.1.1	Modification des caractéristiques des matériaux	106
5.1.2	Modification des caractéristiques des lentilles	106
5.1.3	Effet de la température sur la monture mécanique	110
5.2	Méthodes d'athermalisation	111
5.2.1	Athermalisation mécanique	111
5.2.2	Athermalisation optique passive	112
5.2.3	Athermalisation par codage de pupille	113
5.2.4	Conclusion et démarche adoptée	114
5.3	Simplification d'un objectif infrarouge LWIR athermalisé à courte focale	114
5.3.1	Spécification du système à courte focale	114
5.3.2	Effet de la température sur une combinaison tout germanium	115
5.3.3	Solution athermalisée de manière conventionnelle	117
5.3.4	Optimisation conjointe avec surface binaire	123
5.3.5	Optimisation conjointe sans surface binaire	127
5.3.6	Conclusion	128
5.4	Simplification d'un objectif infrarouge LWIR athermalisé à longue focale	131
5.4.1	Spécifications	131
5.4.2	Évaluation des seuils thermiques et chromatiques acceptables	132

5.4.3	Mise en place en lentille mince	134
5.4.4	Déroulement de l'optimisation conjointe	136
5.4.5	Combinaisons optiques obtenues par conception conjointe : S1 et S2 .	137
5.4.6	Performances de S1 et S2	139
5.4.7	Optimisation conventionnelle	144
5.4.8	Conclusion	145
5.5	Conclusion	147
Conclusion générale et perspectives		149
A Polynômes de Zernike		153
B Expression de quelques surfaces optiques		155
B.1	Surface sphérique	155
B.2	Surface conique	155
B.3	Surface asphérique	155
B.3.1	Surface asphérique polynomiale	155
B.3.2	Variation des coefficients asphériques en fonction de la température .	156
C Dispersion chromatique de matériaux infrarouges		157
D Influence de la température sur un masque de phase binaire		159
Liste des publications et communications		161
Bibliographie		163

Introduction générale

Un système d'imagerie capte et transmet les informations lumineuses d'une scène afin de l'imager sur une surface photosensible comme, par exemple, la rétine de l'œil, une pellicule photographique ou une matrice de photodétecteurs. La transmission de l'image jusqu'au détecteur s'effectue le plus souvent par un ensemble d'éléments optiques, allant de simples trous à un agencement astucieux de miroirs, de lentilles ou de composants complexes. Sa fonction principale est de reproduire le plus fidèlement possible l'image de la scène qui est ensuite traitée et utilisée par des tiers, comme par des traitements chimiques pour être conservée, ou par le cerveau ou un ordinateur pour être analysée, appréciée, transformée et améliorée.

Le premier système d'imagerie le plus naturel est sans nul doute l'œil. En particulier, l'œil humain est un système simple composé d'une optique visible grand champ à focale variable qui fournit une image de résolution élevée au centre, qui est la vision fovéale, et une qualité image plus faible dans un champ plus large correspondant à la vision périphérique utile à la détection de mouvement. Malgré ses caractéristiques physiques et mécaniques remarquables, il n'est rien sans le cerveau. Ce dernier reçoit les informations visuelles via le nerf optique, les traite, les corrige et reconstruit en temps réel la scène observée [Unité Fonctionnelle Vision et Cognition 2017]. Il re-dirige ensuite les mouvements et déformations de l'œil en fonction des résultats de son analyse. L'œil et le cerveau forment de manière indissociable un système d'imagerie remplissant pleinement la fonction de vision de l'être humain. Il faut noter que la reconstruction de l'image de la scène et l'analyse de ses informations sont subjectives ; elles dépendent essentiellement de la qualité de l'œil et de la manière individuelle de traiter l'information développée pendant notre éducation et orientée par notre environnement.

Les Hommes ont dès l'Antiquité cherché à reproduire ce qu'ils voyaient et à le rendre rémanent, avec le dessin, la peinture, puis la photographie. En parallèle, ils ont mis au point des systèmes de corrections de la vision comme les premières paires de lunettes en 1270 [Mait 2006]. La maîtrise des procédés de fabrication du verre a ensuite permis de réaliser des systèmes permettant de voir ce qui est inaccessible à l'œil nu, comme le premier microscope à deux lentilles en 1590 et les télescopes de Galilée et de Liphersley au début du 17ème siècle. Grâce aux avancées théoriques en optique et à une compréhension plus fine des propriétés optiques des matériaux, des combinaisons plus ambitieuses et mieux corrigées ont été conçues et réalisées, permettant ainsi de capturer les rayonnements visibles, infrarouges, ultraviolets, etc. et de faire ressortir des propriétés invisibles comme la polarisation. Enfin, l'image de la scène a pu être conservée grâce aux progrès en chimie puis en électronique, et elle peut maintenant être traitée numériquement, soit sur un ordinateur, soit directement sur le système via une carte électronique embarquée.

La capacité et la puissance de calcul disponibles actuellement permettent d'implémenter des traitements de l'image jusque là inenvisageables. Certains algorithmes d'optimisation s'inspirent notamment du fonctionnement neuronal du cerveau humain. Le tournant récent dans la conception des systèmes d'imagerie est l'imagerie computationnelle, *computational imaging* en anglais, qui repose sur l'utilisation conjointe des capacités optiques, du capteur,

et des traitements numériques. L'approche globale du système et le fonctionnement conjoint des différents sous-systèmes permettent d'aboutir à de nouvelles fonctionnalités d'imagerie telles que l'augmentation ou diminution de la profondeur de champ d'un système, les caméras plénoptiques, les caméras arrays, les systèmes d'imagerie 3D, etc. On en vient même à créer des systèmes qui imitent la vision fovéale et périphérique de l'œil [Gould *et al.* 2007].

Il existe néanmoins une vaste demande pour des systèmes d'imagerie classiques dont le but est de produire des images d'une qualité adaptée à l'usage auquel on les destine. Les enjeux sont alors de gérer des caractéristiques parfois extrêmes, comme une très forte ouverture ou une grande profondeur de champ, d'améliorer la robustesse par rapport à certaines contraintes environnementales telles que les variations de température, et d'optimiser le compromis entre la qualité d'image et le coût, l'encombrement et le poids.

Pour ce type de systèmes, la démarche de conception optique conventionnelle consiste à optimiser la qualité de l'image formée sur le détecteur puis à corriger les défauts résiduels, tels que les distorsions géométriques, photométrique et colorimétriques, ou encore le flou, par un traitement numérique. Il est cependant évident que pour améliorer leurs performances, il y aurait intérêt à concevoir la combinaison optique et le traitement de manière simultanée, le critère d'optimisation n'étant plus la qualité de l'image fournie par l'optique mais la qualité de l'image après traitement numérique. On appelle cette nouvelle démarche la *conception conjointe*.

Or la conception « classique » d'une combinaison optique repose sur des méthodes et des outils établis, pratiqués et transmis depuis des décennies. Cette discipline est à la fois une technique et un art, qui demandent de longues d'années d'apprentissage et d'exercice avant d'être maîtrisés. Aujourd'hui, l'optimisation d'une combinaison optique est menée en utilisant un logiciel de conception optique, tel Zemax ou Code V. Ils permettent au concepteur opticien de bénéficier de la puissance des algorithmes d'optimisation qu'ils mettent en œuvre, tout en faisant appel à son expérience et ses connaissances acquises au fur et à mesure de sa pratique de la conception de combinaisons optiques. C'est un processus complexe où le concepteur opticien lance des optimisations numériques, puis en fonction des résultats, modifie le critère et/ou les contraintes selon son expérience et son intuition afin de converger vers la solution finale. C'est en cela que l'optimisation optique se rapproche d'un art. Cela signifie également que les concepteurs opticiens sont habitués et attachés aux caractéristiques et spécificités de l'outil logiciel qui leur permet de pratiquer cet art.

L'objectif de cette thèse est d'introduire la conception conjointe dans le domaine de la conception optique classique. En d'autres termes, il s'agit d'imaginer, concevoir et valider des méthodes non-conventionnelles pour la conception d'optiques « conventionnelles ». Mais nous voulons faire cela en continuant d'utiliser autant que possible les capacités des logiciels professionnels de conception optique, en particulier la puissance de leurs algorithmes d'optimisation sous contrainte. Il est également souhaitable de respecter au maximum l'environnement de travail familier au concepteur afin qu'il puisse continuer à utiliser au mieux toute l'expérience acquise au cours de sa pratique. Notre but est de démontrer la faisabilité et l'efficacité de cette approche, en illustrant sa valeur ajoutée à travers des exemples de conception de combinaisons optiques de complexités croissantes.

Dans le premier chapitre de ce manuscrit, je rappelle les principes de la conception optique conventionnelle et les principales méthodes développées par les concepteurs opticiens pour mettre au point une formule optique. J'introduis ensuite la notion de conception conjointe et les principaux travaux qui ont été développés jusqu'à maintenant dans ce domaine.

Le principe général de la conception conjointe, le formalisme et les critères d'optimisation adoptés dans cette thèse sont présentés dans le chapitre 2. La démarche de conception conjointe utilisant ces outils est illustrée sur un exemple d'application : l'extension de la pro-

fondeur de champ d'une optique idéale en utilisant un masque de phase et un traitement de déconvolution.

Dans le chapitre 3, je développe cet exemple en considérant que le masque de phase est maintenant inséré dans la pupille d'une optique réelle composée de plusieurs lentilles. Seuls les paramètres du masque et la position du détecteur sont optimisés conjointement par un logiciel de calcul numérique. Le logiciel de conception optique Code V est utilisé pour la simulation de la réponse optique à chaque étape de la boucle d'optimisation ; sa capacité à optimiser le système n'est pas exploitée. Le système optimisé de cette manière a été réalisé, et j'évalue de manière précise l'augmentation réelle de profondeur de champ obtenue grâce à des mesures expérimentales rigoureuses.

Dans le chapitre 4, j'aborde le domaine de la conception conjointe d'une combinaison optique à l'aide du logiciel de conception Code V. Ce logiciel présente l'intérêt de pouvoir tenir compte de la variation de tous les paramètres optiques et des contraintes spécifiques à leur optimisation. Cependant, comme le critère de conception conjointe utilisé dans les chapitres précédents ne peut pas être implémenté directement dans ce logiciel, je définis un nouveau critère d'optimisation conjointe simplifié pouvant être utilisé directement dans Code V. L'efficacité de ce critère et de son intégration dans Code V sont validées en reprenant l'exemple de l'augmentation de profondeur de champ, et en optimisant, en plus du masque, certains paramètres de la combinaison optique. Cette démarche de co-conception est ensuite appliquée à l'amélioration de l'uniformité de la qualité d'image dans le champ d'une combinaison optique à très forte ouverture.

Dans tous ces exemples, les combinaisons optiques ont une structure fixée, les paramètres étant seulement ajustés par optimisation conjointe. Dans le chapitre 5, j'aborde la conception conjointe d'une combinaison optique à partir de zéro. Je montre que le critère de co-conception défini au chapitre précédent, allié à l'expérience et l'intuition d'un concepteur opticien, permet de concevoir des objectifs infrarouges dont les performances sont indépendantes de la température (athermalisation) et dont les formules optiques sont plus simples et plus légères que les formules conventionnelles.

Chapitre 1

De la conception optique conventionnelle à la conception conjointe

La conception optique est un travail d'ingénierie complexe qui consiste à mettre au point une formule optique comprenant des éléments optiques tels que des miroirs, des lentilles ou des composants plus spéciaux, afin d'atteindre des performances d'imagerie satisfaisantes. Il est également important que les performances nominales soient conservées une fois les éléments optiques fabriqués et agencés. Avec l'avènement de nouvelles technologies permettant la modélisation et la fabrication de composants optiques complexes et l'interaction grandissante entre l'optique, le détecteur et le traitement numérique des images, une nouvelle approche de conception basée sur l'optimisation conjointe de l'optique et du traitement d'images a vu le jour et suscite un intérêt croissant. Dans ce chapitre, nous présentons les principaux aspects de la conception optique conventionnelle puis introduisons le principe et l'intérêt de la conception conjointe de l'optique et du traitement d'image.

1.1 Conception optique conventionnelle

La conception optique se divise en trois étapes : la définition de la structure du système optique, son optimisation et le tolérancement de la combinaison obtenue. La conception conventionnelle repose sur l'optimisation du système optique de façon à ce qu'il donne la meilleure image possible sur le détecteur au regard de l'application considérée. L'optimisation est menée par un concepteur opticien qui exploite les grandes capacités et la vitesse de calcul des ordinateurs ainsi que les performances des algorithmes d'optimisation, et fait appel à son expérience et ses connaissances acquises au fur et à mesure de sa pratique de la conception de combinaisons optiques. Cette discipline est à la fois une technique et un art [Shannon 1997, Fisher *et al.* 2008] qui demandent de longues d'années d'apprentissage et d'exercice avant d'être maîtrisés. A titre d'exemple, la conception d'un zoom dans le domaine visible pour le cinéma demande au moins cinq années de pratique préalable.

Nous présentons ici les principaux aspects de la conception optique conventionnelle, qui se fonde principalement sur la correction des aberrations, et donnons quelques éléments de méthodes utilisées par les concepteurs opticiens pour mettre au point une combinaison optique.

1.1.1 Caractéristiques géométriques d'un système optique

L'espace objet est muni du repère (O, x, y, z) , où z correspond à l'axe optique. On suppose que le plan image est parallèle au plan objet. Les coordonnées d'un point image conjugué par le système optique sont notées (x', y') . Comme les systèmes optiques usuels sont généralement centrés, *i.e.* à symétrie de révolution, l'objet peut donc être placé dans n'importe quelle direction. Nous supposons qu'il est dans le plan (O, y, z) .

Le système optique schématisé à la figure 1.1.a est caractérisé au premier ordre par les grandeurs suivantes :

- la focale f qui définit la position du foyer paraxial F , *i.e.* l'image d'un point objet situé à l'infini¹ ;
- l'ouverture, déterminée par le *diaphragme d'ouverture*. Elle est caractérisée soit par le diamètre D de la pupille d'entrée qui est la zone conjuguée du diaphragme d'ouverture par la partie de la combinaison précédant celui-ci, soit par le nombre d'ouverture

$$N = \frac{f}{D} \quad (1.1)$$

On définit également la *pupille de sortie* conjuguée du diaphragme d'ouverture par la partie du système optique qui le suit ;

- le demi-champ d'observation maximal qui correspond à la taille maximale y_{\max} de l'objet, respectivement y'_{\max} de l'image, définie par rapport à l'axe optique, qui est vu par le système. Le demi-champ maximal est donc limité par la taille du capteur. Lorsque l'objet est à l'infini (cf. figure 1.1.b), on définit le demi-champ angulaire maximal noté θ_{\max} qui correspond à l'inclinaison du faisceau incident sur le système optique. En lentille mince, θ_{\max} correspond en première approximation au rapport :

$$\tan \theta_{\max} = \frac{d}{2f} \quad (1.2)$$

où d est la diagonale du détecteur. Le champ angulaire total maximal vaut alors $2\theta_{\max}$.

On définit le *rayon principal* d'un faisceau de rayons issus d'un objet donné positionné en y comme le rayon physique qui passe par le centre du diaphragme d'ouverture (cf. 1.1.a). Les rayons *marginiaux* issus de cet objet passent par les bords du diaphragme d'ouverture. Le plan (O, y, z) , contenant le point objet et l'axe optique, est appelé *plan tangentiel*. Tout plan orthogonal au plan sagittal et contenant le rayon principal issu d'un point objet donné est appelé *plan sagittal*.

1.1.2 Aberrations

À la traversée du système optique idéal, les rayons issus d'un objet B donné sont déviés et convergent tous vers le point image B' conjugué de l'objet par le système. Cependant, pour un système réel, tous les rayons ne convergent pas au même point. Ce phénomène est lié à la présence d'aberrations optiques dans le système. On distingue les aberrations *géométriques* qui correspondent à des déformations de l'image pour une longueur d'onde λ donnée et les aberrations *chromatiques* qui correspondent à la variation des caractéristiques de l'image en fonction de λ .

1. Dans cet mémoire, par simplicité des notations, nous utiliserons la notation f pour décrire la distance focale image plutôt que sa notation rigoureuse f' des traités d'optique géométrique.

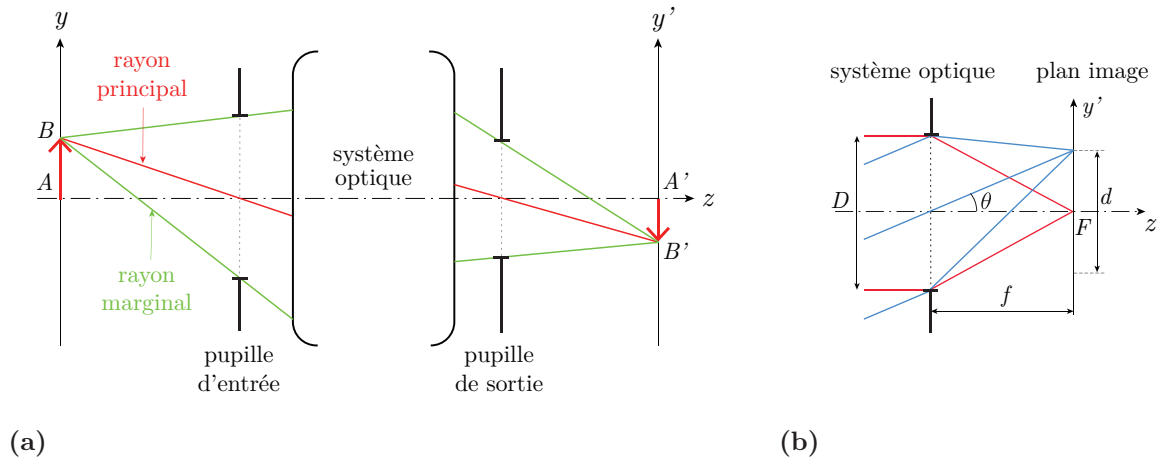


FIGURE 1.1 – (a) Schéma du système optique en conjugaison finie-finie. Pour faciliter la visualisation, les pupilles d'entrée et de sortie sont réelles. A , respectivement B , représente un point objet sur l'axe optique, resp. dans le champ, et A' , resp. B' est son conjugué dans le plan image. (b) Schéma du système optique représenté en lentille mince convergente en conjugaison infini-foyer. Notons que pour un système réel, l'angle d'inclinaison θ' du rayon principal sur le détecteur est différent de θ . Par exemple, pour un système télécentrique image, $\theta' = 0 \forall \theta$.

1.1.2.1 Aberrations géométriques

Dans un plan image donné, l'ensemble des points d'impact des rayons issus d'un point objet B de coordonnée y forment une tâche appelée *spot diagram*. On note dx' et dy' les écarts dans le plan image entre le point d'impact d'un rayon donné et le point d'impact du rayon principal.² Les valeurs de (dx', dy') dépendent du champ y et de (h, ϕ) qui désignent les coordonnées polaires d'un point dans le plan de la pupille de sortie. Les valeurs de dx' et dy' dépendent du type et de la quantité des aberrations présentes.

Ce phénomène peut également se formaliser du point de vue de l'optique ondulatoire. À la traversée du système optique, le front d'onde subit des déformations dépendant de l'agencement des éléments optiques, de leurs forme et des matériaux les constituant. Dans le cas idéal, à la sortie du système, le front d'onde est sphérique convergent. En réalité, il présente un écart au front d'onde sphérique de référence ou *sphère de sortie* S_0 . Cette dernière est définie comme la sphère centrée sur le point d'intersection du rayon principal et du plan image, pour un champ donné, et qui passe par le centre de la pupille de sortie. Par exemple, pour une conjugaison infini-foyer, elle peut être centrée au foyer paraxial ou au meilleur foyer, *i.e.* qui correspond au foyer image qui minimise l'écart RMS du front d'onde. L'écart entre la sphère $S_{\text{réel}}$ du front d'onde réel et la sphère de sortie est appelé *écart normal* $\Delta(y, h, \phi)$. Il est représenté à la figure 1.2.

La distribution de Δ définit les valeurs de dx' et dy' , et *vice versa*, en chaque point image par les relations de Nijboer [Nijboer 1943]. Pour un système centré, *i.e.* de révolution autour de l'axe optique z , l'écart normal Δ peut s'exprimer comme la somme de termes polynomiaux en y , h et $yh \cos \phi$ [Hopkins 1950, Malacara et Malacara 2004]. Chaque terme est associé à

2. Dans le cas d'une conjugaison infini-foyer, le plan image est généralement positionné, soit au foyer paraxial, soit, le plus souvent, au meilleur foyer qui correspond à la position du plan image tel que le spot diagram ait le plus petit diamètre. En présence d'aberration, le foyer paraxial et le meilleur foyer sont usuellement distincts.

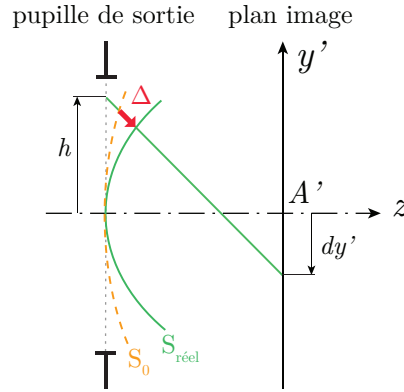


FIGURE 1.2 – Représentation de l'écart normal Δ et de l'écart dy' associé dans le plan image pour un objet positionné sur l'axe optique dont le conjugué paraxial est A' également sur l'axe optique.

une aberration spécifique. Le développement de Δ sur la base des polynômes de Seidel s'écrit de la manière suivante [Chavel 2010] :

$$\Delta(y, h, \phi) = \sum_{(p,q,m) \in \mathbb{N}^3} a_{pqm} h^{2p+m} y^{2q+m} \cos(m\phi) \quad (1.3)$$

La notation suivante peut également être utilisée [Fisher *et al.* 2008] :

$$\begin{aligned} \Delta(h, y, \phi) = & W_{020} h^2 + W_{111} y h \cos(\phi) + W_{040} h^4 + W_{131} y h^3 \cos(\phi) \\ & + W_{222} y h^2 \cos(\phi)^2 + W_{220} y^2 h^2 + W_{311} y^3 h \cos(\phi) + \dots \end{aligned} \quad (1.4)$$

où W_{klm} est le coefficient associé au monôme $y^k h^l \cos(\phi)^m$ avec $k = 2p + m$ et $l = 2q + m$. Remarquons que la notation de [Fisher *et al.* 2008] conserve les puissances sur $\cos \phi$. Chaque terme polynomial définit une aberration dont l'ordre K est :

$$K = 2p + 2q + 2m - 1 \quad (1.5)$$

Leurs noms sont donnés dans le tableau 1.1 jusqu'à l'ordre $K = 5$.

Les termes polynomiaux d'ordre 1 peuvent être corrigés simplement, par déplacement du plan image dans le cas d'une défocalisation par exemple. Pour cette raison, ces termes sont souvent dissociés des aberrations géométriques proprement dites.

Les termes polynomiaux d'ordre 3 correspondent aux aberrations les plus couramment rencontrées :

- l'aberration sphérique correspond à la variation de la position du point de focalisation suivant z avec la hauteur d'impact des rayons dans la pupille. Cette aberration ne dépend que de l'ouverture et est indépendante du champ ;
- la coma dépend à la fois de l'ouverture et du champ. Pour un champ donné non nul, la coma correspond à la variation du point de focalisation des rayons dans le plan image selon leur hauteur d'impact dans la pupille ;
- la courbure de champ est une défocalisation qui varie selon le champ en y^2 . Le lieu de focalisation des rayons selon le champ n'est pas plan.

Ordre K	Terme polynomial sur Δ	Aberration
1	y^2 $hy \cos \phi$ h^2	piston (sans influence sur l'imagerie) tilt défaut de mise au point ou <i>défocalisation</i>
3	h^4 $h^3y \cos \phi$ h^2y^2 $h^2y^2 \cos^2 \phi$ $hy^3 \cos \phi$	aberration sphérique coma courbure de champ astigmatisme distorsion
5	h^6 $yh^5 \cos \phi$ $y^4h^2 \cos \phi$ y^4h^2 $y^5h \cos \phi$ $W_{240}y^2h^4 + W_{242}y^2h^4 \cos \phi$ $W_{331}y^3h^3 \cos \phi + W_{333}y^3h^3 \cos^3 \phi$	aberration sphérique coma astigmatisme courbure de champ distorsion aberration sphérique oblique coma elliptique

TABLE 1.1 – Termes polynomiaux de la décomposition de Seidel et aberrations géométriques associées pour les systèmes centrés, tirés de [Sortais 2013, Lépine 2017].

- l'astigmatisme qui correspond à la différence de focalisation entre les rayons tangentiels et sagittaux ;
- la distorsion consiste en un déplacement de l'image en y^3 . Contrairement aux autres aberrations, elle n'introduit pas de flou dans l'image, mais simplement une déformation géométrique. Cette déformation peut être facilement corrigée numériquement.

Ces aberrations se retrouvent à l'ordre 5 (cf. tableau 1.1). De manière générale, les termes indépendants de y relèvent de l'aberration sphérique, les termes tels que m soit impair sont relatif à de la coma et les termes pour lesquels m est pair relèvent de l'astigmatisme [Hopkins 1950, Malacara et Malacara 2004]. Les termes d'ordres 5 et supérieurs sont généralement utilisés, en sus des termes d'ordre 3, pour interpréter les défauts optiques d'une combinaison.

Notons que le développement de Seidel a été généralisé au cas d'un système optique non centré dans le cadre de la théorie des aberrations nodales introduite par R. Shack et K. Thompson [Thompson 1980; 2005; 2010].

Les polynômes de Seidel décrivent les différentes aberrations de manière intuitive [Sortais 2013]. Néanmoins, ils ne sont pas orthogonaux entre eux et peuvent difficilement servir comme base d'analyse du front d'onde par projection de celui-ci sur cette base. Il est alors courant d'exprimer l'écart normal suivant l'ensemble des polynômes de Zernike, notamment décrits dans [Born et Wolf 1999], qui constituent une base orthonormée sur une pupille disque circulaire de rayon unitaire. Ces polynômes sont en particulier utilisés dans les logiciels de calcul optique pour l'analyse du front d'onde dans la pupille de sortie ou la pupille d'entrée.

1.1.2.2 Aberrations chromatiques

Les aberrations chromatiques se traduisent par une déformation de l'image qui varie selon la longueur d'onde d'illumination λ . Nous nous limitons ici à la description des aberrations chromatiques paraxiales et supposons que les indices des milieux traversés sont constants quelle que soit la direction. Les aberrations chromatiques paraxiales peuvent se diviser en deux groupes : le *chromatisme axial* qui traduit la variation avec λ de la position du point image selon z , et le *chromatisme latéral* qui correspond à la variation avec λ de la position latérale en x' ou y' du point de focalisation pour un plan image donné.

L'aberration chromatique que nous aurons principalement l'occasion de rencontrer dans la thèse est le chromatisme axial. Celui-ci se traite comme une défocalisation. Considérons une lentille mince de puissance $C = 1/f$ et d'indice $n(\lambda)$. L'objet est positionné à l'infini. On montre que l'écart de focalisation ε lié au chromatisme axial entre deux foyers F_{λ_1} et F_{λ_2} correspondant aux longueurs d'onde λ_1 et λ_2 est :

$$\varepsilon = -\frac{f}{\nu} \quad (1.6)$$

où ν est la constringence du matériau que l'on définit de la manière suivante, en supposant $\lambda_1 < \lambda_0 < \lambda_2$:

$$\nu = \frac{n(\lambda_0) - 1}{n(\lambda_2) - n(\lambda_1)} \quad (1.7)$$

L'écart normal est similaire à l'écart normal d'un défaut de mise au point :

$$\Delta(h, y = 0, \phi) = -\frac{1}{2}\varepsilon\alpha^2 \quad (1.8)$$

avec α l'angle d'inclinaison du rayon issu du point de la pupille de sortie à la hauteur h et interceptant l'axe optique à f :

$$\alpha \simeq \frac{h}{f} \quad (1.9)$$

D'après les équations 1.6 et 1.8, l'écart normal relatif au chromatisme axial s'écrit de la manière suivante :

$$\Delta(h, y = 0, \phi) = \frac{h^2}{2f\nu} = \frac{C}{2\nu}h^2 \quad (1.10)$$

1.1.3 Optimisation d'un système optique

Le but de la conception optique est de mettre au point une formule optique qui fournisse les meilleurs performances d'imagerie possibles pour l'application considérée. La conception se base principalement sur la correction des aberrations.

Historiquement, la conception d'une formule optique à plusieurs lentilles s'est d'abord fondée sur une méthode « essai-erreur » qui consistait à modifier les paramètres des lentilles, estimer la déformation résultante de l'image par le calcul géométrique des aberrations, et mesurer ensuite précisément les aberrations en atelier. Cette méthode a notamment été utilisée par D. Taylor pour la conception du premier ensemble à trois lentilles, appelé *triplet de Cooke* [Taylor 1923].

À la même époque, C. Zeiss et E. Abbe ont développé une méthode alternative fondée sur le tracé de rayon [Volkman 1966]. Cette seconde méthode a été par la suite largement favorisée par les moyens informatiques de calcul optique tels que les logiciels Code V, Zemax et OSLO. En effet, contrairement à la première méthode, elle ne nécessite pas d'établir des approximations sur les déformations de l'image et tient naturellement compte de l'ensemble des aberrations de tous ordres. Les trajets des rayons issus d'un objet donné sont calculés en fonction de la bande spectrale considérée et des paramètres de la combinaison, que sont par exemple le nombre d'éléments optiques, les rayons de courbures des dioptries, les écarts entre éléments et les épaisseurs des lentilles. Pour obtenir une combinaison optique satisfaisante, il s'agit d'optimiser ces paramètres selon un critère optique donné et en prenant en compte certaines contraintes, comme par exemple la valeur de la focale, l'*encombrement* qui correspond à la distance entre le premier dioptré et le plan image, ou le *tirage* que l'on définit comme la distance entre le dernier dioptré et le plan image. L'optimisation proprement dite

est maintenant directement effectuée par les logiciels de conception optique qui possèdent des algorithmes très performants, efficaces et rapides.

Nous allons dans cette section, présenter les principaux critères et contraintes du problème d'optimisation optique, ainsi que le lien étroit et nécessaire entre le logiciel de calcul optique et le savoir-faire du concepteur optique.

1.1.3.1 Point de départ de l'optimisation

Avant tout, l'optimisation des paramètres optiques nécessite un point de départ. La manière de le choisir dépend de la complexité du système.

Dans le cas d'une combinaison optique très simple, le point de départ consiste à fixer le nombre de lentilles. On optimise ensuite les paramètres des dioptries et les écarts entre éléments directement avec le logiciel.

Pour des combinaisons plus complexes, il est préférable de faire un premier calcul en lentille mince pour estimer l'agencement et les puissances des différents éléments qui respectent les contraintes de focale, d'encombrement, de tirage, ou toute autre contrainte sur la forme des lentilles ou les aberrations présentes. Lorsque le système est très complexe, *i.e.* lorsqu'il doit être très ouvert ou de très grand champ, il est parfois utile de partir de configurations ou combinaisons existantes qui possèdent des caractéristiques similaires. Par exemple, différents schémas optiques pré-optimisés issus de configurations connues de brevets sont mis à disposition du concepteur par les logiciels de conception optique.

1.1.3.2 Critères et contraintes d'optimisation

Une fois le point de départ choisi, le système est optimisé selon un critère qui se base sur les outils d'évaluation des performances d'imagerie. Les variables du problème d'optimisation sont généralement les suivantes :

- l'ensemble des paramètres de forme des surfaces optiques³ comme les rayons de courbure, les coefficients asphériques, ou tout autre coefficient décrivant les surfaces plus complexes comme les surfaces polynomiales ou freeforms,
- les épaisseurs des lentilles,
- les écarts entre les éléments, également appelés écart entre-verres,
- les indices, les constringences et éventuellement les dispersions partielles des matériaux des lentilles,
- ainsi que les coefficients des composants optiques spéciaux comme les lentilles diffractives.

Critères

Le critère à minimiser est basé sur les outils d'évaluation de performance d'un système optique :

- le critère le plus commun est la taille au carré du diamètre du spot diagram. Il est généralement utilisé au début et au cours de l'optimisation ;

3. Les principales surfaces utilisées dans la thèse sont décrites en annexe B.

- l'écart quadratique entre la valeur de la fonction de transfert de modulation (FTM) du système et une valeur cible, pour une fréquence spatiale, un azimut ϕ et un champ donnés. Ce critère est utilisé généralement en fin d'optimisation car il permet d'affiner les performances du système ;
- l'écart RMS du front d'onde dans la pupille de sortie ou dans la pupille d'entrée, qui est notamment utilisé lorsqu'une valeur de l'écart RMS de front d'onde est spécifiée dans le cahier des charges.

Afin d'optimiser le critère choisi, la méthode d'optimisation la plus répandue est l'algorithme des moindres carrés amortis qui fournit un optimum local [Geyl 1991, Press *et al.* 1992]. Elle est notamment implémentée par le logiciel Code V.

Des méthodes de recherche de l'optimum global ont été proposées dans la littérature pour l'optimisation optique, comme par exemple l'optimisation d'un doublet collé avec un algorithme génétique [Vasiljevic et Golobic 1996]. Le logiciel Code V possède quant à lui, depuis une dizaine d'années, une méthode de recherche globale d'exploration large des configurations optiques ayant le même nombre de dioptries et de type de surface. On obtient en sortie plusieurs classes de solutions, dont chacun représente une configuration optique générale donnée et comporte une série de schémas optiques correspondant aux optima locaux.

Le critère d'optimisation optique peut prendre en compte l'ensemble des champs et des longueurs d'onde, avec des pondérations différentes qui sont intégrées dans la fonction critère. Il existe également dans les logiciels de calcul optique, tels Code V ou Zemax, la possibilité d'optimiser une combinaison en multi-configurations. Ce mode permet d'optimiser un système optique pour différentes configurations de manière simultanée de façon à ce qu'elles fournissent toutes une qualité image satisfaisante. Ces configurations peuvent par exemple correspondre à différentes températures lorsqu'on souhaite rendre une combinaison insensible aux variations thermiques, ou à différentes positions de certains blocs optiques modifiant la focale comme c'est le cas pour les zooms.

Contraintes

Le domaine de variation des paramètres optiques doit rester réaliste, de sorte que le système optique final soit réalisable. On introduit pour cela des contraintes dans l'optimisation, par exemple sur les épaisseurs des lentilles au centre et au bord, qui doivent être *a minima* strictement positives, et les espacements entre les lentilles, également strictement positifs. Selon une règle d'ingénieur, le rapport entre le diamètre d'ouverture d'une lentille et son épaisseur ne doit pas être inférieur à 10. Dans le cas contraire, la fabrication de la lentille serait rendue trop difficile et la lentille, trop fragile.

Le concepteur doit également tenir compte des matériaux et des techniques de façonnage, de polissage et d'usinage qui leur sont associées, afin de déterminer les types de surfaces qui seraient réalisables. Il existe également une limite dans la forme de la surface, liée à la méthode de fabrication et ou la méthode de contrôle. Par exemple, on cherche à éviter les points d'inflexion pour les surfaces asphériques ainsi que des pentes d'écart à la sphère la plus proche trop grandes.

Enfin, l'application considérée dictera des contraintes différentes sur le poids, l'encombrement du système (défini généralement comme la distance entre la lentille frontale et le plan image), son coût, les matériaux utilisés, sa résistance thermique, sa résistance aux chocs, la rugosité de surface, etc.

Nous aurons l'occasion de voir au cours de ce manuscrit l'importance de ces contraintes dans la conception de différents systèmes optiques.

1.1.3.3 Rôle du concepteur opticien dans l'optimisation

Le « paysage » de la fonction critère optique à optimiser est fortement chahuté et possède de nombreux optima locaux. L'espace de recherche est souvent de grande dimension. Si bien que, pour reprendre les propos de [Geyl 1991], « l'optimisation [optique] sur ordinateur, quel que soit le perfectionnement de la méthode utilisée, est toujours comparable à la progression d'un aveugle dans un relief montagneux qui a pour mission de trouver le plus haut sommet en s'aidant uniquement de sa canne. » Ainsi, l'optimisation dépend fortement du point de départ qui est proposé par le concepteur, et son intervention dans la façon de mener l'optimisation est donc encore déterminante.

Il existe donc une complémentarité nécessaire entre les algorithmes d'optimisation et le concepteur. Les algorithmes permettent de résoudre facilement des problèmes simples comme fournir une solution locale à un problème défini par un grand nombre de variables et des contraintes complexes. L'ingénieur concepteur est capable d'analyser le résultat obtenu et d'« orienter » l'optimisation en modifiant les contraintes, les poids relatifs des différents champs, des différentes configurations ou d'autres termes quadratiques intervenant dans le critère comme on le verra dans cette thèse. En fonction de l'allure du résultat, il procède aussi à des modifications fines ou radicales de la combinaison qui permettent de changer le paysage de la fonction critère et d'améliorer *in fine* la qualité d'image. Ainsi il n'est pas nécessaire de rechercher l'optimum global car le critère est modifié constamment par le concepteur.

Les modifications entreprises par le concepteur sont le fruit de son expérience et de sa pratique. C'est en cela que l'optimisation optique se rapproche d'un art. Le logiciel lui sert d'outil. Nous donnons dans le paragraphe suivant quelques éléments de méthodes transcrits ou enseignés par les concepteurs opticiens.

1.1.3.4 Quelques éléments de méthodes et manières de mener une optimisation optique

Chaque opticien possède des méthodes propres pour optimiser le système et parvenir au système final. Certaines « recettes » ou astuces développées avec l'expérience sont souvent peu partagées. Je présente ici quelques éléments de méthodes utilisés dans mes travaux de thèse, qui sont donnés dans l'ouvrage de [Fisher *et al.* 2008] ou que j'ai pu apprendre auprès de M. Hervé Sauer de l'Institut d'Optique, de M. Frédéric Diaz et M. Joël Rollin de Thales Angénieux :

- De manière générale, lorsque le logiciel le permet grâce à une optimisation multi-variable performante, il peut être intéressant de lancer une optimisation avec un grand nombre de variables dès les premières phases d'optimisation. Par exemple, une combinaison simple à deux lentilles pour l'infrarouge peut être optimisée de cette manière. C'est la méthode que j'ai utilisée dans la phase initiale de toutes les optimisations des combinaisons présentées dans ce manuscrit. Certains préféreront au contraire faire varier les paramètres en petit nombre ou les uns après les autres.
- Lorsque l'optimisation reste bloquée dans une « vallée », on diminue temporairement le nombre de variables en fixant par exemple les épaisseurs des lentilles et en ne faisant varier que les courbures des surfaces voire les indices et constringences des matériaux. On peut également chercher à se déplacer dans une autre « vallée » en supprimant les coefficients asphériques d'une surface, ce qui a pour conséquence à la fois de réduire la dimension de l'espace de recherche et de modifier le paysage du critère. Un changement du paysage peut également être obtenu en modifiant le schéma optique, par exemple en séparant une lentille en deux pour corriger l'aberration sphérique [Fisher *et al.* 2008]

ou en déplaçant la pupille ce qui modifie parfois de façon drastique le trajet des rayons et l'allure de la combinaison.

- Le vignettage permet de couper certains rayons du champ trop aberrants. Il s'agit d'introduire une lucarne de champ qui vient couper une partie du faisceau aberrant pour les champs élevés, réduisant ainsi l'ouverture dans ce champ mais également l'amplitude de l'écart normal dans la pupille de sortie.

Enfin, les concepteurs opticiens mettent en avant un argument « esthétique » : une combinaison satisfaisante est généralement harmonieuse à l'œil. Elle traduit le fait que les rayons sont peu déviés et proches de la normale des surfaces lors de leur passage dans chaque élément.

1.1.4 Tolérancement

Le tolérancement constitue une des dernières étapes de la conception optique. Il consiste à estimer la robustesse du système optique nominal aux défauts de fabrication ou de positionnement des optiques. Par exemple, on peut citer : les défauts de courbure des surfaces, l'homogénéité des matériaux, le positionnement axial des lentilles, le basculement d'une lentille ou d'un groupe de lentille, l'effet prismatique induit par un défaut de positionnement d'un dioptré par rapport à l'autre.

Cette étape est essentielle pour estimer les chutes de performances probables en fonction de ces défauts. Si l'influence est grande, la combinaison doit être modifiée et ré-optimisée.

D'autres étapes peuvent venir compléter le tolérancement, comme l'analyse de la lumière parasite qui provient des réflexions et de la diffusion des supports, l'étude des multiples réflexions sur les différents dioptrés, ou encore l'analyse environnementale qui consiste à étudier l'effet de la température ou de la pression sur la qualité optique délivrée par le système. Nous aborderons d'ailleurs ce point au chapitre 5.

1.1.5 Deux exemples de combinaisons optiques

Il existe des combinaisons bien connues, comme le triplet de Cooke ou le doublet achromatique, qui peuvent servir comme point de départ à une optimisation ou pour interpréter le schéma optique obtenu. Nous présentons dans cette section deux exemples qui seront utilisés dans la suite : l'objectif de Petzval et l'objectif retrofocus.

Objectif de Petzval

L'objectif de Petzval est constitué de deux doublets collés achromatiques de puissances positives. Le diaphragme d'ouverture est situé entre ces deux blocs. La puissance du système optique est répartie sur chaque doublet. Le premier est corrigé de l'aberration sphérique mais introduit de la coma et de l'astigmatisme. Le second doublet corrige en grande partie la coma et l'astigmatisme mais introduit en même temps une légère aberration sphérique. Chaque doublet permet de replier le chromatisme axial. Cette configuration permet de réduire les aberrations chromatiques secondaires qui varient de façon quadratique avec la longueur d'onde [Fisher *et al.* 2008]. Cet objectif présente néanmoins une forte courbure de champ. Celle-ci peut être corrigée par l'ajout d'une lentille de type *field flattener*, comme représenté à la figure 1.3. Cette lentille corrige également l'astigmatisme et l'aberration sphérique résiduelle.

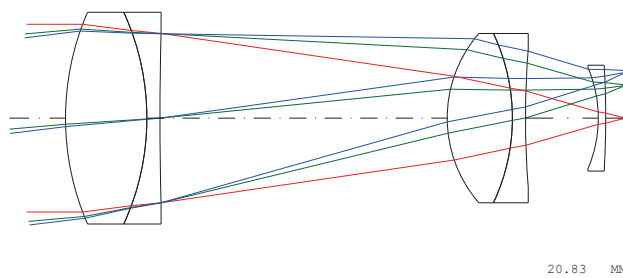


FIGURE 1.3 – Objectif de Petzval avec field flattener (schéma optique fourni par Code V) conçu dans le domaine du visible. La combinaison est ouverte à $f/2$, avec $f = 100$ mm et de champ total égal à 14° . Les doublets collés sont convergents.

Objectif retrofocus

Le retrofocus comporte un premier bloc divergent suivi d'un bloc convergent. Mise au point par Pierre Angénieux, cette formule optique permet d'augmenter le tirage et a été utilisée notamment pour les appareils photos reflex qui disposent d'un miroir de renvoi placé entre l'objectif et le détecteur. L'inconvénient de ce schéma est qu'il demande des lentilles de grand diamètre à l'avant et qu'à l'inverse, les lentilles du bloc convergent sont de petits diamètres, ce qui rend la correction des aberrations plus difficiles [Betensky *et al.* 1995]. Un exemple d'objectif retrofocus est donné à la figure 1.4.

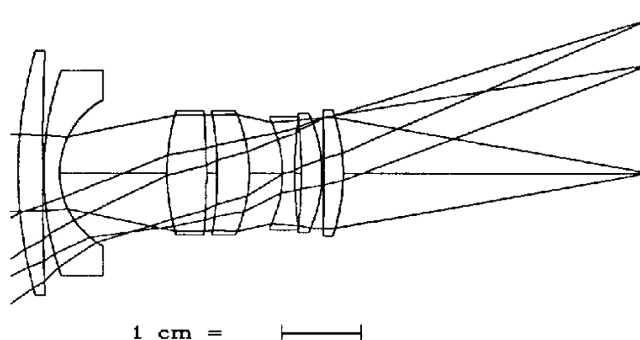


FIGURE 1.4 – Exemple de retrofocus ($f = 26$ mm, $N = 2,8$, champ de 36°) tiré de [Betensky *et al.* 1995]. Les deux premières lentilles en avant forment un bloc divergent et l'ensemble de 5 lentilles suivantes correspond au bloc convergent.

1.1.6 Conclusion et limite de la conception optique conventionnelle

Avec un nombre illimité de lentilles, il est toujours possible d'obtenir une solution corrigée des aberrations géométriques et chromatiques de façon excellente. À titre d'illustration, les objectifs de photolithographie nécessitent une correction particulièrement fine des aberrations et disposent pour cela d'un grand nombre de lentilles (cf. figure 1.5). Il en découle néanmoins que ces systèmes sont peu tolérants aux défauts de positionnement et sont extrêmement coûteux.

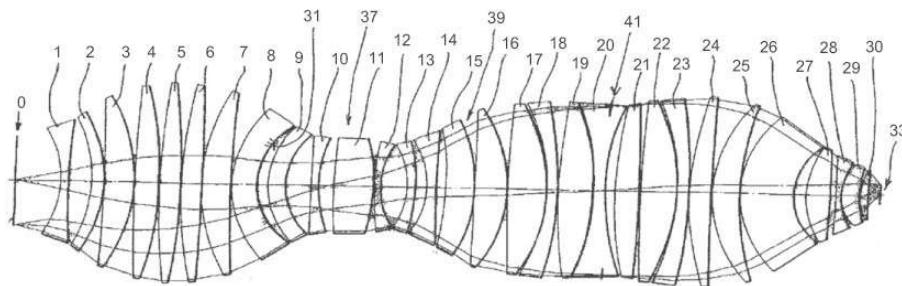


FIGURE 1.5 – Objectif de photolithographie tiré de [Shafer 2013].

Pour les applications d'imagerie plus classiques, le concepteur doit trouver un compromis satisfaisant entre des performances d'imagerie adaptée à l'application et le respect des contraintes d'emploi du système telles que son prix, son poids et son encombrement. De ce fait, certaines aberrations ne sont pas complètement corrigées et la qualité d'image est souvent variable dans le champ lorsque l'application finale le permet.

Le traitement d'images vient alors corriger certaines de ces aberrations résiduelles et faire ressortir certaines propriétés de l'image en fonction du domaine d'application. Actuellement, la quasi totalité des systèmes d'imagerie munis d'un capteur matriciel comportent un traitement numérique de l'image. Le traitement permet, par exemple, de corriger de manière simple la distorsion et le vignettage d'un système connaissant la mesure précise de ces défauts. Il permet aussi d'améliorer la qualité image en corrigeant le flou résiduel par déconvolution.

La démarche de conception optique conventionnelle consiste donc à optimiser la qualité de l'image formée sur le capteur puis à corriger les défauts résiduels par un traitement numérique. Il est cependant évident qu'il y aurait un intérêt à concevoir la combinaison optique et le traitement de manière simultanée, le critère d'optimisation n'étant plus la qualité de l'image fournie par l'optique mais la qualité de l'image après traitement numérique. C'est ce que l'on appelle la *conception conjointe*. C'est ce nouveau paradigme en conception optique que nous allons décrire dans le chapitre suivant.

1.2 Conception conjointe de l'optique et du traitement d'images

L'idée d'associer dès la phase de conception le système optique et le traitement d'images a été introduite par [Cathey *et al.* 1984, Cathey et Dowski 2002]. Les auteurs ont montré l'intérêt de modifier la fonction optique en tenant compte de l'intervention du traitement numérique d'images pour améliorer un système existant et notamment en augmenter la profondeur de champ. Le concept de conception conjointe de l'optique et du traitement a été ensuite développé de façon majeure par [Robinson et Stork 2006]. Ces auteurs ont proposé une méthode d'optimisation conjointe intégrée dans le logiciel de calcul optique Zemax qu'ils ont validée sur des exemples de systèmes optiques simples dont nous parlerons dans la suite de cette section.

Nous présentons ici les travaux majeurs de Cathey et Dowski, Robinson et Stork ainsi que d'autres auteurs comme Diaz *et al.* et Vettenburg, Harvey *et al.* portant sur l'optimisation

simultanée de l'optique et du traitement pour différents objectifs tels que l'augmentation de profondeur de champ, la correction des aberrations, l'ajout de fonctionnalité comme l'estimation de la profondeur, et l'augmentation de la compacité des systèmes optiques.

1.2.1 Principe

Le principe de la conception conjointe est d'optimiser simultanément les paramètres optiques et numériques selon un critère basé sur les performances d'imagerie après traitement d'images. En pratique, il s'agit de relâcher l'exigence sur les performances de l'optique en permettant l'existence d'aberrations optiques contrôlées, *i.e.* en permettant une diminution contrôlée de la qualité de l'image brute sur le détecteur, qui sera ensuite compensée et rehaussée par le traitement numérique. Le résultat de la conception conjointe est un système optique qui n'est plus forcément optimal au sens des critères d'optimisation optiques classiques qui se basent sur la qualité en sortie du capteur, mais qui, conjointement avec le traitement, fournit des images de bonne qualité répondant à l'application envisagée.

Le traitement numérique majoritairement utilisé par la communauté est la restauration par filtrage de Wiener. Le critère d'optimisation repose sur l'écart quadratique entre l'image finale après déconvolution et l'objet vu soit par un système parfait de mêmes caractéristiques qui respecte les lois de l'optique géométrique [Diaz *et al.* 2009], soit par un système optique de mêmes caractéristiques limité par la diffraction [Robinson et Stork 2006, Vettenburg *et al.* 2010].

L'optimisation est implémentée de différentes façons. [Diaz 2011, Falcón *et al.* 2017] optimisent les paramètres d'un composant optique (masque de phase) inséré dans une optique limitée par la diffraction dans un logiciel de calcul scientifique en utilisant des algorithmes d'optimisation locale, comme l'algorithme du simplexe [Nelder et Mead 1965] ou globale, comme l'optimisation par essaim particulière [Shi et Eberhart 1998]. [Kubala *et al.* 2003] utilisent le logiciel Zemax pour calculer la réponse optique d'un système mais optimise certaines variables à l'extérieur du logiciel. [Robinson et Stork 2006] et plus récemment [Vettenburg *et al.* 2010] implémentent directement le critère dans Zemax via une extension en langage C. L'optimisation est effectuée par Zemax selon l'algorithme des moindres carrés amortis. L'avantage est de pouvoir tenir compte des contraintes spécifiques d'une combinaison optique en même temps que de l'implémentation du traitement numérique de déconvolution. [Robinson et Stork 2006] prennent également en compte la taille du noyau de déconvolution qui est une variable du problème d'optimisation et dont la prise en compte modifie le critère. La méthode de [Robinson et Stork 2006] est cependant peu détaillée : il est notamment difficile de savoir si le critère d'optimisation correspond exactement à la différence quadratique des images ou s'il s'agit d'un critère de conception classique qui est modifié pour tenir compte de cette différence quadratique.

1.2.2 Intérêts et enjeux de la conception conjointe

Dans cette section, nous allons montrer différentes mises en œuvre de la conception conjointe permettant d'améliorer des performances d'imagerie, comme la correction des aberrations, l'augmentation de la profondeur de champ et l'estimation de profondeur.

1.2.2.1 Conception conjointe d'un système optique conventionnel

Au travers de plusieurs exemples de conception, Stork et Robinson ont illustré l'intérêt d'optimiser de façon conjointe les paramètres optiques et numériques par la supériorité des performances, comme l'écart RMS du front d'onde, des systèmes qu'ils ont obtenus sur

celles de systèmes de mêmes caractéristiques optimisés de façon conventionnelle. Les systèmes optiques qu'ils ont optimisés sont simples :

- le premier système optique dans [Robinson et Stork 2006, Stork et Robinson 2008], destiné à un photocopieur, est ouvert à $f/6$ avec $f = 72$ mm et de grand champ 30° ;
- le deuxième système optique, pour téléphone portable, est ouvert à $f/4$ et de champ 40° . Il est destiné à collecter différentes images translattées d'une quantité subpixelique qui combinée ensemble forment une image en superrésolution [Robinson et Stork 2008] ;
- le troisième système optique considéré est destiné à l'observation d'objets en niveaux de gris, comme un lecteur de codes barres par exemple. Il est ouvert à $f/3$ avec $f = 4,75$ mm et de grand champ également 40° [Robinson et Stork 2008]. Dans ce cas, comme le capteur est panchromatique, la profondeur de champ du système a été augmentée en exploitant et en augmentant le chromatisme.

Cette méthode étant établie, les intérêts sont multiples. La méthode conjointe permet de contrôler certaines aberrations et notamment de rendre le système insensible à leurs variations ou d'en extraire de nouvelles fonctionnalités, comme nous allons le voir dans la suite.

1.2.2.2 Codage de pupille pour l'augmentation de profondeur de champ

Les travaux précurseurs de Cathey et Dowski concernent l'augmentation de profondeur de champ, ou en d'autres termes, la désensibilisation du système optique à la défocalisation sur une plage donnée [Dowski et Cathey 1995]. Les auteurs ont proposé la technique de *codage de pupille* qui consiste à modifier la fonction de transfert de l'optique en insérant un masque de phase dans sa pupille, de manière à rendre la fonction de modulation invariante à la défocalisation et non-nulle sur l'ensemble des fréquences spatiales considérées. Le niveau de la FTM est fortement diminué par l'introduction du masque de phase et la qualité image finale est rehaussée par un traitement de déconvolution. L'utilisation d'un masque de phase pour augmenter la profondeur de champ d'un système existant a été et continue d'être largement étudiée.

[Diaz *et al.* 2009] ont mis au point un critère rigoureux de conception conjointe de l'optique avec un traitement de déconvolution basé sur la qualité image post-traitée. Ils ont utilisé cette méthode pour optimiser conjointement un masque de phase et le traitement de déconvolution afin d'augmenter la profondeur de champ d'un système idéal limité par la diffraction. Les résultats ont été ensuite validés expérimentalement sur un imageur infrarouge dans la bande LWIR 8-12 μm [Diaz *et al.* 2011] : un masque de phase binaire a été préalablement optimisé au sein d'un système parfait de caractéristiques géométriques identiques au système réel. Il a été réalisé et inséré en amont de la caméra. L'augmentation de profondeur de champ a été démontrée expérimentalement en comparant l'image du système conventionnel et l'image du système avec masque de phase optimisé conjointement avec un filtre de déconvolution.

[Robinson et Stork 2009a] ont également utilisé le codage d'aberration sphérique, ou *spherical coding*, en conception conjointe pour augmenter la profondeur de champ d'un système optique parfait. Il s'agit d'introduire dans la pupille du système de l'aberration sphérique en h^4 selon le développement de Seidel. Les auteurs montrent que codage d'aberration sphérique donne des résultats supérieurs notamment en terme de FTM avant déconvolution à ceux du codage de pupille par profil de phase asymétrique proposé initialement par [Dowski et Cathey 1995].

1.2.2.3 Codage de pupille pour la correction des aberrations

Les auteurs ont étendu l'utilisation du codage de pupille à la désensibilisation des systèmes aux aberrations se rapportant à une défocalisation. On peut citer notamment le chromatisme dont la « correction » a été obtenu par [Wach *et al.* 1998] en rendant la FTM du système invariante selon la longueur d'onde.

[Robinson et Stork 2006] ont comparé les performances d'un système optimisé conjointement et d'un système optimisé de manière conventionnelle selon le même critère d'écart RMS du front d'onde. Le système optimisé conjointement présente un écart RMS plus faible que le système conventionnel, ce qui tend à montrer que le système co-conçu présente des aberrations globalement moins importantes que le système conventionnel.

[Vettenburg et Harvey 2013] proposent d'optimiser sous Zemax une combinaison à miroirs existante selon le critère de fidélité image [Vettenburg *et al.* 2010], de façon à ce que le système ait une bonne qualité dans le champ. Deux combinaisons ont été optimisées suivant ce critère, la seconde a été munie d'une surface qui combine linéairement une série de polynômes de Zernike de façon à se rapprocher d'un profil asymétrique. Les auteurs montrent que la seconde combinaison présente une qualité image quasi constante dans le champ contrairement au système sans surface asymétrique.

[Robinson et Stork 2009b] proposent dans le cas de la variation de la réponse optique dans le champ, d'introduire dans l'optimisation conjointe un traitement de déconvolution spatialement variant. Les auteurs laissent cette question ouverte car ils ne l'ont pas étudiée.

1.2.2.4 Codage de pupille pour l'augmentation de la compacité

[Muyo *et al.* 2009] ont utilisé le principe du codage de pupille pour élaborer un système optique LWIR très ouvert à $f/1$ avec une grande focale $f = 75$ mm en utilisant une seule lentille là où il en faudrait au moins deux avec une combinaison optique classique. La conception du système n'est certes pas tout à fait conjointe : le système est d'abord optimisé de façon conventionnelle, puis le masque est optimisé suivant un critère basé sur l'invariance des FTM dans le champ.

[Kubala *et al.* 2003] montrent également que l'utilisation d'un masque de phase en « pétales » usiné sur une des deux faces d'une lentille $f/0,9$ et optimisé conjointement avec le traitement d'images sous Zemax permet d'accéder à des performances d'imagerie comparables à un système conventionnel à deux lentilles.

1.2.2.5 Ajout de fonctionnalité : estimation de profondeur

[Trouvé 2012] propose dans sa thèse de concevoir de manière conjointe un système optique muni d'un détecteur couleur permettant à la fois d'avoir une bonne qualité d'image et d'estimer la profondeur de la scène observée. Elle utilise pour cela une combinaison optique présentant un chromatisme contrôlé. L'auteur utilise le logiciel Zemax, mais n'a pas implémenté son critère dans la fonction de mérite d'optimisation du logiciel. Elle divise la recherche de la solution optique et du traitement en deux grandes parties. La première consiste à déterminer le chromatisme axial (positions des trois plans images correspondant au rouge, vert et bleu) présentant le compromis optimal entre précision d'estimation de la profondeur et qualité de l'image après restauration. La combinaison optique est ensuite optimisée en veillant à ce qu'elle ait un chromatisme satisfaisant les paramètres optimaux trouvés dans l'étape 1.

1.3 Conclusion

La conception optique repose sur des méthodes et des outils établis, pratiqués et transmis depuis des décennies. Elle est largement documentée même si certaines méthodes et astuces restent jalousement gardées. L'interaction étroite qui existe actuellement entre l'optique et le traitement d'image au sein d'un système d'imagerie nous pousse à considérer l'optimisation de ce système dans son ensemble, de façon conjointe.

Les différentes approches de conception conjointe proposées jusque-là ont montré l'intérêt d'optimiser un système optique en tenant compte de l'existence d'un post-traitement numérique. Les combinaisons optiques qui ont été considérées jusqu'à présent sont simples, correspondant soit à un système idéal, soit à un système à 2, 3 ou 4 lentilles ou miroirs. Le logiciel de calcul optique intervenant dans les optimisations est Zemax car il permet d'intégrer des modules en langage C qui implémentent la déconvolution. Peu d'auteurs ont pris en compte les contraintes inhérentes à l'optimisation d'un système optique réel « fabricable ». D'autre part, beaucoup de travaux présentent des formules optiques conçues mais non réalisées et caractérisées dans la pratique.

L'objectif de cette thèse sera donc double. Dans un premier temps, nous appliquerons l'approche de conception conjointe pour l'optimisation d'un masque d'extension de la profondeur de champ inséré dans une combinaison optique complexe déjà conçue par une approche conventionnelle et destinée à l'imagerie dans le domaine visible. Le masque optimisé sera ensuite réalisé et ses performances réelles seront validées par des mesures précises de profondeur de champ et de FTM. Nous intégrerons ensuite un critère d'optimisation conjointe dans le logiciel Code V afin de pouvoir optimiser l'ensemble des paramètres optiques d'une combinaison. Cette démarche sera illustrée sur des exemples de conception de complexités croissantes.

Chapitre 2

Principe général de l'optimisation conjointe

2.1 Modélisation de la chaîne d'imagerie

La chaîne d'imagerie est constituée d'un système optique, d'un détecteur matriciel rectangulaire et d'un traitement numérique. En première approximation, un système optique peut être considéré comme linéaire invariant par translation [Duffieux 1946, Chavel 2010] notamment lorsqu'il est en limite de diffraction sur tout le champ ou s'il présente de l'aberration sphérique et une faible aberration de champ sur le champ de vue utile. Il possède en ce sens une réponse percussionnelle et une fonction de transfert. Notons cependant que, dès lors que le système présente des aberrations de champ, la tache image n'est plus invariante par translation. Toutefois, si les variations de la réponse percussionnelle avec le champ sont suffisamment lentes, on peut conserver la notion de fonction de transfert localement autour de chaque point du champ. C'est l'hypothèse classiquement utilisée que nous ferons dans la suite.

En éclairage incohérent, utilisé pour l'analyse des systèmes d'imagerie concernés par cette étude, le système optique est caractérisé par sa réponse percussionnelle incohérente (RPI) notée RPI_ψ^θ , avec θ l'ensemble des paramètres de la combinaison optique (rayons de courbure, épaisseurs des lentilles, etc.) et ψ les paramètres pour lesquels le système doit être invariant (la défocalisation, le champ, etc.). Le filtrage du détecteur est représenté par sa réponse impulsionnelle $h_{\text{dét}}$ de paramètres fixés (pas d'échantillonnage du détecteur p , facteur de remplissage FF). La réponse impulsionnelle totale h_ψ^θ de l'ensemble optique et détecteur est :

$$h_\psi^\theta(\mathbf{x}) = h_{\text{dét}}(\mathbf{x}) * \text{RPI}_\psi^\theta(\mathbf{x}) \quad (2.1)$$

avec $\mathbf{x} = (x, y)$ le vecteur des coordonnées spatiales dans le plan de du détecteur et $*$ l'opérateur de convolution tel que :

$$u(\mathbf{x}) * v(\mathbf{x}) = u(x, y) * v(x, y) = \iint u(x - t, y - s)v(t, s)dt ds \quad (2.2)$$

Soit $O(\mathbf{x})$ la scène observée par le système et corrigée du grandissement de la combinaison optique. Elle est modélisée comme une fonction aléatoire stationnaire centrée, c'est-à-dire de moyenne nulle. L'image intermédiaire $I_\psi^\theta(\mathbf{x})$ sur le détecteur est le résultat de la convolution entre l'objet et la réponse totale $h_\psi^\theta(\mathbf{x})$, à laquelle s'ajoute un bruit de détection $b(\mathbf{x})$ qu'on supposera additif gaussien :

$$I_\psi^\theta(\mathbf{x}) = h_\psi^\theta(\mathbf{x}) * O(\mathbf{x}) + b(\mathbf{x}) \quad (2.3)$$

Enfin, un post-traitement numérique supposé linéaire et de réponse impulsionnelle $d(\mathbf{x})$ est appliqué à cette image. Nous ne considérons pas les problèmes d'échantillonnage et de repliement de spectre.

2.2 Traitement par déconvolution linéaire

Dans cette étude, le post-traitement est un algorithme de déconvolution linéaire défini par un filtre invariant par translation et indépendant de ψ . Notre objectif est ici de déterminer le filtre $d(\mathbf{x})$ tel que l'image après post-traitement $d(\mathbf{x}) * I_\psi^\theta(\mathbf{x})$ soit la plus proche possible de $O(\mathbf{x})$. L'image déconvoluée est donc une estimation de l'objet :

$$\widehat{O}_\psi^\theta(\mathbf{x}) = d(\mathbf{x}) * I_\psi^\theta(\mathbf{x}) = d(\mathbf{x}) * h_\psi^\theta(\mathbf{x}) * O(\mathbf{x}) + d(\mathbf{x}) * b(\mathbf{x}) \quad (2.4)$$

Pour mesurer la distance entre l'image estimée \widehat{O}_ψ^θ et l'image idéale O , nous utilisons l'écart quadratique moyen (EQM) :

$$\text{EQM}(d, \theta, \psi) = \left\langle \int \left| \widehat{O}_\psi^\theta(\mathbf{x}) - O(\mathbf{x}) \right|^2 d\mathbf{x} \right\rangle \quad (2.5)$$

où $\langle \rangle$ désigne l'espérance mathématique sur l'ensemble des réalisations de O et b .

En écrivant l'équation 2.5 dans l'espace de Fourier à l'aide du théorème de Parseval-Plancherel, l'écart quadratique moyen devient :

$$\text{EQM}(d, \theta, \psi) = \left\langle \int \left| \widetilde{\widehat{O}_\psi^\theta}(\boldsymbol{\nu}) - \widetilde{O}(\boldsymbol{\nu}) \right|^2 d\boldsymbol{\nu} \right\rangle \quad (2.6)$$

où $\boldsymbol{\nu} = (\nu_x, \nu_y)$ est le vecteur des coordonnées dans l'espace de Fourier, ou fréquences spatiales, et $\widetilde{}$ désigne la transformée de Fourier définie telle que, pour une fonction f donnée de la variable $\mathbf{x} = (x, y)$:

$$\widetilde{f}(\boldsymbol{\nu}) = \widetilde{f}(\nu_x, \nu_y) = \iint f(x, y) e^{-i2\pi(x\nu_x + y\nu_y)} dx dy \quad (2.7)$$

En développant l'équation 2.6, et en supposant que les fonctions aléatoires O et b sont statistiquement indépendantes, on obtient :

$$\text{EQM}(d, \theta, \psi) = \int \left| \widetilde{d}(\boldsymbol{\nu}) \widetilde{h}_\psi^\theta(\boldsymbol{\nu}) - 1 \right|^2 S_{OO}(\boldsymbol{\nu}) d\boldsymbol{\nu} + \int \left| \widetilde{d}(\boldsymbol{\nu}) \right|^2 S_{bb}(\boldsymbol{\nu}) d\boldsymbol{\nu} \quad (2.8)$$

où $S_{OO}(\boldsymbol{\nu})$ est la Densité Spectrale de Puissance (DSP) de l'objet O et $S_{bb}(\boldsymbol{\nu})$ est la DSP du bruit b .

À $(\theta, \psi) = (\theta_0, \psi_0)$ fixés, le filtre optimal au sens de l'écart quadratique moyen est le filtre de Wiener [Wiener 1964] tel que :

$$\widetilde{d}(\boldsymbol{\nu}) = \frac{\left[\widetilde{h}_{\psi_0}^{\theta_0}(\boldsymbol{\nu}) \right]^* S_{OO}(\boldsymbol{\nu})}{\left| \widetilde{h}_{\psi_0}^{\theta_0}(\boldsymbol{\nu}) \right|^2 S_{OO}(\boldsymbol{\nu}) + S_{bb}(\boldsymbol{\nu})} \quad (2.9)$$

Le filtre de Wiener rehausse les composantes fréquentielles pour lesquelles le rapport signal à bruit est suffisant. Il constitue un compromis optimal, au sens de l'écart quadratique moyen, entre le rehaussement de fréquences d'intérêt et l'augmentation du bruit.

Remarquons que cette équation est valable dans le cas où la RPI est invariante dans le champ. Dans le cas contraire, ce qui arrive souvent pour un système optique réel présentant

des aberrations dépendant du champ (coma, courbure de champ,...), cette méthode n'est plus optimale. Pour améliorer les performances, on peut diviser le champ en zones dans lesquelles la RPI est considérée constante, et définir un filtre de Wiener différent pour chacune de ces zones. D'autres méthodes plus sophistiquées ont également été proposées [Miraut et Portilla 2012, Denis *et al.* 2015].

2.3 Critère d'optimisation conjointe

Dans cette étude, nous souhaitons rendre le système invariant par rapport à un ensemble de valeur du paramètre $\psi \in \{\psi_1, \dots, \psi_K\}$ tout en veillant à ce que l'image déconvoluée soit la plus proche de l'objet lorsque ψ décrit cet ensemble. Pour cela, on quantifie l'écart entre les images déconvoluées et l'objet en moyennant l'écart quadratique moyen sur l'ensemble $\{\psi_k\}_{k=1..K}$:

$$\begin{aligned} \text{EQM}_{\text{moy}}(d, \theta) &= \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \text{EQM}(d, \theta, \psi_k) \\ &= \frac{1}{K} \sum_{k=1}^K \left[\int |\tilde{d}(\boldsymbol{\nu}) \tilde{h}_{\psi_k}^\theta(\boldsymbol{\nu}) - 1|^2 S_{\text{OO}}(\boldsymbol{\nu}) d\boldsymbol{\nu} \right] + \int |\tilde{d}(\boldsymbol{\nu})|^2 S_{\text{bb}}(\boldsymbol{\nu}) d\boldsymbol{\nu} \end{aligned} \quad (2.10)$$

Pour un jeu de paramètres de la combinaison optique θ donné, le filtre de déconvolution optimal d_{opt}^θ est calculé en minimisant l'EQM_{moy} défini dans 2.10. Il a été montré dans [Diaz *et al.* 2009] que :

$$\tilde{d}_{\text{opt}}^\theta(\boldsymbol{\nu}) = \frac{\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K [\tilde{h}_{\psi_k}^\theta(\boldsymbol{\nu})]^* S_{\text{OO}}(\boldsymbol{\nu})}{\frac{1}{K} \sum_{k=1}^K |\tilde{h}_{\psi_k}^\theta(\boldsymbol{\nu})|^2 S_{\text{OO}}(\boldsymbol{\nu}) + S_{\text{bb}}(\boldsymbol{\nu})} \quad (2.11)$$

Ce filtre optimal est semblable à un filtre de Wiener moyenné sur $\{\psi_k\}_{k=1..K}$. En injectant cette expression de d dans l'équation 2.10, on obtient une fonction qui ne dépend plus que de θ :

$$J_{\text{moy}}(\theta) = \text{EQM}_{\text{moy}}(d_{\text{opt}}^\theta, \theta) \quad (2.12)$$

Cette fonction constitue un critère d'optimisation conjointe, appelé *critère moyen*. Les paramètres optiques optimaux au sens de ce critère seront donnés par :

$$\theta_{\text{opt}, \text{moy}} = \arg \min_{\theta} [J_{\text{moy}}(\theta)] \quad (2.13)$$

Pour quantifier la qualité de l'image déconvoluée, nous utiliserons, au lieu de l'écart quadratique moyen, la qualité image (QI) définie, en décibels, par :

$$\text{QI}(d, \theta, \psi) = 10 \log_{10} \left[\frac{\sigma_O^2}{\text{EQM}(d, \theta, \psi)} \right] \quad (2.14)$$

où $\sigma_O^2 = \langle (O - \langle O \rangle)^2 \rangle$ est la variance de l'image idéale O .

Le critère moyen permet de minimiser la valeur moyenne de l'EQM mais ne contrôle pas les variations des EQM($d_{\text{opt}}^\theta, \theta, \psi_k$) autour de cette valeur moyenne. Le risque est donc d'avoir des valeurs d'EQM fortes, équivalant à des valeurs de QI faibles, pour certains ψ_k . Pour éviter cela, [Diaz 2011] a proposé un autre critère que nous appellerons *critère maximin*, dont le but est de maximiser la valeur minimale de la QI sur $\{\psi_k\}_{k=1..K}$:

$$J_{\text{maximin}}(\theta) = \min_k [\text{QI}(d_{\text{opt}}^\theta, \theta, \psi_k)] \quad (2.15)$$

où les paramètres optiques optimaux seront tels que :

$$\theta_{\text{opt,maximin}} = \arg \max_{\theta} [J_{\text{maximin}}(\theta)] \quad (2.16)$$

Selon [Diaz 2011], le système optimisé selon l'un ou l'autre critère ne sera pas strictement insensible aux variations des paramètres ψ à l'intérieur de l'ensemble $\{\psi_k\}_{k=1..K}$. Il a montré que les FTMs du système avant post-traitement seront seulement quasi-invariantes selon ψ , mais suffisamment élevées aux fréquences d'intérêt pour permettre la restauration. La prise en compte du traitement dans la conception de l'optique d'imagerie permet en ce sens de relâcher la contrainte d'invariance de cette optique par rapport aux variations du paramètre ψ .

2.4 Augmentation de profondeur de champ d'un système optique parfait

À titre d'exemple de l'approche définie dans les sections précédentes, supposons qu'on souhaite augmenter la profondeur de champ d'un système parfait dénué d'aberrations. Pour cela, nous introduisons un masque de phase dans la pupille du système, à l'image des travaux de [Dowski et Cathey 1995] et [Diaz 2011]. Ici, les seuls paramètres θ à optimiser sont ceux de la fonction de phase du masque.

2.4.1 Définition de la profondeur de champ d'un système optique avec détecteur

Considérons un système optique mince parfait, de focale f , ayant une pupille plane circulaire et uniforme de diamètre D . Il est suivi par un détecteur de pas d'échantillonnage p et de facteur de remplissage de 1. Le système est représenté en figure 2.1. La profondeur de champ correspond à l'ensemble des défocalisations, *i.e.* des écarts de focalisation, admissibles. La définition de la profondeur de champ dépend donc d'un critère d'admissibilité de la qualité de l'image en sortie du système. Cela peut être le critère de Maréchal [Maréchal 1947], un niveau minimal de la FTM à une fréquence choisie, etc. Nous considérons dans cette section la définition au sens de l'optique géométrique, utilisée dans la thèse de [Diaz 2011].

On note O le centre de la pupille sur l'axe optique. La mise au point est faite sur un point objet B sur l'axe. Le détecteur est donc en B' , conjugué paraxial de B . On note $b = OB'$ la distance entre la pupille et le détecteur. Pour cette mise au point, la profondeur de champ au sens de l'optique géométrique correspond à l'ensemble des points objets autour de B pour lesquels la taille de la RPI reste inférieure au pas d'échantillonnage p du détecteur. On note A le point le plus éloigné du système optique et C le point le plus proche pour lesquels les réponses en A' et B' restent inférieures à p . La profondeur de champ est la distance AB dans l'espace objet et la profondeur de champ image $A'B'$ est son conjuguée dans l'espace image.

Traditionnellement, on exprime cet écart en fonction de la défocalisation ψ qui correspond à un écart normal au front d'onde. Au premier ordre, en optique paraxiale, dans le cas monochromatique, ψ est défini comme le chemin optique :

$$\psi = \frac{D^2}{8} \left(\frac{1}{d_o} + \frac{1}{b} - \frac{1}{f} \right) \quad (2.17)$$

où d_o désigne la distance entre la position de l'objet sur l'axe optique et la pupille. La profondeur de champ naturelle du système est notée $\Psi = [\psi_{\min}; \psi_{\max}]$ avec

$$\psi_{\min} = \frac{D^2}{8} \left(\frac{1}{AO} + \frac{1}{b} - \frac{1}{f} \right) = \frac{D^2}{8} \left(\frac{1}{b} - \frac{1}{b-a} \right) \quad (2.18)$$

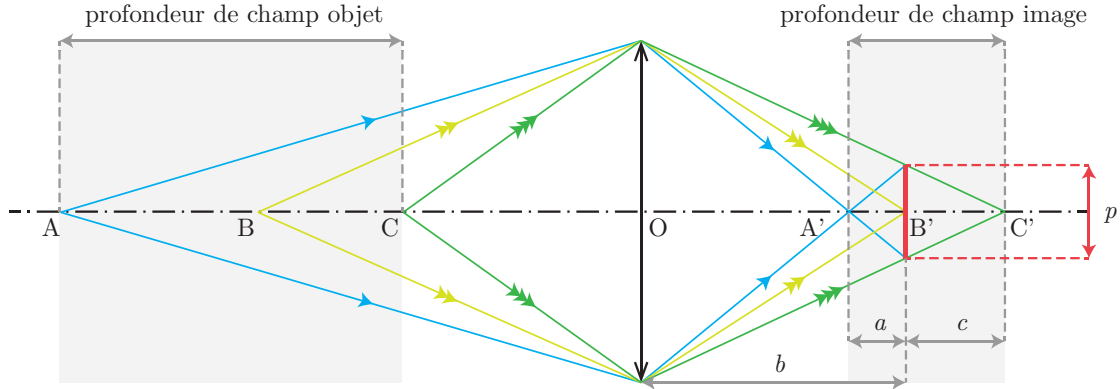


FIGURE 2.1 – Représentation de la profondeur de champ au sens de l'optique géométrique d'un système optique parfait en conjugaison finie-finie.

$$\psi_{\max} = \frac{D^2}{8} \left(\frac{1}{BO} + \frac{1}{b} - \frac{1}{f} \right) = \frac{D^2}{8} \left(\frac{1}{b} - \frac{1}{b+c} \right) \quad (2.19)$$

En notant $a = A'B'$ et $c = B'C'$, on a les relations suivantes :

$$a = \frac{pb}{D+p} \quad (2.20)$$

$$c = \frac{pb}{D-p} \quad (2.21)$$

En injectant les expressions de a et c dans les équations 2.18 et 2.19, on obtient :

$$\psi_{\min} = -\frac{Dp}{8b} \quad (2.22)$$

$$\psi_{\max} = +\frac{Dp}{8b} \quad (2.23)$$

Prenons l'exemple d'un système dont les caractéristiques sont données dans le tableau 2.1. Le diamètre de sa pupille est $D = f/N = 16,4$ mm.

Focale	$f = 20$ mm
Nombre d'ouverture	$N = 1,22$
Pas d'échantillonnage	$p = 4,4$ μ m
Longueur d'onde d'illumination	$\lambda = 750$ nm

TABLE 2.1 – Caractéristiques du système d'imagerie

Pour obtenir une profondeur de champ maximale, la mise au point est réglée au point H tel que HO corresponde à la distance minimale de mise au point pour laquelle les objets situés à l'infini sont nets sur le détecteur (voir figure 2.2). $h_0 = HO$ est la *distance hyperfocale* du système. Pour ce réglage, A est alors rejeté à l'infini et A' est au foyer du système optique, soit $OA' = f$.

Le détecteur est positionné de sorte que :

$$b_{h_0} = f \left(1 + \frac{p}{D} \right) \simeq f \quad (2.24)$$

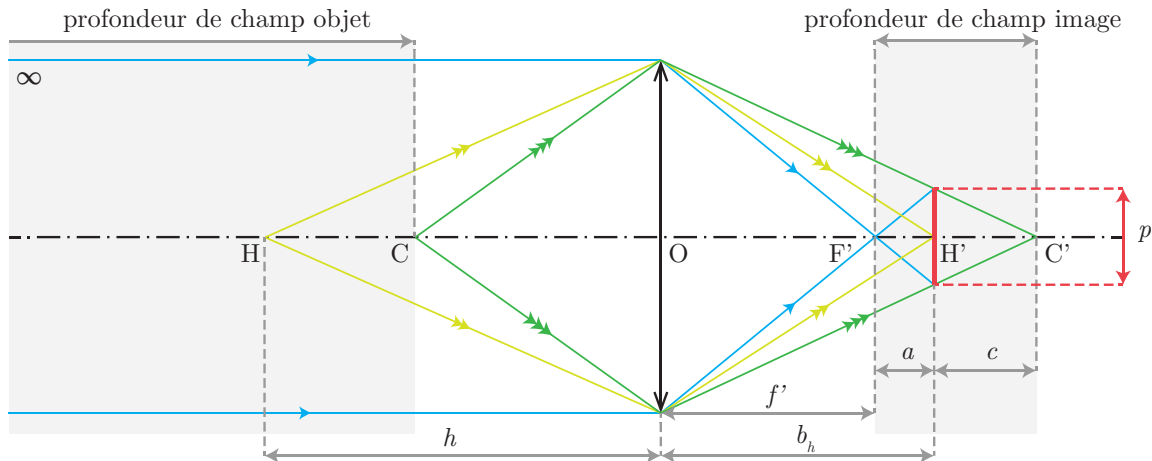


FIGURE 2.2 – Représentation de la profondeur de champ en lentille mince pour une mise au point à la distance hyperfocale h .

dans l'hypothèse où $p \ll D$, ce que nous supposerons dans cette thèse. En effet, pour les systèmes étudiés, le diamètre de la pupille est de l'ordre de 10 mm et le pas d'échantillonnage est de quelques μm . Dans ce cas, la distance hyperfocale est :

$$h_0 = \frac{D b_{h_0}}{p} \simeq \frac{D f}{p} \quad (2.25)$$

On montre également que :

$$CO = f \cdot \frac{D + p}{2p} = \frac{h}{2} \quad (2.26)$$

La profondeur de champ naturellement accessible est alors, suivant les équations 2.22 et 2.23 :

$$\Psi_0 = \left[-\frac{p}{8N}; +\frac{p}{8N} \right] \quad (2.27)$$

Par le calcul, on obtient $h_0 = 75\text{ m}$. La plage de profondeur de champ naturelle est $\Psi_0 = [-0,6 \lambda; +0,6 \lambda]$ ce qui correspond, en terme de distance objet, à la plage $[37,5\text{ m}; \infty]$.

2.4.2 Mise en place de l'optimisation conjointe pour l'augmentation de profondeur de champ

Supposons maintenant que l'on souhaite augmenter la profondeur de champ du système au delà de sa profondeur de champ naturelle, de telle sorte que sa distance hyperfocale passe de $h_0 = 37,5\text{ m}$ à $h = 9,6\text{ m}$. En d'autres termes, nous souhaitons voir des objets nets sur $[h/2 = 4,8\text{ m}; \infty]$.

La mise au point est faite à h . Pour ce réglage, la nouvelle profondeur de champ est $\Psi = [\psi_{\min}; \psi_{\max}]$ avec, d'après les formules 2.18 et 2.19, A étant à l'infini et B tel que $BO = h/2$:

$$\psi_{\min} = \frac{D^2}{8} \left(\frac{1}{\infty} + \frac{1}{b_h} - \frac{1}{f} \right) = -\frac{D^2}{8h} \quad (2.28)$$

$$\psi_{\max} = \frac{D^2}{8} \left(\frac{2}{h} + \frac{1}{b_h} - \frac{1}{f} \right) = \frac{D^2}{8h} \quad (2.29)$$

On obtient une plage de profondeur de champ souhaitée de $\Psi = [-4,7 \lambda; +4,7 \lambda]$.

Nous insérons un masque dans la pupille, dont les paramètres sont optimisés conjointement avec le traitement de déconvolution pour rendre le système quasi-invariant pour $\psi \in \Psi$ [Dowski et Cathey 1995, Diaz *et al.* 2009]. La chaîne d'imagerie est représentée en figure 2.3. La fonction de phase du masque est notée $\varphi(x_s, y_s, \theta)$ où (x_s, y_s) est le vecteur des coordonnées dans le plan de la pupille normalisées par rapport au rayon $D/2$ et θ représente les paramètres de la fonction de phase : c'est la variable de notre problème d'optimisation. Sa valeur optimale θ_{opt} est déterminée en maximisant soit J_{moy} , soit J_{maximin} .

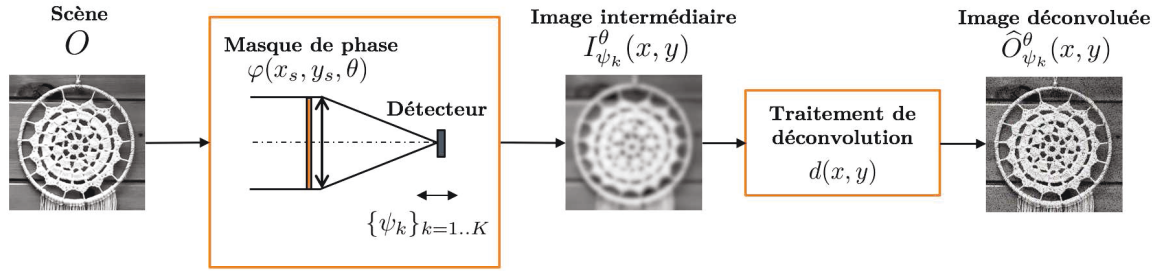


FIGURE 2.3 – Chaîne d'imagerie avec masque de phase.

L'optimisation de θ est itérative. La boucle d'optimisation est représentée en figure 2.4. Elle prend en entrée les paramètres initiaux du masque de phase θ_{init} , le pas d'échantillonnage p du détecteur, les DSP de l'objet S_{OO} et du bruit S_{bb} et la plage de profondeur de champ Ψ . Pour les besoins du calcul, Ψ est échantillonnée sur K valeurs $\Psi = \{\psi_1 = -4,7 \lambda; \psi_2; \dots; \psi_K = 4,7 \lambda\}$. Dans cette étude, on suppose que le bruit est blanc. Il est caractérisé par le rapport signal à bruit (RSB) :

$$\text{RSB} = 10 \log_{10} \left[\frac{\int S_{OO}(\nu) d\nu}{\int S_{bb}(\nu) d\nu} \right] \quad (2.30)$$

La DSP du bruit est donc constante sur la plage de fréquence considérée et inversement proportionnelle à $10^{\text{RSB}/10}$.

À chaque itération, les paramètres θ du masque sont modifiés. On calcule, pour chaque $\psi \in \Psi$, la réponse percussionnelle incohérente de l'optique :

$$\text{RPI}_{\psi}^{\theta}(x, y) \propto \left| TF \left\{ t_s(x_s, y_s) \exp \left[i\varphi(x_s, y_s, \theta) + \frac{2i\pi}{\lambda} \psi \cdot (x_s^2 + y_s^2) \right] \right\} \left(\frac{x}{\lambda f}, \frac{y}{\lambda f} \right) \right|^2 \quad (2.31)$$

où t_s est la fonction d'amplitude de la pupille, valant 1 lorsque $\sqrt{x_s^2 + y_s^2} \leq 1$ et 0 partout ailleurs. Sa transformée de Fourier, normalisée par l'énergie de la RPI, est la fonction de transfert incohérente optique (FTO) telle que :

$$\text{FTO}_{\psi}^{\theta}(\nu_x, \nu_y) = \frac{\widetilde{\text{RPI}}_{\psi}^{\theta}(\nu_x, \nu_y)}{\widetilde{\text{RPI}}_{\psi}^{\theta}(0)} = \frac{\widetilde{\text{RPI}}_{\psi}^{\theta}(\nu_x, \nu_y)}{\iint \text{RPI}_{\psi}^{\theta}(x, y) dx dy} \quad (2.32)$$

La FTO est pondérée par la fonction de transfert $h_{\text{dét}}$ du détecteur matriciel rectangulaire qui est donnée par, en s'affranchissant de la phase résiduelle par simple translation du détecteur

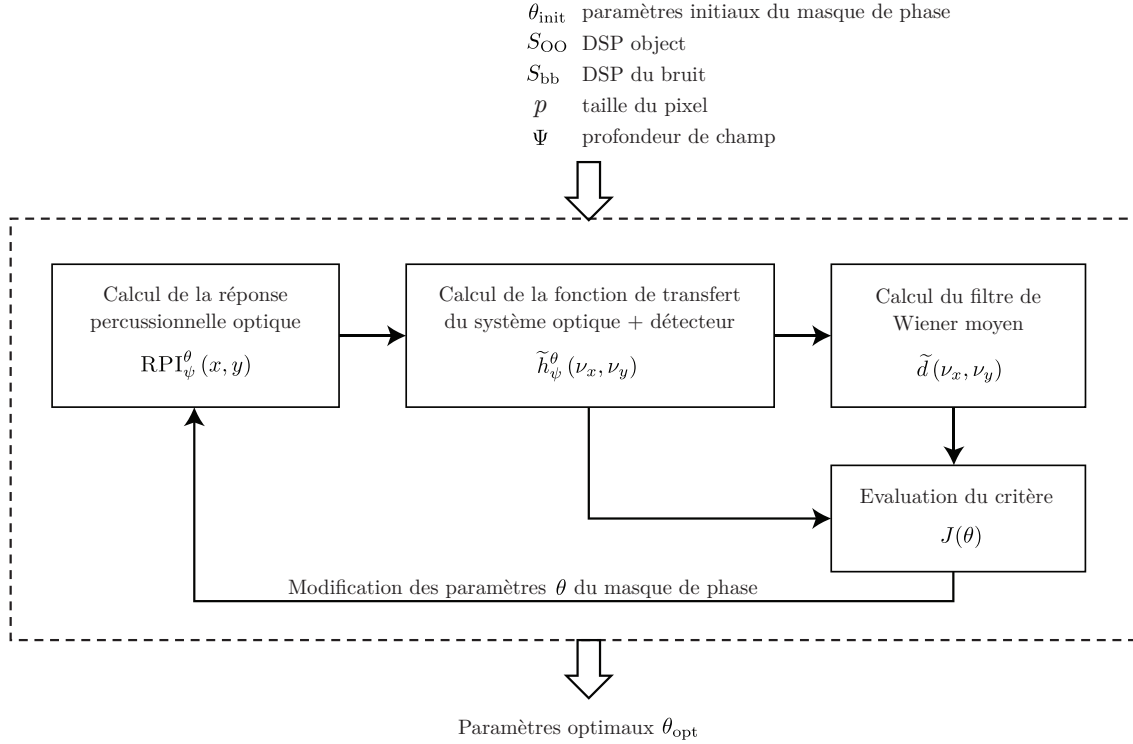


FIGURE 2.4 – Boucle d'optimisation conjointe.

par rapport à l'origine du repère (O, x, y) :

$$\tilde{h}_{\text{dét}}(\nu_x, \nu_y) = \text{sinc}(\pi p \nu_x) \text{sinc}(\pi p \nu_y) \quad (2.33)$$

avec $\text{sinc}(x) = \sin(x)/x$ lorsque $x \neq 0$ et $\text{sinc}(0) = 1$. Nous obtenons ainsi la fonction de transfert totale du système

$$\tilde{h}_{\psi}^{\theta}(\nu_x, \nu_y) = \tilde{h}_{\text{dét}}(\nu_x, \nu_y) \cdot \text{FTO}_{\psi}^{\theta}(\nu_x, \nu_y) \quad (2.34)$$

intervenant dans le calcul du filtre de Wiener moyen décrit dans l'équation 2.11 et dans l'évaluation du critère $J(\theta) \in \{J_{\text{moy}}; J_{\text{maximin}}\}$.

Notons que, dans ces calculs, la FTO est calculée jusqu'à sa fréquence de coupure ν_{so} au delà de laquelle la fonction est nulle. Pour un système en limite de diffraction :

$$\nu_{\text{so}} = \frac{1}{\lambda N} \quad (2.35)$$

L'échantillonnage du détecteur rend la fonction de transfert périodique de période $1/p$. Elle est donc complètement définie sur l'intervalle $\nu \in [-\nu_{\text{Nyq}}; \nu_{\text{Nyq}}]$ où ν_{Nyq} désigne la fréquence de Nyquist du détecteur :

$$\nu_{\text{Nyq}} = \frac{1}{2p} \quad (2.36)$$

Dans la pratique, les systèmes d'imagerie sont sous-échantillonnés, c'est-à-dire que $\nu_{\text{Nyq}} < \nu_{\text{so}}$. En particulier, pour le système considéré, décrit dans le tableau 2.1, le rapport entre la fréquence de coupure optique et la fréquence de Nyquist est :

$$\eta = \frac{\nu_{\text{so}}}{\nu_{\text{Nyq}}} = 9.6 \quad (2.37)$$

Cela signifie que le théorème de Shannon-Nyquist n'est pas respecté et le système présente du repliement de spectre. Néanmoins nous ne considérerons pas ces effets dans cette thèse. Nous supposons que la DSP de l'image observée, c'est-à-dire de la scène convoluée par la fonction de transfert de l'optique, est négligeable lorsque $|\nu| > \nu_{\text{Nyq}}$. Pour les calculs, la FTO et h_{ψ}^{θ} sont donc tronquées sur l'intervalle $[-\nu_{\text{Nyq}}; +\nu_{\text{Nyq}}]$.

2.4.3 Optimisation du masque de phase binaire annulaire

Dans cette section, et dans le chapitre suivant, nous considérons un masque de phase annulaire binaire, de rayon d'ouverture unitaire. Il consiste en un ensemble de L anneaux concentriques, dont la phase varie alternativement entre 0 et π radians à la longueur d'onde de référence λ . Il est défini par l'ensemble de ses $L-1$ rayons $\theta = \{0 < r_1 < r_2 < \dots < r_{L-1} < 1\}$. Ce type de masque est représenté à la figure 2.5.

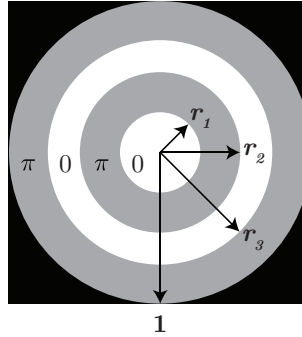


FIGURE 2.5 – Masque de phase binaire annulaire à 4 anneaux, la phase du premier anneau central valant 0.

2.4.3.1 Modèle de la scène

L'optimisation requiert la connaissance a priori de la DSP de la scène observée S_{OO} . Le système est destiné à observer des scènes extérieures. La grande majorité des scènes naturelles peuvent être modélisées par la loi $S_{\text{OO}}(\nu) = \zeta |\nu|^{-\kappa}$ [Ruderman 1997, Kattinig et Primot 1997] où $|\nu| = \sqrt{\nu_x^2 + \nu_y^2}$ est la fréquence radiale et ζ et κ sont deux constantes. Nous considérons ici $\kappa = 2,5$ qui constitue un modèle acceptable des scènes naturelles extérieures [Balboa et Grzywacz 2003]. Le facteur ζ est déterminé à partir de la valeur du RSB définie par la formule 2.30, de sorte que :

$$\zeta = 10^{\text{RSB}/10} \times \frac{\int_{\nu \in [-\nu_{\text{Nyq}}; \nu_{\text{Nyq}}]^2} S_{\text{bb}}(\nu) d\nu}{\int_{\nu \in [-\nu_{\text{Nyq}}; \nu_{\text{Nyq}}]^2} |\nu|^{-\kappa} d\nu} \quad (2.38)$$

Notons qu'il est également possible de construire un modèle de la DSP objet à partir de la moyenne des modules carrés des transformées de Fourier d'un ensemble d'images typiques de l'application considérée [Diaz 2011, Stork et Robinson 2008].

2.4.3.2 Algorithme d'optimisation

D'après [Falcón *et al.* 2017], la fonction critère est continue et présente de nombreux minima locaux. En particulier, la fonction $J_{\text{maximin}}(\theta)$ est non dérivable. La méthode d'optimisation utilisée par ces derniers pour l'optimisation des masques binaires annulaires, et

que nous choisirons pour notre problème, est l'*optimisation par essaim particulaire* modifié (ou *particle swarm optimization* en anglais) proposé par [Shi et Eberhart 1998]. L'algorithme s'inspire de la collaboration d'un groupe d'animaux évoluant en essaim comme le vol d'un groupe d'oiseaux par exemple, formant un mouvement complexe alors que chaque individu a une intelligence limitée.

Un essaim comporte $(L - 1) \times 10$ particules, considérées chacune comme une solution potentielle au problème d'optimisation. Chaque particule i a une position $\mathbf{x}_i = \{x_{i,1}, \dots, x_{i,L-1}\}$ qui est le vecteur solution, une vitesse $\mathbf{v}_i = \{v_{i,1}, \dots, v_{i,L-1}\}$ et un voisinage, c'est-à-dire un ensemble de particules voisines. Elle dispose également d'une mémoire de sa meilleure position p_c et de la meilleure position obtenue par son voisinage p_s au sens du critère. La position de chaque particule vérifie $\ell < x_{i,j} < u$ pour $j \in \llbracket 1, L - 1 \rrbracket$. En particulier, pour l'optimisation du masque binaire annulaire, $\ell = 0$ et $u = 1$. Initialement, les particules sont réparties aléatoirement dans l'espace de recherche avec pour chacune une position \mathbf{x}_i^0 et une vitesse \mathbf{v}_i^0 . À chaque itération $t + 1$, la position et la vitesse d'une particule sont modifiées en tenant compte de sa mémoire de l'itération t suivant les deux équations :

$$\begin{cases} v_{i,j}^{t+1} = \omega_d v_{i,j}^t + \omega_c r_{c_{i,j}}^t (p_{c_{i,j}}^t - x_{i,j}^t) + \omega_s r_{s_{i,j}}^t (p_{s_j}^t - x_{i,j}^t) \\ x_{i,j}^{t+1} = x_{i,j}^t + v_{i,j}^{t+1} \end{cases} \quad (2.39)$$

où ω_d est le coefficient d'inertie du déplacement de la particule, ω_c est le coefficient d'accélération relatif à son comportement cognitif, ω_s est le coefficient d'accélération relatif à son comportement social et $r_{c_{i,j}}^t$ et $r_{s_{i,j}}^t$ sont deux nombres aléatoires tirés uniformément sur $[0, 1]$. Le coefficient d'inertie ω_d est adaptatif : il varie sur l'intervalle $[0.1, 1.1]$, décroissant lorsque la particule se rapproche d'une solution optimale. Pour notre problème, $\omega_c = 1,5$ et $\omega_s = 2$.

L'optimisation se fait avec le logiciel MATLAB, via la fonction `particleswarm` de la boîte à outils Optimisation Globale. Chaque élément qui intervient dans la boucle d'optimisation (fonction de transfert, filtre de déconvolution, DSP de l'objet et du bruit) est échantillonné sur 512×512 points.

2.4.3.3 Détermination du nombre d'anneaux optimal

La recherche du masque optimal se déroule en deux étapes. La première consiste à trouver le nombre d'anneaux L_0 suffisant pour notre problème. La seconde consiste à rechercher les valeurs optimales des rayons du masque.

[Falcón *et al.* 2017] ont montré qu'il existe, pour un système optique parfait sans détecteur, un nombre d'anneaux L au delà duquel la QI n'augmente plus et reste constante. Pour déterminer L_0 pour notre problème, nous optimisons le masque sur Ψ en faisant varier le nombre L et la largeur des anneaux. Le critère utilisé est $J_{maximin}$. Le système étant dénué d'aberrations, la réponse du système est symétrique de part et d'autre du point de focalisation $\psi = 0$ [Diaz 2011, Falcón *et al.* 2017]. Pour limiter le temps de calcul, l'optimisation est faite sur l'ensemble $\{0; 4,7\lambda\}$ échantillonné sur $K = 11$ valeurs, soit $\Psi = \{\psi_1 = 0; \dots; \psi_{11} = 4,7\lambda\}$ avec $\psi_{k+1} - \psi_k = 0,47\lambda$. Le RSB est fixé à 34 dB.

Par construction, l'algorithme d'optimisation par essaim particulaire fournit un optimum local, qui n'est pas forcément l'optimum global. Afin de se rapprocher de ce dernier, pour chaque valeur de L , une série de 50 optimisations est lancée. Chaque optimisation est parallélisée. Les calculs sont effectués sur un processeur 4 cœurs Intel Xeon hyper-threadé @3,4 GHz. La figure 2.6 présente l'évolution de la valeur optimale du critère $J_{maximin}$, que nous noterons QI_{\min} dans la suite, en fonction du nombre d'anneaux L . La qualité d'image QI augmente rapidement avec L et atteint un point de saturation à $L = 7$ pour $QI_{\min} = 19,4$ dB. L'écart entre

$QI_{\min}(L = 7)$ et $QI_{\min}(L = 8)$ est de 0,03 dB, l'augmentation de QI n'est pas significative. Pour notre problème, un masque à $L_0 = 7$ anneaux est donc suffisant.

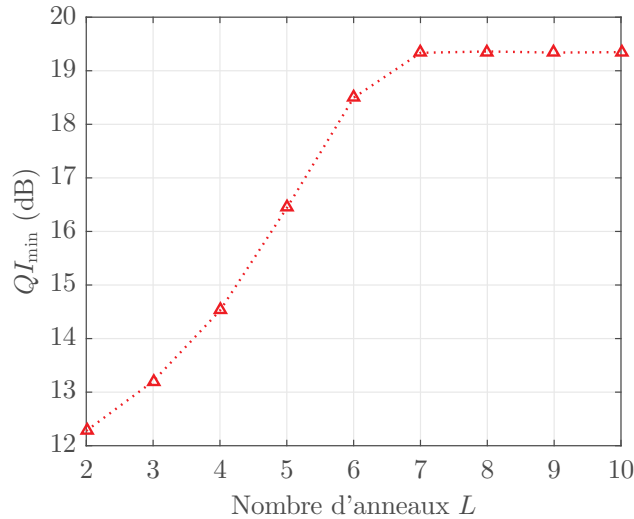


FIGURE 2.6 – Evolution de la QI minimale sur Ψ en fonction du nombre d'anneaux L .

2.4.3.4 Performances du masque optimal

Le masque optimal est donné par l'ensemble de 6 rayons qui maximise QI_{\min} . Le profil du masque optimal est donné en figure 2.7. Les rayons optimaux sont $\theta_{opt} = \{r_1 = 0,443, r_2 = 0,695, r_3 = 0,781, r_4 = 0,853, r_5 = 0,917, r_6 = 0,9563\}$. La phase possède un anneau central large, correspondant à un profil de phase plat au centre et qui évolue plus rapidement au bord avec la succession rapide d'anneaux fins aux bords du masque.

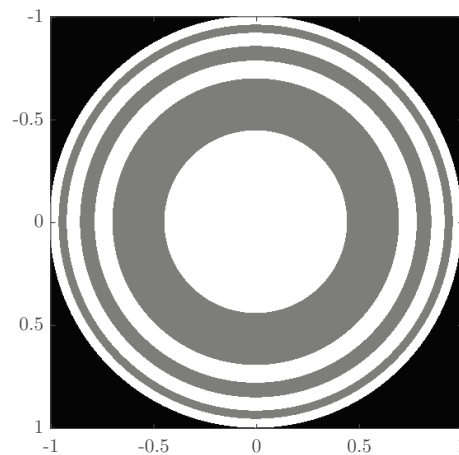


FIGURE 2.7 – Masque optimal à 7 anneaux, avec une phase de 0 rad en blanc et π rad en gris.

La figure 2.8 présente l'évolution de la QI en fonction de la défocalisation $\psi \in \Psi$. La QI du système parfait sans masque et sans déconvolution décroît rapidement en fonction de la défocalisation. Lorsque $\psi = 0$, la QI vaut 24,8 dB. Au bord de sa profondeur de champ

naturelle, pour $\psi = 0,6\lambda$, la QI est de 22,7 dB et chute rapidement ensuite. À l'inverse, comme souhaité, la QI du système avec le masque binaire annulaire optimal et le filtre de déconvolution est quasi-invariante sur la profondeur de champ Ψ . Elle atteint son minimum de 19,3 dB lorsque $\psi = 0$, et sa valeur maximale 19,9 dB au voisinage de $\psi = 4\lambda$. Le niveau moyen de QI du système avec masque optimisé conjointement est inférieur à la QI du système parfait focalisé mais garde une valeur constante suffisante sur la plage de profondeur de champ visée.

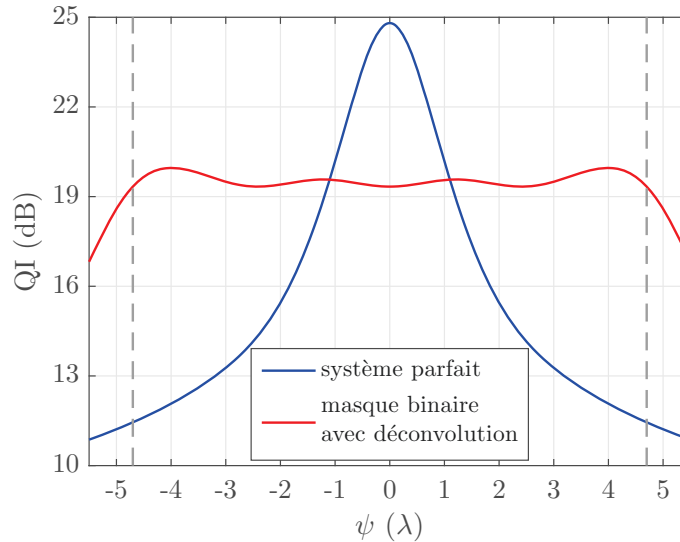


FIGURE 2.8 – Évolution de la QI en fonction de ψ pour le système parfait et le système avec masque de phase binaire annulaire et déconvolution. Les bornes de la profondeur de champ Ψ ($-4,7\lambda$ et $4,7\lambda$) sont indiquées en pointillés.

À titre d'illustration, en figure 2.9, les images d'une mire de Siemens sont simulés pour le système parfait et le système avec le masque de phase binaire annulaire optimal, aux trois défocalisations $\psi \in \{0; 0,6\lambda; 4,7\lambda\}$. Le système parfait donne une image similaire à l'œil pour $\psi = 0$ et $\psi = 0,6\lambda$, ce qui est conforme avec le calcul de la profondeur de champ naturelle. Lorsqu'il est fortement défocalisé, la mire est floue et le contraste des hautes fréquences (centre de la mire et transitions noir-gris) est très faible voire nul. Le masque quant à lui permet de conserver la résolution de l'image sur l'ensemble de la profondeur de champ et l'augmentation du bruit par le filtrage de Wiener est limitée.

2.5 Conclusion

Nous avons présenté une méthode permettant d'optimiser conjointement un système optique avec un traitement d'images de manière à rendre le système quasi invariant à certains paramètres. Nous avons illustré cette méthode par l'augmentation de la profondeur de champ d'un système parfait avec un masque de phase binaire annulaire. L'optimisation des paramètres du masque conjointement avec le traitement de déconvolution permet d'atteindre des performances qui vont au-delà du système parfait sans masque.

Cependant, dans la pratique, le système optique présente des aberrations (aberration sphérique, coma, astigmatisme, etc.) qui doivent être prises en compte dans l'optimisation. La simulation de ces défauts optiques peut se faire simplement dans un premier temps sous

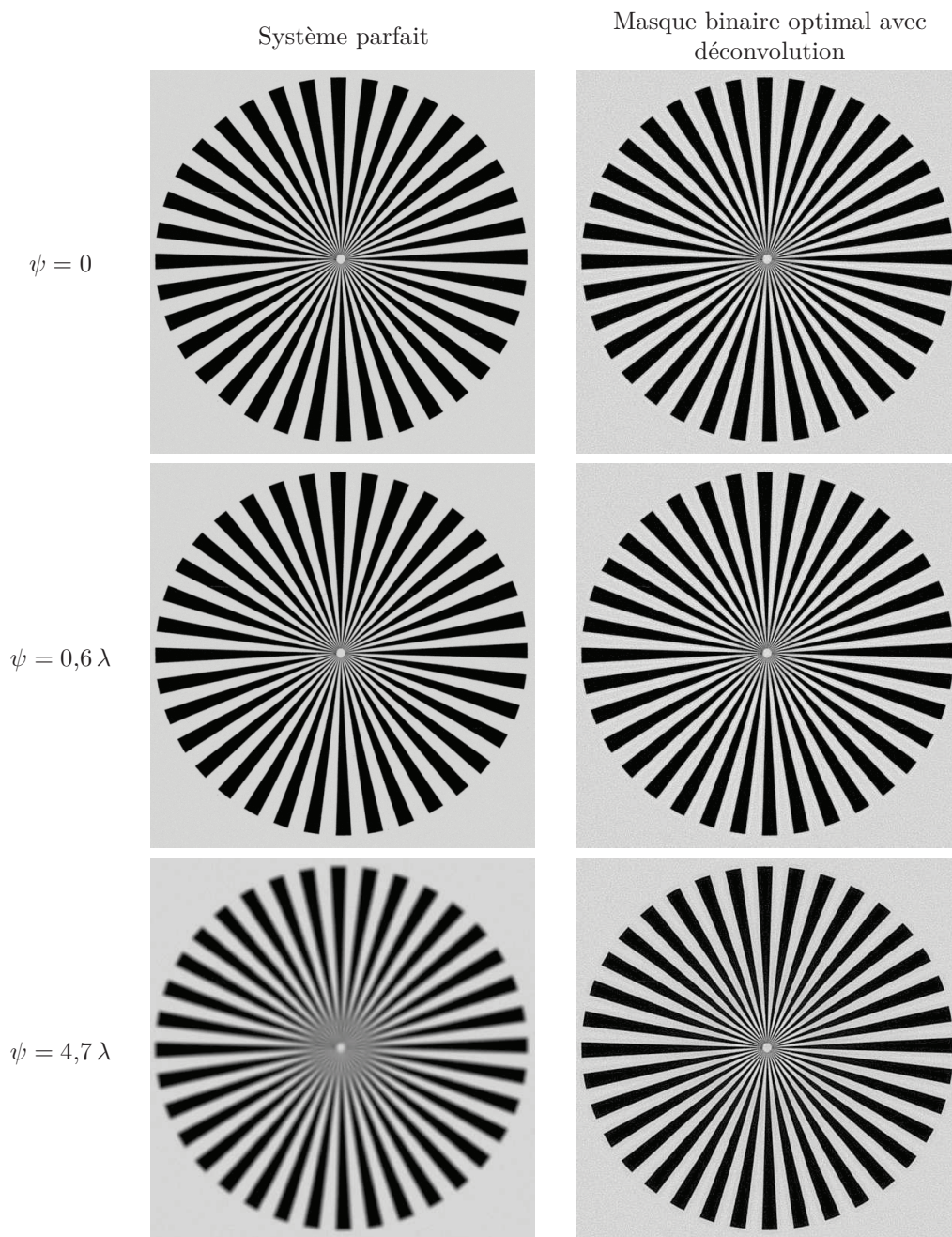


FIGURE 2.9 – Images de mire pour le système parfait et le système avec masque de phase binaire annulaire optimal et déconvolution.

MATLAB, en ajoutant à la fonction de phase de la pupille des termes en polynômes de Seidel ou de Zernike dont les coefficients déterminent la présence et la quantité des différentes aberrations. Cette méthode atteint néanmoins rapidement ses limites lorsque le système est plus complexe car les aberrations sont d'ordre élevé, et leur comportement est difficile à calculer. La simulation de la réponse optique d'un système complexe réel peut se faire de manière beaucoup plus précise et efficace via un logiciel de conception et calcul optique.

Dans le chapitre suivant, nous allons étudier l'insertion du masque de phase pour augmenter la profondeur de champ d'une combinaison optique réelle. Pour cela, nous proposons d'intégrer dans la boucle d'optimisation conjointe, le calcul par un logiciel de conception optique de la réponse d'un système optique comportant un masque de phase à optimiser.

Chapitre 3

Optimisation conjointe appliquée au codage de pupille et démonstration expérimentale

Ce chapitre présente l'optimisation conjointe du masque en tenant compte des caractéristiques et de la réponse d'un système optique réel. Comme dans le chapitre précédent, l'objectif est d'augmenter la profondeur de champ du système existant. La combinaison optique est connue et modélisée par le biais d'un logiciel de conception optique. Dans cette thèse, le logiciel utilisé est Code V[®]. Le modèle du masque est introduit dans la simulation de la combinaison, et ses paramètres sont ensuite optimisés conjointement avec le traitement de déconvolution selon la méthode présentée dans le chapitre précédent. Ce système complet, du masque de phase à l'implémentation temps réel du traitement d'images, a ensuite été réalisé et caractérisé.

3.1 Optimisation conjointe d'un masque de phase dans un système réel pour l'augmentation de la profondeur de champ

Dans ce chapitre, nous considérons une caméra à forte ouverture qui reprend les caractéristiques décrites dans le tableau 2.1, page 25, et que nous rappelons ici : $f = 20$ mm, $N = 1,22$ et $p = 4,4$ μm . La caméra fournit des images au format Haute-Définition (HD) de 1296×972 pixels. Le détecteur est sensible aux radiations visible et proche infrarouge. Le champ total est de $16^\circ \times 12^\circ$, soit 20° en diagonale. Nous appellerons ce système la *caméra conventionnelle*.

3.1.1 Combinaison optique de la caméra conventionnelle

La combinaison optique a été préalablement optimisée de manière traditionnelle sur l'ensemble du demi-champ diagonal, de 0° à 10° . Elle est représentée en figure 3.1. Elle comprend 9 éléments optiques réfractifs à symétrie de révolution. Nous utiliserons les notations suivantes : L_i désigne le i -ème élément optique et L_iR_j désigne la j -ème surface de cet élément. La combinaison est divisée en deux blocs :

- le *bloc arrière* comprend les lentilles L6 à L9. Il est solidaire avec le plan de détection. Le 10ème élément représenté sur la figure 3.1 est la fenêtre de protection du détecteur ;

- le *bloc avant* comprend les lentilles L1 à L5. Ce bloc est mobile par rapport au bloc arrière. Son déplacement permet de régler la mise au point. L'écart variable entre les deux blocs est $\delta = \delta_0 + \delta_{\text{MAP}}$ avec $\delta_0 = 0,23 \text{ mm}$ fixe et δ_{MAP} variable.

Le diaphragme d'ouverture du système est matérialisé sur L6R1. La pupille de sortie est virtuelle, positionnée environ au milieu de la lentille L7. L'asphérisation de la surface L7R2 permet de contrôler les aberrations de champ.

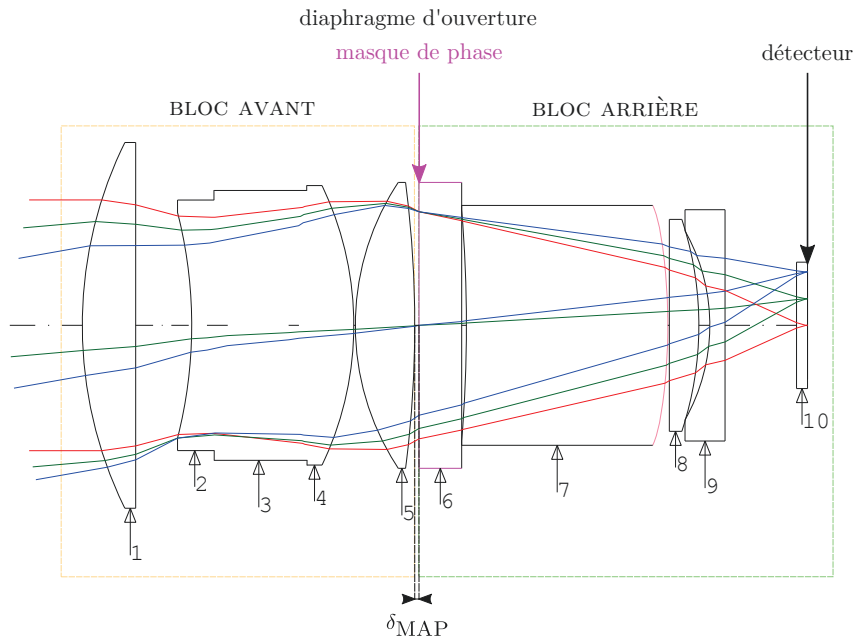


FIGURE 3.1 – Schéma de la combinaison optique réelle divisée en deux blocs, le bloc avant étant mobile par rapport au bloc arrière. Le diaphragme d'ouverture sur lequel le masque de phase sera positionné est matérialisée sur la surface L6R1 représentée en magenta. La seule surface asphérique L7R2 est représenté en rouge clair.

L'analyse de l'écart normal à la sphère de sortie – sphère tangente au centre de la pupille de sortie et de rayon de courbure égal à la distance entre la pupille de sortie et le centre du plan image – sur la base des polynômes de Zernike définis dans [Born et Wolf 1999] montre que, sur l'axe, la combinaison est principalement entachée d'aberration sphérique d'ordre 3. Elle présente également un résidu d'aberration sphérique aux ordres supérieurs, jusqu'à l'ordre 9 qui est l'ordre maximal de la base d'analyse. L'écart normal Pic à Vallée (PV) vaut $\Delta_{\text{PV}}^{0^\circ} = 0,4 \lambda$ sur l'axe (cf. figure 3.2.a). Dans le champ, la combinaison présente surtout de l'astigmatisme $0^\circ/90^\circ$ primaire (d'ordre 3) et de la coma suivant y primaire et secondaire (d'ordre 3 et 5). L'écart normal PV pour le champ maximal vaut $\Delta_{\text{PV}}^{10^\circ} = 4,0 \lambda$ (cf. figure 3.2.b). La combinaison présente également du vignettage, causé par la lucarne en L2R1, d'où la forme en œil de chat de l'empreinte du faisceau dans la pupille de sortie dans le champ (cf. figure 3.2.b).

La combinaison a été initialement conçue pour résoudre des détails jusqu'à 60 cy/mm . Cela correspond à la fréquence de Nyquist d'un pixel de $8,3 \mu\text{m}$ soit approximativement un pixel deux fois plus grand que $p = 4,4 \mu\text{m}$. Ce système d'imagerie est donc suréchantillonné d'un facteur 2.

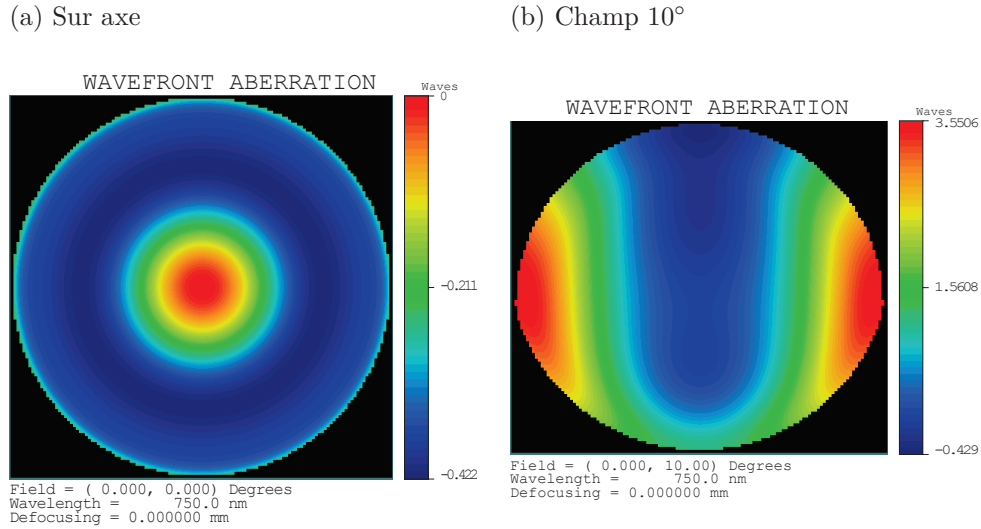


FIGURE 3.2 – Écart normal à la sphère de sortie (a) sur l'axe et (b) dans le champ maximal de 10° . La mise au point est faite à $d_o = 24$ m.

On considère que la caméra fournit des images de netteté acceptable sur la plage de distances objet $d_o \in [12 \text{ m}; \infty]$, que nous définirons comme sa profondeur de champ naturelle. Le critère utilisé pour cette définition repose sur le niveau de FTM admissible : on considère que la FTM monochromatique à $\lambda_0 = 750$ nm doit être supérieure, sur l'axe, à $0,35$ à 60 cy/mm. D'après la section 2.4.1, la distance hyperfocale correspondante est de $h_0 = 24$ m et la profondeur de champ équivalente en ψ est $\psi \in \Psi_0 = \{-1,9 \lambda; 1,9 \lambda\}$.

La figure 3.3 présente les FTM optiques monochromatiques à λ_0 obtenues à partir de la transformée de Fourier de la RPI monochromatique calculée par Code V pour chaque champ et chaque distance objet. La mise au point est faite à 24 m, ce qui signifie que pour un objet à cette distance, la taille du Spot Diagram est minimale lorsque $\delta_{\text{MAP}} = 44 \mu\text{m}$. Dans le champ, les FTM tangentielles restent bien supérieures à $0,35$. Remarquons même qu'en bord de plage de profondeur de champ, les FTM tangentielles dans le champ sont supérieures à la FTM sur l'axe. Cela peut s'expliquer par le vignettage qui réduit l'ouverture selon y (plan tangentiel) et qui réduit l'impact de la défocalisation. En effet, le déphasage introduit par la défocalisation est surtout élevé en bord d'ouverture de part sa forme parabolique. Notons également que dans le champ, avec le vignettage et la présence d'astigmatisme, l'écart normal PV dans le plan tangentiel est plus faible que dans le plan sagittal (cf. figure 3.2.b) : $\Delta_{\text{PV}}^T = 1,6 \lambda < \Delta_{\text{PV}}^S = 3,6 \lambda$. Cela provoque la forte différence entre les FTM tangentielles et sagittales dans le champ que l'on peut constater à la figure 3.3.

Dans la suite de cette partie, nous considérons seulement le comportement de la combinaison sur l'axe et à $\lambda_0 = 750$ nm.

3.1.2 Optimisation du masque binaire

L'objectif est d'augmenter la profondeur de champ du système d'un facteur $\times 2,5$ de sorte qu'il fournisse des images nettes sur l'intervalle $[4,8 \text{ m}; \infty]$, soit $\Psi = [-4,7 \lambda; 4,7 \lambda]$, d'après la section 2.4.2, page 26. La nouvelle distance hyperfocale est $h = 9,6$ m. Pour atteindre cet objectif, nous introduisons un masque binaire dans le diaphragme d'ouverture de la caméra. Ses paramètres sont optimisés conjointement avec le traitement de déconvolution. Nous présentons dans cette section la boucle d'optimisation et le masque optimal obtenu, et analysons ses

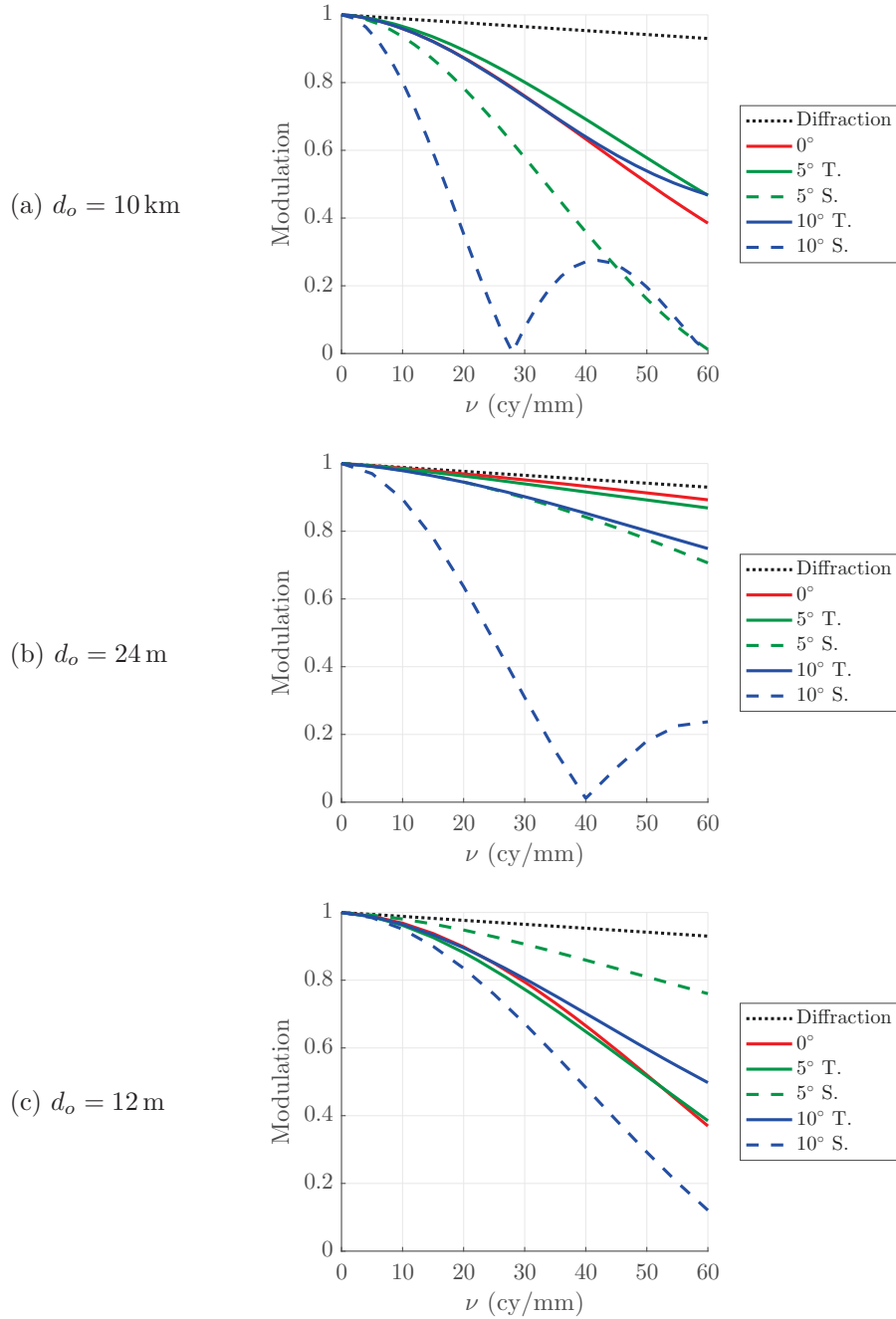


FIGURE 3.3 – FTM monochromatiques à $\lambda_0 = 750$ nm de la combinaison optique conventionnelle aux distances objets : (a) 10 km, (b) 24 m et (c) 12 m. Les FTM sont calculées pour les demi-champs 0° , 5° et 10° dans le plan tangentiel T et le plan sagittal S. Sur l'axe (0°), les FTM sagittales et tangentielles sont identiques. La mise au point est faite à 24 m correspondant à $\delta_{\text{MAP}} = 44$ μm .

performances. Le système composé de la combinaison optique conventionnelle avec le masque de phase optimisé et suivi du post-traitement sera appelé *caméra hybride*.

3.1.2.1 Modélisation du masque de phase binaire annulaire

La RPI peut être calculé en fonction de l'écart normal dans la pupille de sortie. Le masque doit donc être inséré dans la pupille de sortie de la combinaison ou un conjugué de celle-ci. Pour ce système, la pupille de sortie est virtuelle et donc inaccessible. Le masque sera donc placé dans une pupille intermédiaire qui est conjuguée avec la pupille de sortie par la partie du système optique entre cette pupille intermédiaire et la dernière surface optique de la combinaison. Le plus simple ici est d'insérer le masque dans le diaphragme d'ouverture physique qui est matérialisé sur L6R1.

L'aberration pupillaire qui déforme légèrement l'image du masque dans la pupille de sortie sera automatiquement prise en compte par le tracé de rayons de Code V pour les calculs de ce chapitre.

Le masque est gravé directement sur la surface L6R1, où L6 est une lame à face parallèle en ZnS. On note L son nombre d'anneaux. De manière native, Code V ne dispose pas de modèle de surface adapté à la forme du masque de phase binaire. Le masque est alors simulé au moyen d'une surface définie par l'utilisateur, *User Defined Surface* en anglais, développée dans une étude antérieure [Sauer 2013]. La fonction informatique décrivant la surface a été implémentée sous forme d'une DLL, *Dynamic Link Library* ou bibliothèque logicielle de liens dynamiques, compilée à partir d'un fichier en langage C. La surface est telle que $z = f(\sqrt{x^2 + y^2})$ avec f la fonction du masque. f est définie par l'ensemble des $L - 1$ couples (r_j, u_j) de la manière suivante :

$$f(r) = \begin{cases} 0 & \text{si } 0 \leq r \leq r_1 \\ u_j & \text{si } r_j \leq r \leq r_{j+1} \\ u_{L-1} & \text{si } r_{L-1} \leq r \leq R \end{cases} \quad (3.1)$$

avec R le rayon d'ouverture du masque, r_j le rayon du j -ème anneau et u_j la hauteur de transition entre le j -ème et le $j + 1$ -ème anneau. u_j est définie à partir de la position de la surface $z = 0$. Pour le masque binaire de saut de phase égal à π , $u_{2p} = 0$ et $u_{2p+1} = e$, avec :

$$e = \frac{\lambda}{2(n_{\text{ZnS}} - 1)} \quad (3.2)$$

L'indice du matériau est $n_{\text{ZnS}} = 2,32$. La hauteur de transition vaut donc $e = 284$ nm. La coupe du masque de phase binaire tel qu'il est défini dans l'UDS Code V est donnée en figure 3.4.

Pour des raisons d'efficacité de calcul, nous négligerons les rares rayons qui frappent les flancs des anneaux. Une modélisation plus détaillée est possible [Sauer 2013] mais augmente les temps de calcul et fait apparaître des rayons très aberrants qui peuvent poser problème. Il est préférable de les ignorer et considérer qu'ils induisent une légère lumière parasite proportionnelle à l'aire relative de l'« ombrage » [Swanson 1991]. Cette lumière parasite, très faible ici, sera négligée.

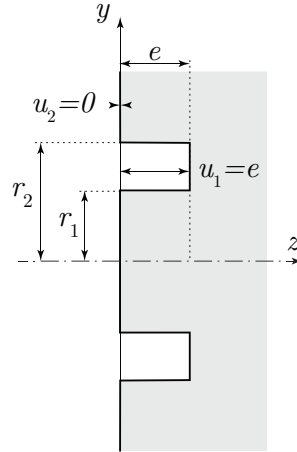


FIGURE 3.4 – Profil du masque de phase binaire annulaire dans le plan tangential

3.1.2.2 Optimisation

Une fois modélisé dans Code V, le masque est optimisé conjointement avec le traitement d'images, selon la méthode présentée dans le chapitre précédent, section 2.4.2. Les variables de l'optimisation sont :

- l'ensemble des rayons du masque $\left\{ \rho_j = \frac{r_j}{R} \right\}_{j \in \llbracket 1, L-1 \rrbracket}$ normalisés par rapport au rayon d'ouverture $R = 7,7$ mm ;
- l'écart variable δ_{MAP} entre les deux blocs permettant, pendant l'optimisation, d'ajuster finement la mise au point pour équilibrer les performances sur la plage de profondeur de champ.

L'ensemble des variables de l'optimisation est noté $\theta = \{\rho_1; \dots; \rho_{L-1}; \delta_{\text{MAP}}\}$. L'optimisation s'effectue avec MATLAB, selon le critère J_{maximin} donné par la formule 2.15, à la longueur d'onde $\lambda = 750$ nm et sur l'axe. Le RSB est fixé à 34 dB. Comme la réponse de la combinaison optique réelle n'est plus symétrique de part et d'autre du point de focalisation $\psi = 0$ du fait des aberrations autres que le defocus déjà présentes dans la combinaison, il faut considérer dans l'optimisation l'ensemble de la plage de profondeur de champ de $-4,7\lambda$ à $4,7\lambda$, échantillonnée sur K valeurs.

La boucle d'optimisation représentée à la figure 3.5 est relativement similaire à celle décrite dans le chapitre précédent, section 2.4.2, à la différence que la réponse de la combinaison optique avec masque de phase est calculée par Code V. Ce dernier est utilisé pour tracer les rayons et calculer les RPI ; nous n'exploitons pas, dans ce chapitre, sa capacité à optimiser le système.

Le modèle de DSP objet S_{OO} choisi pour cette optimisation est calculé à partir d'une image de voiture de police représentée en figure 3.6. L'objectif de ce système est d'imager de manière satisfaisante une plaque de voiture, *i.e.* de façon à en reconnaître les symboles. La DSP est calculée comme le module carré de la transformée de Fourier de l'image :

$$S_{\text{OO}}(\boldsymbol{\nu}) \propto \left| \widehat{O}(\boldsymbol{\nu}) \right|^2 \quad (3.3)$$

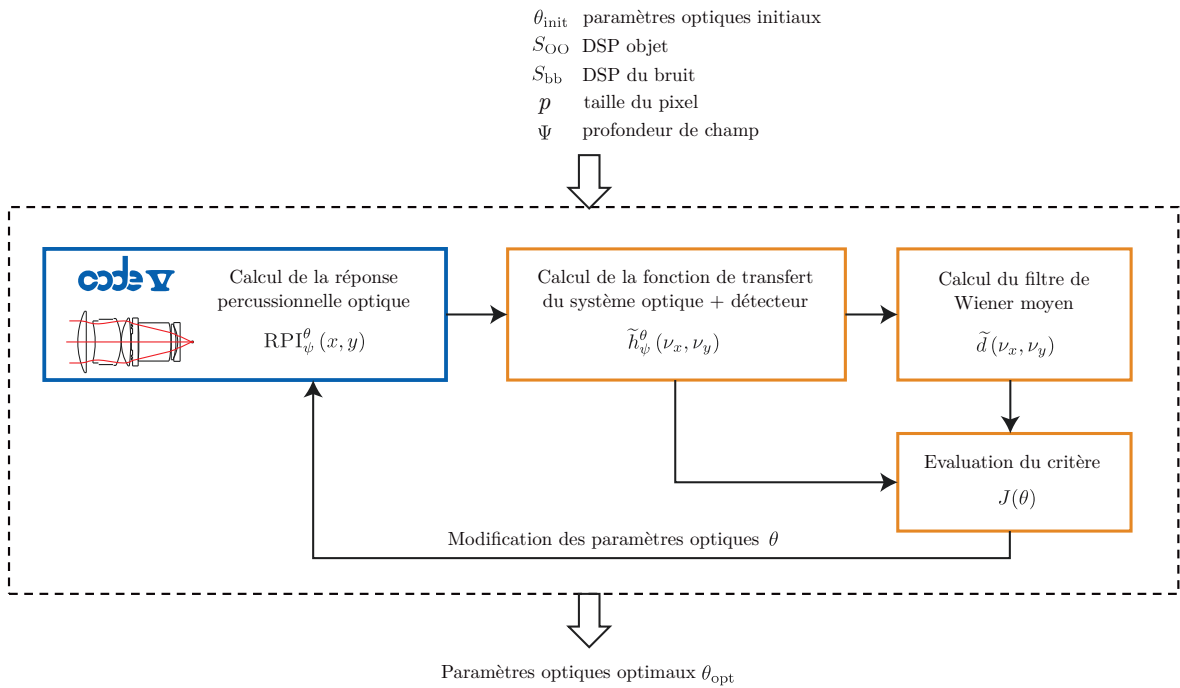


FIGURE 3.5 – Boucle d’optimisation avec Code V comme logiciel de tracé de rayon. Les blocs entourés d’orange sont calculés par MATLAB. L’optimisation se fait dans MATLAB.



FIGURE 3.6 – Image de voiture de police [Wikipedia 2013]

3.1.2.3 Masque binaire calculé et réalisé

En utilisant la boucle d’optimisation décrite à la figure 3.5, un masque a été calculé et réalisé préalablement à la thèse. Ce masque est à $L = 6$ anneaux. Ses rayons normalisés $\{\rho_1; \dots; \rho_5\}$ et le paramètre de mise au point δ_{MAP} ont été optimisés suivant le critère J_{\maximin} , sur $K = 3$ valeurs de distances objet $d_o \in \{4,8 \text{ m}; 9,6 \text{ m}; 10 \text{ km}\}$. Ces valeurs correspondent aux valeurs de défocalisation $\psi \in \{-4,7 \lambda; 0; 4,7 \lambda\}$. On peut assimiler la distance de 10 km à l’infini, l’écart de défocalisation entre ces deux distances $\Delta\psi = 0,0045 \lambda$ étant négligeable par rapport à la plage de défocalisation considérée.

L’algorithme utilisé pour l’optimisation du masque existant est l’algorithme d’optimisation de Nelder-Mead [Nelder et Mead 1965], également appelé *downhill simplex method*. Un simplexe, polyèdre à $N+1$ sommets dans un espace de dimension N , parcourt l’espace de

recherche à partir d'un point de départ arbitraire. À chaque itération, il se déforme ou se déplace jusqu'à ce que ses sommets se rapprochent suffisamment de l'optimum local. Cet algorithme est implémenté par la fonction `fminsearch` de MATLAB. L'algorithme donne une estimation précise de l'optimum local mais par construction sera moins efficace que l'algorithme d'optimisation par essaim particulaire pour se rapprocher de l'optimum global.

Le masque optimal à 6 anneaux, que nous appelons *masque réalisé* dans la suite, est représenté en figure 3.7.a. Ses paramètres optimaux sont donnés dans le tableau 3.1, colonne 1.

Paramètres	Masque réalisé	Masque optimal pour la caméra réelle ($K = 3$)	Masque optimal pour la caméra réelle ($K = 11$)
ρ_1	0,419	0,395	0,419
ρ_2	0,682	0,651	0,538
ρ_3	0,760	0,731	0,612
ρ_4	0,831	0,804	0,787
ρ_5	0,902	0,871	0,830
ρ_6	—	—	0,902
δ_{MAP}	34 μm	34 μm	36 μm

TABLE 3.1 – Paramètres optimaux du système hybride : rayons normalisés optimaux du masque de phase binaire et distance de réglage de mise au point, pour le masque réalisé, le masque optimal pour $K = 3$ et le masque optimal pour $K = 11$.

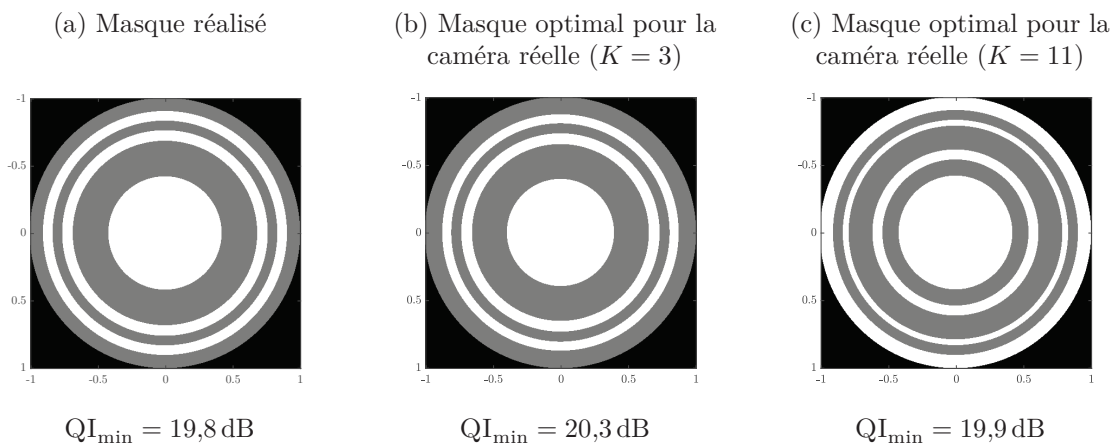


FIGURE 3.7 – Masque de phase binaire annulaire (a) réalisé, (b) optimal pour $K = 3$ et (c) optimal pour $K = 11$, avec, en gris, la phase de π et, en blanc, la phase nulle.

La QI du système hybride avec le masque de phase binaire réalisé est représentée en fonction de la défocalisation ψ à la figure 3.8.a, et par correspondance en fonction de la distance objet d_o à la figure 3.8.b. Elle est comparée à la QI que donne la caméra conventionnelle réglée à sa distance hyperfocale de 24 m (courbe bleue). Comme attendu, cette dernière décroît de manière monotone lorsqu'on s'éloigne de son point de focalisation. Nous avons vu dans le chapitre précédent que la QI est symétrique de part et d'autre du point de focalisation $\psi = 0$ lorsque le système optique est supposé idéal (cf. figure 2.8, page 32). Ici, du fait de la présence des aberrations, la QI du système hybride (courbe rouge) n'est plus symétrique. Elle tend à décroître lorsque ψ augmente. Elle présente également des variations de l'ordre de 3 dB en amplitude sur la plage de profondeur de champ visée entre les 3 points de contrôle

de l'optimisation, mais demeure largement supérieure à la QI du système conventionnel sur cet intervalle. Son minimum est de 18 dB à $\psi = 2,7\lambda$ ($d_o = 6,1$ m). En dehors de la plage de profondeur de champ visée Ψ , *i.e.* pour $\psi \geq 4,7\lambda$ ($d_o \leq 4,8$ m), la QI du système hybride chute rapidement.

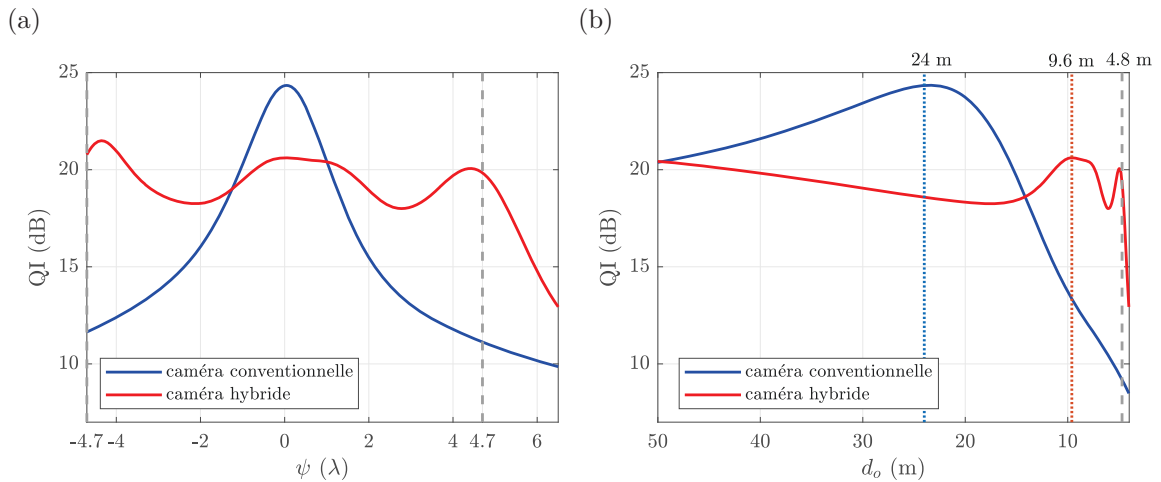


FIGURE 3.8 – Évolution de la QI en fonction de (a) la défocalisation ψ et (b) la distance objet d_o . Les lignes verticales grises en pointillés indiquent la valeur limite de la plage de profondeur de champ souhaitée (borne inférieure de $-4,7\lambda$ et borne supérieure de $4,7\lambda$). La QI est représentée au delà de cette limite pour visualiser son évolution en dehors de la profondeur de champ requise. Dans le graphe b, la ligne en pointillés bleue, respectivement rouge, repère la distance hyperfocale de la caméra conventionnelle à 24 m, respectivement hybride à 9,6 m.

À titre d'illustration, les images simulées données par la caméra hybride avec masque de phase et post-traitement sont présentées à la figure 3.9, deuxième colonne, pour différentes distances objet d_o . La qualité des images est quasiment similaire pour 10 km, 9,6 m et 4,8 m. L'augmentation du bruit causé par la déconvolution est peu remarquable à l'œil. Nous avons également simulé l'image d'un objet à la distance de 6,1 m pour laquelle la QI est minimale sur la plage de profondeur de champ. Malgré l'écart de QI de 2,7 dB, la différence entre les images à $d_o = 10$ km et $d_o = 6,1$ m est peu perceptible.

Pour comparaison, nous avons calculé les images données par la caméra conventionnelle sans masque et sans post-traitement (cf. figure 3.9, colonne 1). Comme attendu, la qualité de l'image est bonne à 10 km et se dégrade au fur et à mesure que l'objet se rapproche de la caméra. À « courte » distance, pour d_o valant 6,1 m ou 4,8 m, l'image est floue et la plaque d'immatriculation n'est plus lisible. Les images de la plaque d'immatriculation obtenues par la caméra hybride restent quant à elles bien lisibles. Les variations de QI du système hybride sur la plage de profondeur de champ Ψ constatées sur la figure 3.8 sont donc acceptables.

La figure 3.10 présente les FTM du système hybride avec le masque réalisé, avant et après déconvolution, pour les trois distances objet 10 km, 9,6 m et 4,8 m. Nous les comparons avec les FTM du système conventionnel sans déconvolution, aux mêmes distances objet, et mis au point à 24 m (cf. figure 3.10.c). Nous représentons également sur les courbes de FTM le niveau de bruit dans l'espace de Fourier $\tilde{b}(\nu)$, qui est proportionnel à la racine carrée de la DSP du bruit S_{bb} :

$$\tilde{b}(\nu) = 10^{\text{RSB}/20} \quad (3.4)$$

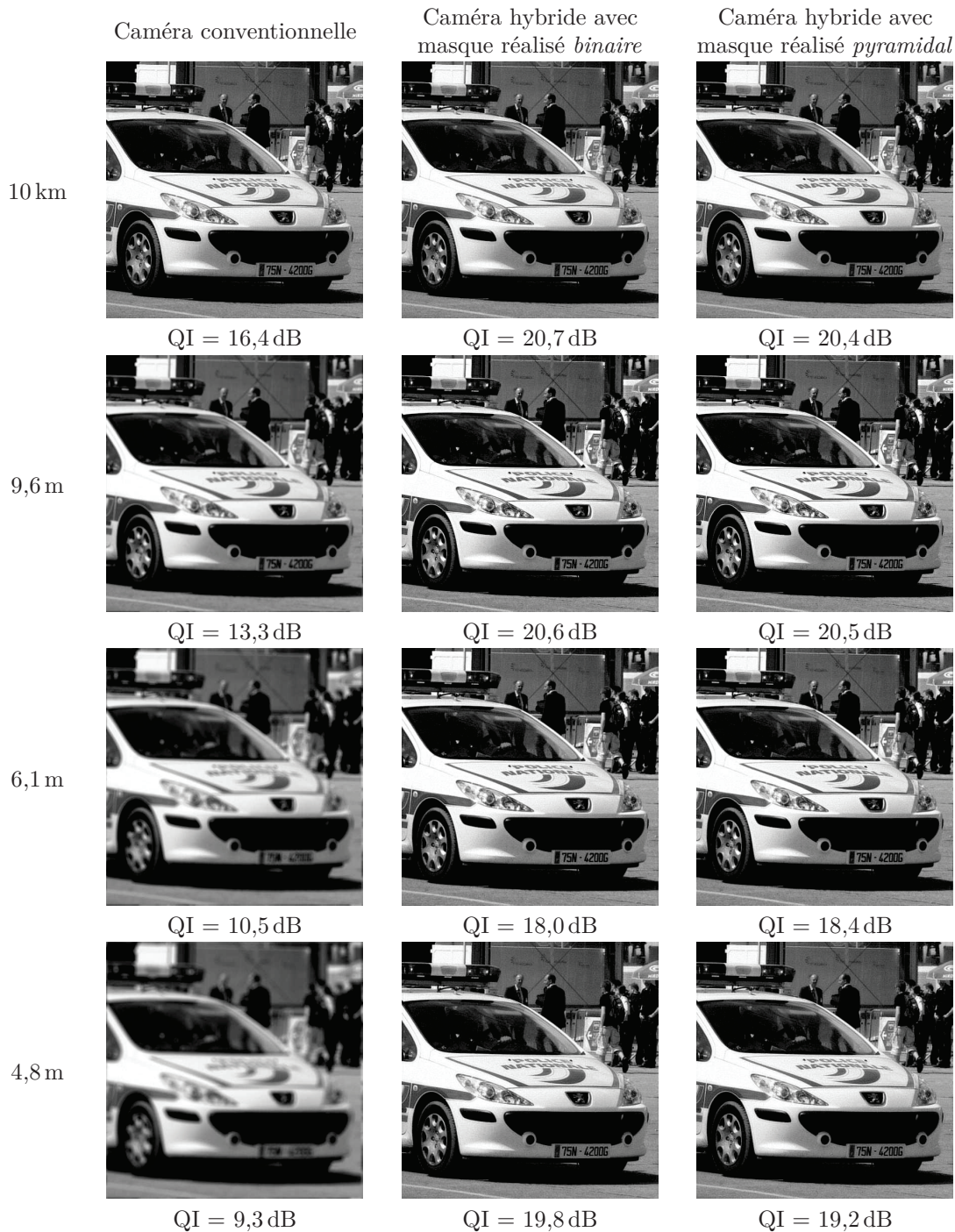


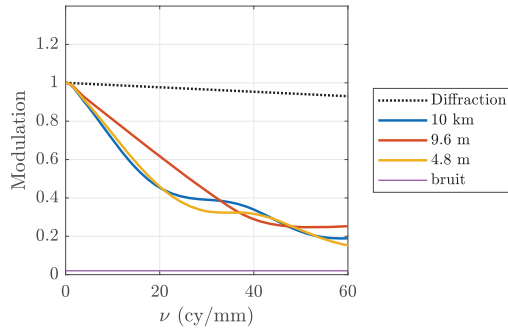
FIGURE 3.9 – Images simulées données par la caméra conventionnelle (1ère colonne), la caméra hybride avec masque binaire à 6 anneaux et déconvolution (2ème colonne) et la caméra hybride avec masque pyramidal et déconvolution (3ème colonne), aux distances 10 km, 9,6 m, 6,1 m et 4,8 m. La caméra hybride, respectivement conventionnelle, est mise au point à sa distance hyperfocale de 9,6 m, respectivement de 24 m.

Avec un rapport signal sur bruit égal à $\text{RSB} = 34 \text{ dB}$, le niveau de bruit vaut $\tilde{b}(\nu) = 0,02$. Le bruit filtré dans l'espace de Fourier désigne le produit du filtre de Wiener moyen et du niveau de bruit dans l'espace de Fourier :

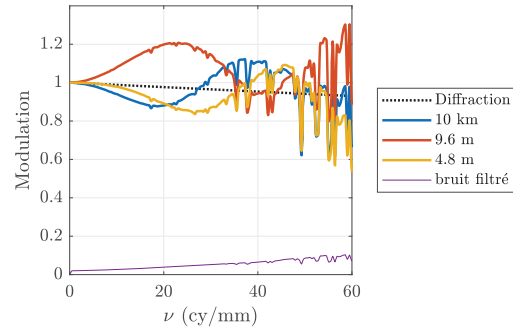
$$\tilde{b}_f(\nu) = \tilde{d}(\nu) \cdot \tilde{b}(\nu) \quad (3.5)$$

La FTM du système conventionnel présente des annulations lorsque $d_o = 9,6 \text{ m}$ et $d_o = 4,8 \text{ m}$, et leurs niveaux chutent rapidement lorsque d_o diminue. Les FTM du système hybride, quant à elles, ne sont pas strictement invariantes mais leurs allures sont similaires. Elles ne s'annulent pas sur la plage de fréquence désirée, de 0 à 60 cy/mm et conservent à 60 cy/mm un niveau suffisamment élevé par rapport au niveau du bruit pour que l'information à cette fréquence soit restituée après déconvolution. Remarquons que les oscillations des FTM après déconvolution sont liées au modèle de DSP objet S_{OO} choisie et de son contenu fréquentiel. L'utilisation de la DSP générique de type $\zeta\nu^{-\kappa}$ permettrait d'avoir des courbes plus lissées sur les fréquences considérées.

(a) Système hybride, avant déconvolution



(b) Système hybride, après déconvolution :



(c) Système conventionnel, sans déconvolution :

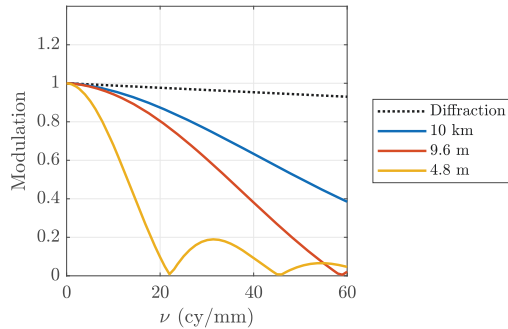


FIGURE 3.10 – FTM sur l'axe du système hybride avec le masque de phase annulaire binaire réalisé (a) avant déconvolution et (b) après déconvolution, et (c) FTM sur l'axe du système conventionnel sans déconvolution, pour les trois distances objet d_o de 10 km, 9,6 m et 4,8 m.

3.1.2.4 Comparaison du masque réalisé avec le masque optimal

Le masque décrit dans la section précédente, appelé *masque réalisé* dans la suite, a été optimisé préalablement à ma thèse, a été manufacturé et c'est lui dont j'ai disposé pour réaliser les validations expérimentales décrites dans les sections suivantes. Cependant, il m'a paru intéressant de vérifier son optimalité, en tirant parti de résultats récents concernant l'optimisation de tels masques [Falcón *et al.* 2017] et des améliorations que j'ai apportées à la chaîne d'optimisation décrite dans la figure 3.5. Plus précisément, j'ai étudié l'évolution des performances avec l'augmentation du nombre L d'anneaux et du nombre K de valeurs sur lequel est échantillonnée la profondeur de champ souhaitée.

Recherche du nombre d'anneau optimal pour $K = 3$

Pour estimer le masque optimal, nous recherchons tout d'abord le nombre d'anneaux L_0 suffisant pour notre problème. Comme pour le calcul du masque réalisé, la profondeur de champ est échantillonnée sur $K = 3$ valeurs, soit $\Psi = \{-4,7\lambda; 0\lambda; 4,7\lambda\}$. Plusieurs séries d'optimisation sont lancées pour différentes valeurs de L et nous comparons la valeur optimale du critère $J_{\max\text{imin}}(\theta_{\text{opt},L}) = \text{QI}_{\min}$ associée à chacune de ces valeurs de L .

Pour une recherche efficace de l'optimum, nous utilisons l'algorithme d'optimisation par essaim particulaire modifié, décrit dans la section 2.4.3.2, page 29, via la fonction MATLAB `particleswarm`. La parallélisation des calculs qui est possible nativement pour cette fonction, et que nous avons utilisée dans le chapitre précédent pour optimiser un système idéal, ne l'est plus de manière simple en appelant Code V. L'optimisation n'étant plus parallélisée, le temps de calcul est donc augmenté de manière significative. Par exemple, pour un ensemble de paramètres θ à 6 composantes et $K = 3$, l'optimisation d'un système idéal, qui utilise seulement MATLAB, seul dure 1 h. L'optimisation avec Code V intégré dans la boucle dure 28 h. Les calculs sont effectués par un processeur 4 cœurs Intel Xeon hyper-threadé @3,4 GHz.

La figure 3.11 présente la valeur optimale du critère QI_{\min} en fonction du nombre L d'anneaux pour $K = 3$ (courbe bleue). QI_{\min} augmente rapidement avec L jusqu'à atteindre un seuil de saturation à partir de $L = 6$, égal à $\text{QI}_{\min}^{L=6} = 20,30$ dB. La valeur du critère varie peu ensuite : $\text{QI}_{\min}^{L=7} - \text{QI}_{\min}^{L=6} = -0,01$ dB et $\text{QI}_{\min}^{L=8} - \text{QI}_{\min}^{L=7} = 0,07$ dB. L'évolution de QI_{\min} montre donc que $L_0^{K=3} = 6$ anneaux est suffisant.

Forme du masque optimal et simulation de ses performances

Les paramètres optimaux obtenus pour $L = 6$ anneaux sont présentés dans le tableau 3.1 (colonne 2). Le masque correspondant est représenté à la figure 3.7.b. On constate que le masque réalisé et le masque optimal pour $K = 3$ ont une forme et une valeur optimale du critère QI_{\min} proches. Ils présentent un profil plat au centre, en commençant par un premier anneau large, de rayon normalisé de presque 0,4. Le second anneau est large et des anneaux plus fins suivent ensuite, dont la succession rapide peut s'expliquer par la forme parabolique du defocus qui devient rapidement prépondérant aux bords de la plage de profondeur de champ.

Cependant, les profils des deux masques ne sont pas exactement identiques (cf. tableau 3.1, 2ème et 3ème colonnes). La différence entre leurs rayons normalisés est de 0,3 en moyenne. Comme la valeur du critère présente de nombreux minima locaux [Falcón *et al.* 2017], il est aisé d'obtenir des solutions différentes donnant une valeur de critère QI_{\min} similaire.

La figure 3.12 montre l'évolution de la QI selon la défocalisation ψ pour le système réel avec le masque réalisé (courbe verte) et avec le masque optimal pour $K = 3$ (courbe bleue), sur l'ensemble de la profondeur de champ. Sur le graphe, les valeurs de la QI sont données au

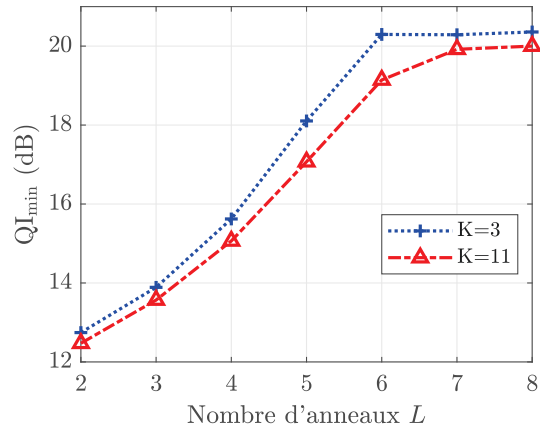


FIGURE 3.11 – Valeur optimale du critère maximin $J_{\text{maximin}}(\theta_{\text{opt},L}) = \text{QI}_{\text{min}}$ en fonction du nombre d’anneaux L pour deux échantillonnages de la plage de profondeur de champ $\{\psi_1 = -4,7\lambda; \dots; \psi_K = 4,7\lambda\}$: $K = 3$ et $K = 11$. Les optimisations sont effectuées avec l’algorithme d’optimisation par essaim particulaire modifié.

delà de $\psi = 4,7\lambda$ afin de visualiser sa chute en dehors de la plage de profondeur de champ. La QI donnée par le système conventionnel est rappelée en pointillés noirs. Les allures des variations de la QI pour le masque réalisé et le masque optimal $K = 3$ sont semblables. Elles présentent toutes deux des minima en dehors des trois points de contrôle de l’optimisation. Ces minima sont plus élevés pour le masque optimal, ce masque est en effet meilleur que le masque réalisé au sens du critère maximin. La QI moyenne sur la plage de profondeur de champ pour le masque optimal $\text{QI}_{\text{moy}}^{K=3} = 19,7 \text{ dB}$ est également plus élevée que celle du masque réalisé $\text{QI}_{\text{moy}}^{\text{réalisé}} = 19,5 \text{ dB}$.

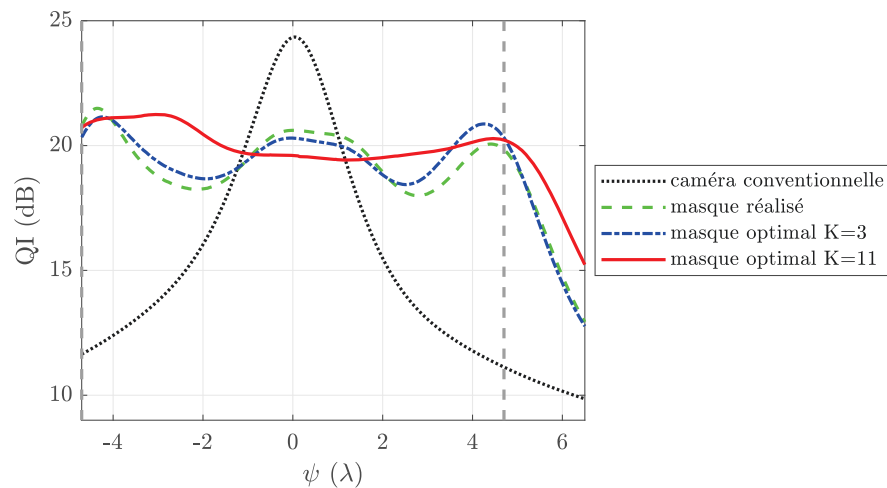


FIGURE 3.12 – Évolution de la QI en fonction de la défocalisation pour le masque optimal

Discussion sur la valeur de K

L’échantillonnage de la profondeur de champ à $K = 3$ valeurs est sommaire : on ne prend en compte que les défocalisations extrêmes $\pm 4,7\lambda$ et la défocalisation nulle. Ce faisant, les

minima réels de la QI sur la plage de profondeur de champ qui se situent à l'intérieur de la plage ne sont pas échantillonnés. En toute rigueur, pour l'optimisation, la profondeur de champ devrait être échantillonnée sur un nombre K plus élevé, permettant d'échantillonner notamment les minima de QI. Nous considérons ici $K = 11$ valeurs, qui est suffisant pour notre problème, soit $\Psi = \{\psi_1 = 0; \dots; \psi_{11} = 4,7 \lambda\}$ avec $\psi_{k+1} - \psi_k = 0,94 \lambda$.

L'évolution de la valeur optimale du critère QI_{\min} pour $K = 11$ est représentée à la figure 3.11, courbe rouge. Les optimisations sont réalisées dans les mêmes conditions que celles pour $K = 3$ présentées précédemment. Pour cet échantillonnage, QI_{\min} augmente plus longtemps et stagne à partir d'un nombre L d'anneaux plus élevé que pour $K = 3$ (cf. figure 3.11, courbe bleue). On constate que le nombre d'anneaux suffisant pour ce problème est $L_0^{K=11} = 7$.

Le masque optimal à 7 anneaux est représenté à la figure 3.7.d et les paramètres optimaux sont décrits dans le tableau 3.1, colonne 3. Même s'il a le même nombre d'anneaux que le masque optimal pour le système idéal, le premier rayon et le dernier sont identiques à ceux du masque réalisé. Il présente un profil plat au centre, qui est chahuté à partir du deuxième anneau, où deux anneaux fins (le deuxième et le troisième) se succèdent. Le quatrième anneau est plus large. On retrouve ensuite une succession rapide d'anneaux au bord, comme pour le masque optimal pour $K = 3$ et le masque réalisé. L'échantillonnage plus fin de la profondeur de champ permet de tenir compte de la réponse du système lorsque l'amplitude du defocus et des autres aberrations sont en compétition.

L'évolution de la QI du système hybride avec le masque optimal pour $K = 11$ en fonction de la défocalisation est représentée à la figure 3.12, courbe rouge. La QI est globalement élevée sur la plage de profondeur de champ de $-4,7 \lambda$ à $4,7 \lambda$ et varie autour d'une valeur moyenne de 21 dB. Ses variations sont similaires à celles de la QI du masque réalisé, avec une amplitude légèrement plus faible. On constate que la QI est plus élevée pour les ψ négatifs que pour les ψ positifs. Cela peut s'expliquer par le fait que, pour les $\psi \leq 0$, le defocus est compensé par l'ensemble des autres aberrations combinées, contrairement aux $\psi \geq 0$ où les écarts vont se sommer. Notons en effet que le signe de l'écart normal pour le système à $\psi = 0$ est constant sur l'ensemble de la pupille, cf. figure 3.2. La FTM sera plus élevé pour $\psi \leq 0$ que pour $\psi \geq 0$. Cette différence va s'accroître après déconvolution avec un filtre de déconvolution unique, et contribuer à une telle dissymétrie de la QI.

Conclusion

Le paysage de la fonction critère est très chahuté [Falcón *et al.* 2017] et présente de nombreux optima locaux, dont l'estimation dépend de l'algorithme de recherche d'optimum utilisé et du nombre d'échantillons de la plage de profondeur de champ. Nous avons trouvé un masque optimal pour $K = 3$, légèrement meilleur que le masque réalisé au sens du critère maximin. Cependant, la structure des deux masques est similaire, ainsi que la distribution de la QI sur la plage de profondeur de champ. Nous montrons que l'échantillonnage plus fin de la plage de profondeur de champ lors de l'optimisation permet d'aplanir l'évolution de la QI et de rendre sa valeur minimale plus élevée.

Les valeurs de QI pour les différents masques restent acceptables, notamment à l'œil, comme nous avons pu le voir sur les images de QI comparables dans la section précédente (cf. figure 3.9). Il est donc légitime d'utiliser le masque réalisé pour la démonstration expérimentale.

3.1.3 Masque pyramidal comme alternative au masque binaire

Le masque est gravé sur la lame en ZnS par usinage diamant. La lame est fixée sur un tour. Une pointe en diamant d'inclinaison fixée vient graver la surface [Leprêtre 2011]. Il est donc aisé d'usiner les flancs extérieurs du masque, mais impossible d'usiner les flancs intérieurs car il faudrait alors démonter et réorienter la pointe diamant, ce qui ferait perdre toute la précision de la gravure. Pour cette raison, un masque de phase binaire annulaire est difficile à réaliser avec cette technique. Nous allons donc étudier une forme alternative qu'est le masque pyramidal.

Pour la suite, nous utiliserons les dénominations suivantes :

- *masque binaire* pour le masque de phase binaire annulaire réalisé, à deux niveaux de phase 0 et π , qui est utilisé pour la démonstration expérimentale, présenté à la section précédente,
- *masque pyramidal* pour le masque annulaire à plusieurs niveaux de phase ($0, \pi, 2\pi$, etc. ...) qui résulte de la transposition directe du masque binaire en tour de Hanoï. À λ_0 , le déphasage subi par l'onde incidente sur le masque est le même, modulo 2π , que celle du masque binaire (0 ou π).

L'allure du masque pyramidal est présentée en figure 3.13. Il dispose des mêmes rayons normalisés que le masque binaire, décrits dans le tableau 3.1, colonne 1. La hauteur de transition d'un anneau à l'autre est de $e = 284$ nm donné à la formule 3.2. Le masque est implémenté sous Code V à l'aide de l'UDS présentée à la section 3.1.2.1 qui nous a permis de simuler le masque binaire. La hauteur des transitions spécifiées dans cette UDS pour le masque pyramidal est $u_j = j \times e$ (cf. 3.13).

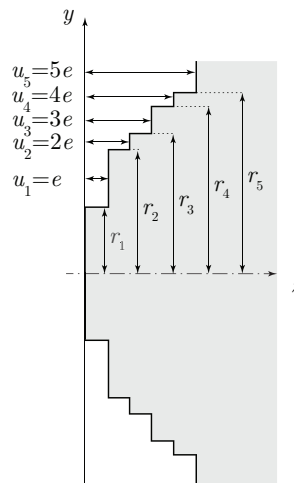


FIGURE 3.13 – Profil du masque pyramidal.

Nous avons calculé la QI de la caméra hybride avec le masque pyramidal et la déconvolution, dont l'allure en fonction de ψ est présentée à la figure 3.14 (courbe rouge). Celle-ci est comparée à la QI de la caméra avec le masque binaire (courbe bleue). Leurs allures sont similaires, le masque pyramidal ne modifie pas de façon significative la qualité d'image en sortie du système, ce qui est attendu pour le champ sur l'axe et la longueur d'onde nominale. L'amplitude des variations est néanmoins plus marquée avec le masque pyramidal et les

valeurs de QI obtenues sont globalement plus faibles : par exemple, pour $\psi = -2,4 \lambda$, on a $QI_{\text{binaire}} = 18,3 \text{ dB}$ et $QI_{\text{pyramidal}} = 17,2 \text{ dB}$.

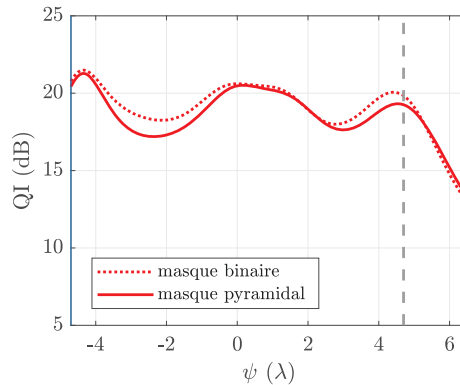


FIGURE 3.14 – QI en fonction de ψ du système hybride avec le masque binaire et le masque pyramidal de mêmes rayons.

Pour illustration, les images simulées données par la caméra hybride avec le masque pyramidal sont présentées à la figure 3.9, troisième colonne. Ces images ont une qualité similaire à la caméra hybride avec masque binaire, pour les quatre distances considérées (10 km, 9,6 m, 6,1 m et 4,8 m). L'image à $\psi = -2,4 \lambda$ ($d_o = 20 \text{ m}$), lorsque la QI est minimale, est donnée à la figure 3.15 et comparée à l'image pour $\psi = 0$ ($d_o = 9,6 \text{ m}$). L'image à 20 m apparaît plus bruitée que l'image à 9,6 m. La QI reste acceptable à l'œil; notons d'ailleurs qu'elle est supérieure à la QI de l'image d'un objet à 10 km obtenue par le système conventionnel mis au point à sa distance hyperfocale.

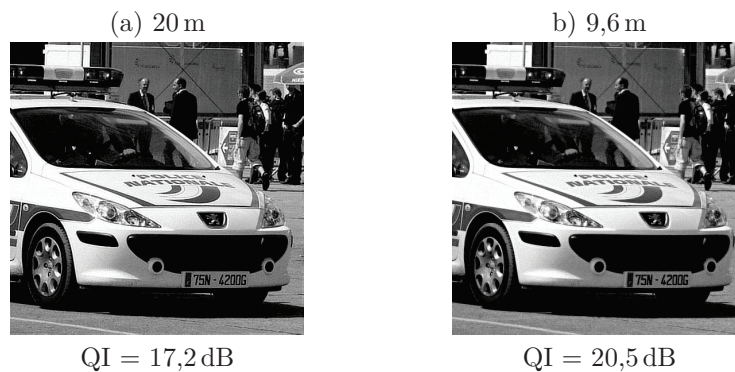


FIGURE 3.15 – Images simulées données par le système hybride avec le masque pyramidal pour un objet situé à (a) 20 m (minimum de QI sur la plage de profondeur de champ) et (b) 9,6 m (hyperfocale du système hybride).

Les FTM du système hybride avec le masque pyramidal sont données en figure 3.16. Elles sont comparées aux FTM du système hybride avec le masque binaire, avant déconvolution. Leurs allures sont similaires et l'écart de FTM pour entre les deux masques pour une distance objet donnée est faible. L'écart maximal est obtenu pour $d_o = 4,8 \text{ m}$ et vaut $|\Delta FTM_{4,8\text{m}}(32 \text{ cy/mm})| = 0,02$. Aux autres distances objet, l'écart maximal vaut $|\Delta FTM_{10\text{km}}(25 \text{ cy/mm})| = 0,015$ et $|\Delta FTM_{9,6\text{m}}(43 \text{ cy/mm})| = 0,014$.

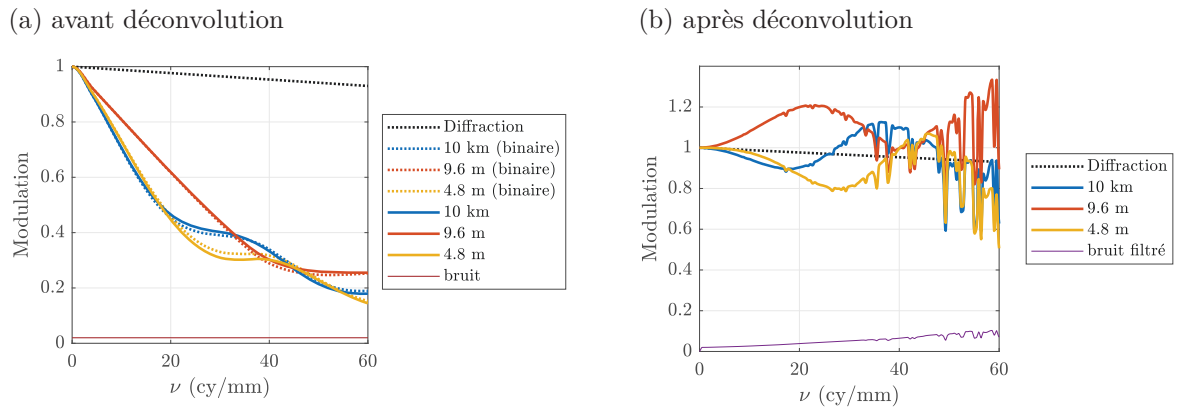


FIGURE 3.16 – FTM sur l’axe du système hybride avec le masque pyramidal (a) avant déconvolution et (b) après déconvolution, pour les trois distances objet d_o de 10 km, 9,6 m et 4,8 m.

3.1.4 Conclusion

L’optimisation d’un masque de phase conjointement avec le traitement dans un système présentant des aberrations de faible amplitudes ($\Delta_{PV} = 0,5 \lambda$) par rapport à la défocalisation totale sur la plage de profondeur de champ donne lieu à un masque légèrement différent de celui obtenu pour un système idéal. Nous avons confirmé que les performances (QI et FTM) ne sont pas strictement symétriques de part et d’autres du point de focalisation $\psi = 0$. La qualité des images le long de la plage de profondeur de champ reste, malgré ces variations, supérieure à la qualité des images de la caméra conventionnelle, et ce grâce à la déconvolution (la caméra conventionnelle n’étant pas munie d’un traitement de déconvolution).

Nous souhaitons, dans ce chapitre, confirmer l’augmentation de profondeur de champ de la caméra grâce à cette technique par une démonstration expérimentale. Le masque pyramidal, plus facile à réaliser, constitue une bonne alternative au masque binaire, car l’impact de sa forme est négligeable sur les valeurs de FTM et de QI. Dorénavant, nous entendrons par *caméra hybride* la caméra comprenant le masque pyramidal.

3.2 Robustesse du système hybride

L’optimisation conjointe du masque de phase et du paramètre de mise au point δ_{MAP} a été faite sur l’axe et dans le cas monochromatique. Dans cette section, nous étudions la robustesse de la caméra hybride lorsque l’objet observé se trouve dans le champ, lorsque la scène a une bande spectrale large, et lorsque le réglage de la mise au point est erroné, en vue de prévoir le comportement du système réalisé sur les scènes qui vont effectivement être observées.

3.2.1 Tolérancement de la combinaison optique avec le masque de phase

Afin d’évaluer l’influence des défauts de réalisation et de montage des éléments optiques, la caméra hybride a été tolérancée. On insère le masque dans la combinaison et on fait varier aléatoirement, dans Code V, un ensemble de paramètres relatifs :

- au défaut de positionnement entre le bloc avant et le bloc arrière (positionnement vertical, basculement),

- à chaque lentille (défaut de positionnement, défaut de forme et variation d'indice et constringence)

Pour une fréquence spatiale donnée, une simulation par Monte-Carlo donne la distribution de probabilité de la FTM. Les résultats indiquent qu'on peut s'attendre à une chute des FTM de 0,1 à toutes les fréquences spatiales d'intérêt.

3.2.2 Robustesse dans le champ

Les FTM de la caméra hybride avec masque pyramidal sont représentées figure 3.17 pour les trois distances 4,8 m, 9,6 m et 10 km. Dans le plan tangentiel, les FTM sont quasi-invariantes dans le champ. Elles conservent donc leur quasi-invariance sur la plage de profondeur de champ. L'écart maximal de modulation entre 2 champs pour une distance objet donnée est de 0.1 ($d_o = 4,8$ m à 30 cy/mm). Comme pour la caméra conventionnelle, les FTM tangentielles dans le champ sont supérieures aux FTM sur axe, du fait notamment du vignettage selon y qui tronque les variations des aberrations en bord d'ouverture.

Les FTM sagittales conservent une différence perceptible avec les FTM tangentielles dans le champ. Notons cependant que cette différence est quasiment inexistante à 4,8 m. Les FTM sagittales sont similaires aux FTM tangentielles et ne s'annulent pas, contrairement aux FTM sagittales pour le système conventionnel.

3.2.3 Robustesse à la bande spectrale

La caméra est sensible au visible et proche infrarouge. Le déphasage du masque dépend de la longueur d'onde. Il a été calculé à 750 nm mais est susceptible de varier sur une large bande spectrale.

Nous étudions ici l'influence sur les performances du système hybride de la bande spectrale de la source de lumière visible qui a été utilisée dans la démonstration expérimentale. L'utilisation d'une source proche infrarouge qui serait plus adaptée à ce système n'a pas pu être envisagée pour des raisons pratiques. Nous modélisons la bande spectrale vue par le détecteur par un ensemble fini de M longueurs d'onde $\{\lambda_k\}_{k \in \llbracket 1; M \rrbracket}$ qui la représentent de façon satisfaisante et munies de leurs poids respectifs $\{w_k\}_{k \in \llbracket 1; M \rrbracket}$. Cet ensemble de valeurs et leurs poids sont entrés dans Code V afin de calculer la RPI polychromatique donnée, pour une défocalisation ψ , par la formule suivante :

$$\text{RPI}_{\psi, \text{poly}}^{\theta} = \frac{\sum_{k=1}^M \frac{w_k}{\lambda_k^2} \text{RPI}_{\psi, \lambda_k}^{\theta}}{\sum_{k=1}^M \frac{w_k}{\lambda_k^2}} \quad (3.6)$$

où RPI_{λ_k} correspond à la RPI monochromatique calculée à la longueur d'onde λ_k ¹. La FTM polychromatique $\text{FTM}_{\psi, \text{poly}}^{\theta}$ est le module de la transformée de Fourier de la RPI polychromatique normalisée par son énergie.

L'ensemble $\{(\lambda_n, w_n)\}_{k \in \llbracket 1; M \rrbracket}$ est estimé à partir de l'allure du spectre de la source pondéré par la sensibilité du détecteur et la transmission des optiques avec traitements de surface.

1. Les RPI monochromatiques calculées par Code V sont normalisées par rapport à la valeur au centre de la RPI pour un système idéal limité par la diffraction de mêmes caractéristiques géométriques (ouverture, focale). Cette valeur est directement proportionnelle au rapport $1/\lambda^2$, d'où la normalisation de chaque RPI monochromatique dans l'équation 3.6.

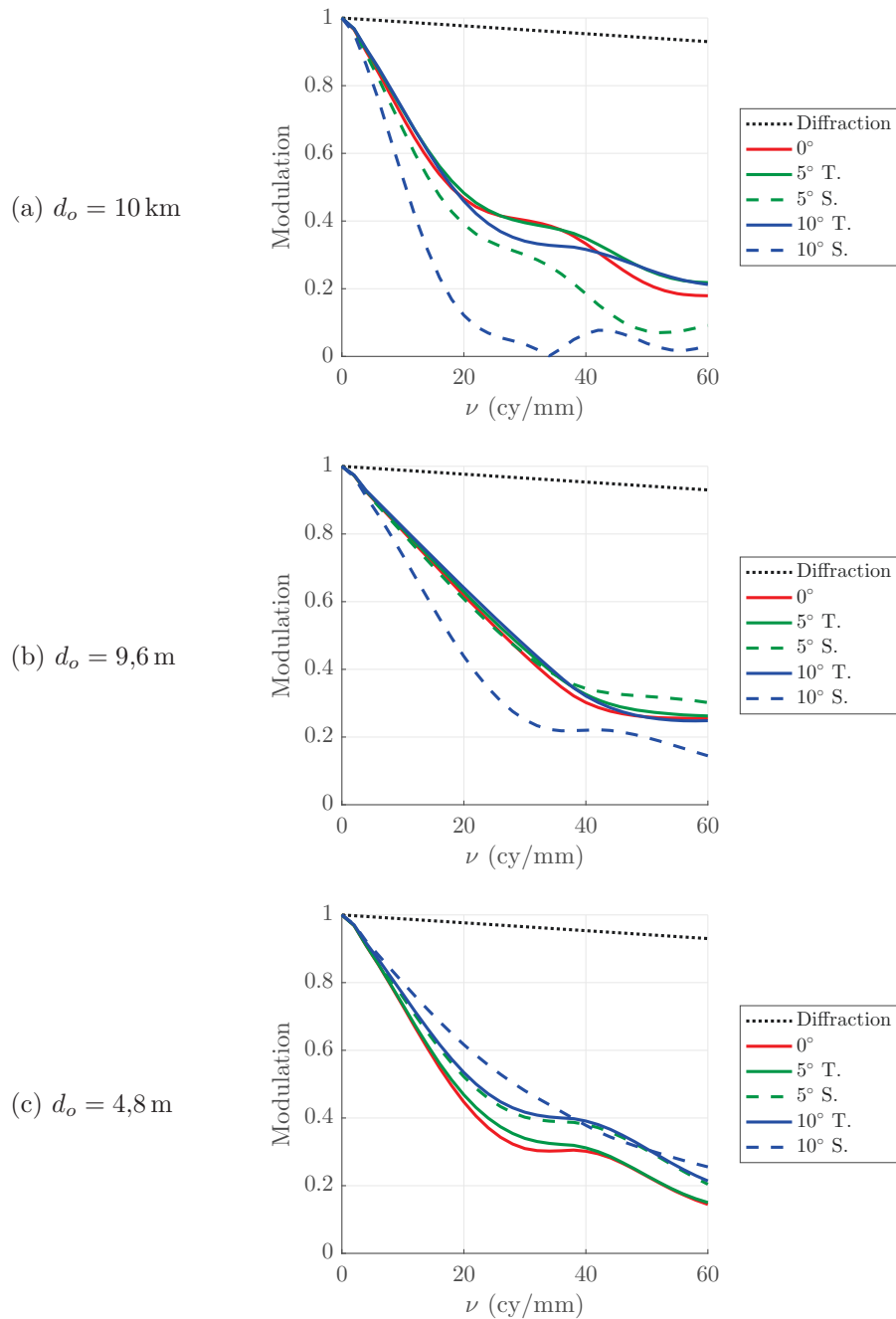


FIGURE 3.17 – FTM monochromatiques à $\lambda_0 = 750$ nm de la caméra hybride avec le masque pyramidal : (a) 10 km, (b) 24 m et (c) 12 m. Les FTM sont calculées pour les demi-champs 0° , 5° et 10° dans le plan tangentiel T et le plan sagittal S.

3.2.3.1 Calcul de la bande spectrale

La source lumineuse que nous considérons ici est une lampe d'intérieur classique de type fluo-compacte décrite dans [Philips 2017]. Les raies principales sont celles du Mercure. Le flux énergétique spectrique $S(\lambda)$ est donnée en figure 3.18. La documentation ne donne pas d'information au-delà de 800 nm. Nous avons complété la courbe par une mesure rapide de l'allure du spectre du tube fluo-compact au spectromètre. La forme du spectre est bien semblable celle de la lampe donnée à la figure 3.18 et ne présente aucune raie à partir de 800 nm jusqu'à 1100 nm. On peut donc supposer que $S(\lambda)$ est nulle à partir de 800 nm.

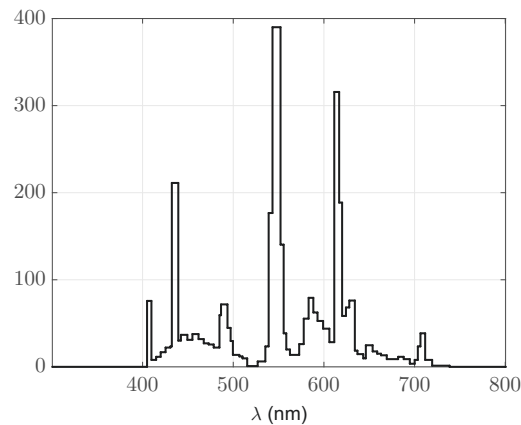


FIGURE 3.18 – Flux énergétique spectrique $S(\lambda)$ (en $\mu\text{W}/5\text{nm}$) de la lampe fournie dans la documentation [Philips 2017] et numérisée sous MATLAB.

Le détecteur possède une réponse non uniforme sur une plage de longueur d'onde de 400 nm à 1150 nm. Elle est donnée dans la documentation [Baumer 2011] sous la forme de son efficacité quantique $\eta(\lambda)$ (cf. figure 3.19). La sensibilité est complétée par zéros pour $\lambda \in [300\text{ nm}; 400\text{ nm}]$ en supposant que sa réponse est nulle en dehors de la bande spectrale pour laquelle elle est spécifiée.

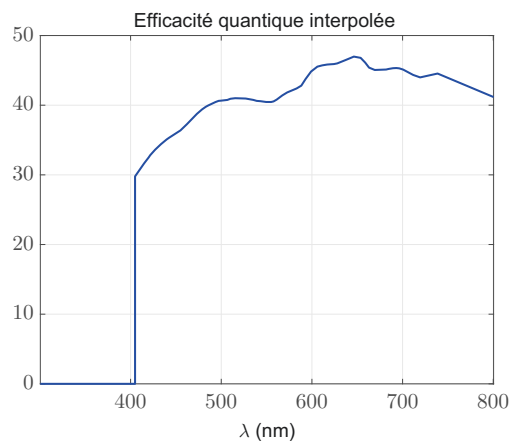


FIGURE 3.19 – Sensibilité du détecteur (efficacité quantique en %) numérisée sous MATLAB et interpolée par la méthode *pchip* (*Piecewise Cubic Hermite Interpolating Polynomial*).

La transmission $T(\lambda)$ est calculée par Code V en tenant compte de la transmission des matériaux des lentilles et le masque de phase, ainsi que de traitements de surface ou *coating*.

La transmission de la combinaison optique est donnée en figure 3.20. La courbe fournie par Code V présente des oscillations vers 550 nm, lors du passage de la transmission de 0 à 0,6. Ces oscillations proviennent de l'interpolation par spline cubique de Code V. Lors de la numérisation sous MATLAB de la courbe, on échantillonne la courbe par pas de 50 nm, en prenant comme premiers échantillons : $T(500 \text{ nm}) = 0$, $T(550 \text{ nm}) = 0,3$ (milieu de la transition) et $T(600 \text{ nm}) = 0,6$.

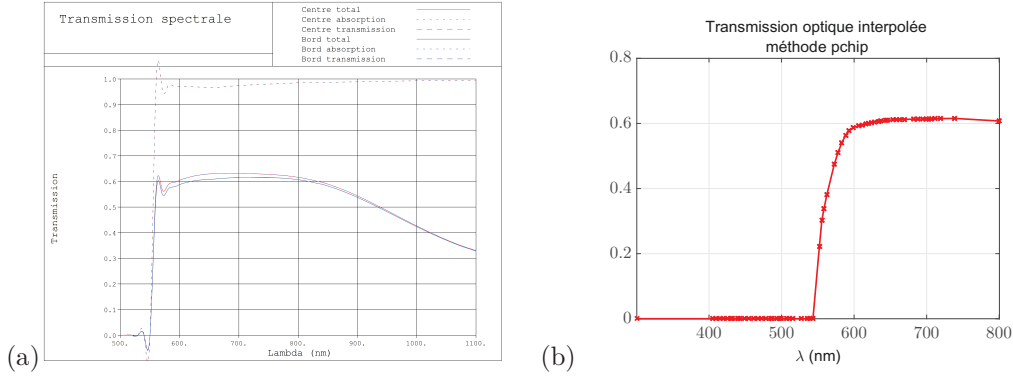


FIGURE 3.20 – Transmission de la combinaison optique avec traitement de surface, (a) calculée par Code V et (b) numérisée sous MATLAB et interpolée par la méthode *pchip*.

Les domaines D_k sont choisis arbitrairement en fonction des pics présents dans le produit $P(\lambda)$ et qui sont susceptibles d'affecter le plus la réponse de la caméra.

On estime les valeurs de λ_k et w_k à partir du produit de la sensibilité du détecteur, de la transmission optique et de le flux énergétique spectrique de la lampe. Pour calculer $P(\lambda)$, il est nécessaire de convertir la sensibilité photonique (efficacité quantique notée η) en sensibilité énergétique. Pour cela, on divise η par l'énergie du photon $h\nu = hc/\lambda$. hc étant une constante, cela revient à multiplier η par λ . Les couples (λ_k, w_k) sont donc calculés à partir du produit :

$$P(\lambda) = \lambda \cdot \eta(\lambda) \cdot T(\lambda) \cdot S(\lambda) \quad (3.7)$$

P est représenté en figure 3.21. Remarquons que les longueurs d'onde à partir de 740 nm n'interviendront pas dans la mesure de la FTM large bande, bien que le système ait été optimisé à 750 nm, puisque la source utilisée n'émet pas dans ce domaine spectral.

Les coefficients w_k sont calculés en intégrant P sur les domaines de longueur d'onde noté $D_k = [\lambda_{\text{début}}^k; \lambda_{\text{fin}}^k]$:

$$w_k = \frac{1}{\lambda_{\text{fin}}^k - \lambda_{\text{début}}^k} \sum_{\lambda \in D_k} P(\lambda) \quad (3.8)$$

La longueur d'onde associée λ_k est le barycentre des longueurs d'onde $\lambda \in D_k$, munies des poids égaux au produit $P(\lambda)$:

$$\lambda_k = \frac{\sum_{\lambda \in D_k} \lambda \cdot P(\lambda)}{\sum_{\lambda \in D_k} P(\lambda)} \quad (3.9)$$

Le tableau 3.2 présente les domaines D_k choisis ainsi que les poids et les longueurs d'onde qui en résultent, calculés suivant les formules 3.8 et 3.9.

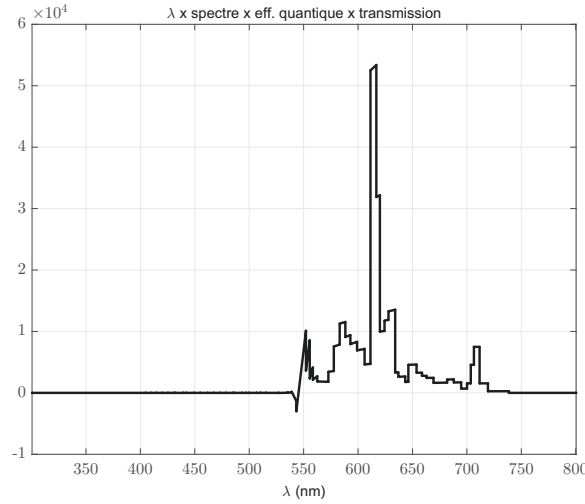


FIGURE 3.21 – Produit $P(\lambda)$ utilisé pour l'estimation de $\{(\lambda_n, w_n)\}_{k \in [1; M]}$.

D_k	543 nm	572 nm	611 nm	646 nm	700 nm
	562 nm	606 nm	643 nm	738 nm	700 nm
poids w_i	17	36	100	11	12
longueur d'onde associée λ_i	554 nm	589 nm	620 nm	656 nm	708 nm

TABLE 3.2 – Ensemble des longueurs d'onde λ_k et poids w_k constituant le spectre large bande correspondant à l'éclairage d'un tube fluo-compact

3.2.3.2 Résultats

Le spectre $\{(\lambda_k, w_k)\}_{k \in [1; 5]}$ défini précédemment est entré dans Code V afin de calculer la réponse polychromatique de la combinaison optique. Les FTM polychromatiques sur l'axe du système hybride avec masque mais sans post-traitement sont présentées à la figure 3.22. Pour le masque binaire, la FTM large bande est proche de la FTM à 750 nm. L'écart maximal entre les deux courbes est de 0,07 à 20 cy/mm. On remarque que la courbe de la FTM large bande est plus « lissée » par rapport à la FTM monobande qui présente de très légères variations. Pour le masque pyramidal, l'écart maximal vaut 0,13 à 20 cy/mm. La FTM large bande est dans les deux cas globalement supérieure à la FTM monobande.

3.2.4 Robustesse au réglage de mise au point de la caméra

La mise au point est réglée par δ_{MAP} qui est donné au μm . Cette précision ne peut pas être atteinte avec les supports mécaniques usuels, dont la précision est de quelques dizaines de μm . L'évolution de QI en fonction de δ_{MAP} , pour un objet positionné à 10 km, 9,6 m ou 4,8 m, est présentée à la figure 3.23. La mise au point optimale $\delta_{\text{MAP}}^{\text{opt}} = 34 \mu\text{m}$ est indiquée en pointillés gris. Pour un objet positionné à une distance objet d_o donnée, la figure montre la plage de valeurs que δ_{MAP} peut prendre tout en conservant une qualité d'image acceptable. Il s'agit de la profondeur de foyer correspondant à la mise au point sur l'objet à d_o . La mise au point optimale $\delta_{\text{MAP}}^{\text{opt}}$ est le centre de la profondeur de foyer pour $d_o = 9,6 \text{ m}$ mais également le point d'intersection des profondeurs de foyer pour 10 km et 4.8 m.

On constate que les performances sont sensibles au réglage de δ_{MAP} . S'il y a un défaut de réglage de mise au point, *i.e.* $\delta_{\text{MAP}} \neq \delta_{\text{MAP}}^{\text{opt}}$, une partie des distances objet sera privilégiée par rapport à l'autre. Par exemple, si $\delta_{\text{MAP}} = 20 \mu\text{m} < \delta_{\text{MAP}}^{\text{opt}}$, la QI à 10 km et 9,6 m est

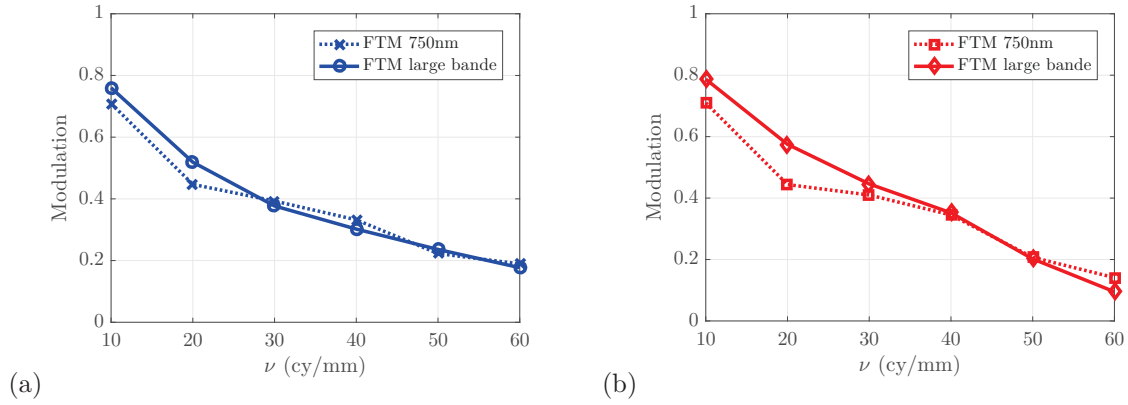


FIGURE 3.22 – FTM monochromatiques à 750 nm et FTM polychromatiques du système hybride, calculées sur l’axe, avec (a) le masque binaire et (b) le masque pyramidal.

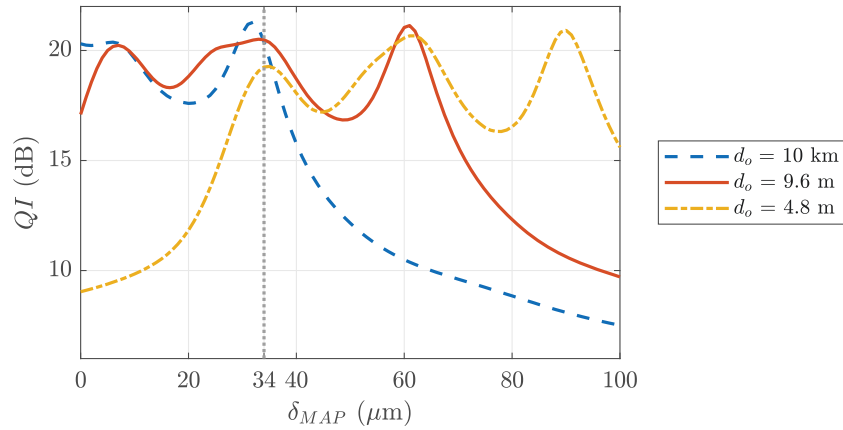


FIGURE 3.23 – QI de la caméra hybride avec masque pyramidal et déconvolution en fonction du paramètre de réglage de mise au point δ_{MAP} , pour trois distances objet : 10 km, 9,6 m et 4,8 m.

élevée (entre 17 dB et 20 dB), alors qu’elle chute à 13 dB pour $d_o = 4,8 \text{ m}$.

Ce phénomène peut s’illustrer par les FTM aux trois distances objet 10 km, 9,6 m et 4,8 m. La figure 3.24 représente les FTM en fonction d’un défaut de réglage de mise au point, allant de $\delta_{MAP} - 20 \mu\text{m}$ à $\delta_{MAP} + 20 \mu\text{m}$ où $\delta_{MAP} = \delta_{MAP}^{\text{opt}} = 34 \mu\text{m}$. Les FTM pour le réglage à la mise au point optimale sont en jaune. Pour un réglage de $\delta_{MAP} - 10 \mu\text{m}$ par exemple (courbes rouge en tiretés), la FTM à 10 km est élevée et chute lorsque d_o diminue. Notons qu’à 9,6 m, les FTM sont moins sensibles à l’écart de réglage de mise au point qu’aux distances extrêmes de la plage de profondeur de champ.

3.2.5 Conclusion

Le système hybride est robuste au champ et à la bande spectrale. L’introduction du masque de phase permet même de diminuer les variations de FTM de la caméra dans le champ, en sus d’augmenter sa profondeur de champ. Les FTM polychromatiques sont légèrement supérieures aux FTM monochromatiques, pour la bande spectrale correspondant à la source lumineuse qui sera utilisée pour la démonstration expérimentale.

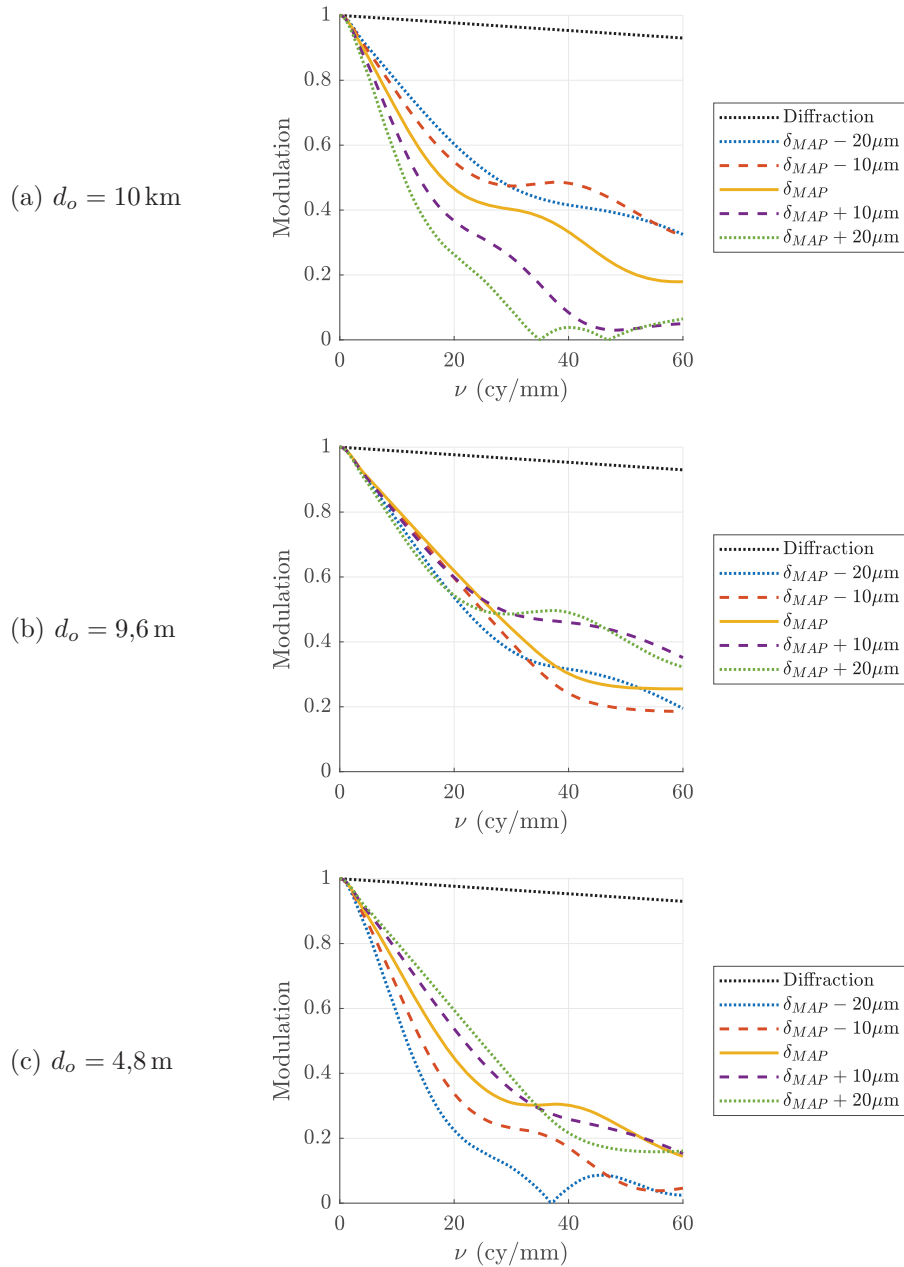


FIGURE 3.24 – Variations de la FTM monochromatique sur l’axe à $\lambda_0 = 750 \text{ nm}$ de la caméra hybride avec le masque pyramidal selon le réglage de mise au point pour les distances objet : (a) 10 km, (b) 24 m et (c) 12 m.

En revanche, les défauts de réalisation et de positionnement des optiques peuvent conduire à une chute de FTM. Les performances sont également sensibles au réglage de la mise au point. Les moyens de réglages mécanique utilisés ne permettent pas de contrôler finement, au μm , la mise au point, le système est donc d'autant plus sensible à ce réglage.

3.3 Réalisation expérimentale

Les éléments optiques de la caméra conventionnelle ont été préalablement réalisés et montés sur un support mécanique. Le support se divise en deux parties correspondant aux blocs avant et arrière, et la translation du bloc par rapport au bloc arrière est assuré par une liaison hélicoïdale : le bloc avant se visse sur le bloc arrière au moyen d'une bague C, induisant un mouvement de translation. Comme les éléments optiques du bloc avant sont tous à symétrie de révolution, la réponse du système est invariante à l'orientation du bloc avant – aux défauts de réalisation des optiques près.

Cette section présente la réalisation des éléments s'ajoutant à la caméra conventionnelle afin de constituer la chaîne d'imagerie hybride, à savoir : la fabrication et la caractérisation du masque de phase pyramidal, et l'implémentation du traitement d'images en temps réel.

3.3.1 Fabrication et caractérisation du masque de phase

Les rayons des anneaux du masque à réaliser par usinage diamant sont donnés en mm dans le tableau 3.3. La rugosité de surface obtenue par usinage diamant est de 10 nm. Grâce à cette technique d'usinage, les anneaux sont auto-centrés. La position de l'ensemble des anneaux sur la lame dépend principalement de la position de la lame sur le bâti, dont l'incertitude de positionnement est de $\pm 0,05$ mm. La précision d'usinage est de ± 15 nm sur les rayons du masque et de ± 15 nm sur la hauteur de marche.

i	r_j (mm)	r_j^{mes} (mm)	e_j (nm)	e_j^{mes} (nm)
1	3,22	$3,21 \pm 0,01$	284	296 ± 10
2	5,25	$5,24 \pm 0,01$	284	289 ± 10
3	5,85	$5,83 \pm 0,01$	284	283 ± 10
4	6,40	$6,38 \pm 0,01$	284	289 ± 10
5	6,94	$6,92 \pm 0,01$	284	303 ± 10

TABLE 3.3 – Valeurs nominales des rayons r_j et de la hauteur de marche e_j , respectivement valeurs mesurées des rayons r_j^{mes} et des hauteurs de marche e_j^{mes} de chaque anneau du masque optimal.

Une fois réalisé, le masque a été caractérisé en utilisant un profilomètre optique. Les différentes hauteurs des marches e_j^{mes} et les rayons r_j^{mes} ont été estimés partir de la moyenne de 8 profils en coupe du masque. L'incertitude de mesure est de 10 nm sur la hauteur de marche et de 0,01 nm sur la taille des anneaux. Les précisions de mesure sont similaires à la rugosité de la lame après usinage. Nous pouvons donc assimiler les écarts-types des variations des rayons et des hauteurs du masque aux précisions de mesures. Les rayons et hauteurs mesurés sont présentés dans la tableau 3.3. Compte-tenu de la précision de l'usinage diamant, le masque fabriqué rentre dans les spécifications. La lame usinée est insérée dans la combinaison de sorte que la face usinée soit située dans le plan du diaphragme d'ouverture, soit L6R1.

3.3.2 Implémentation du traitement numérique en temps réel

L'implémentation en temps réel du traitement de déconvolution numérique est présentée à la figure 3.25. Le détecteur fournit des images au format Haute-Définition HD de 1296×972 pixels à la cadence de 33,6 trames par seconde. Le flux vidéo est envoyé sur une carte de développement Xilinx ZYNQ ZC702. Cette carte contient un système embarqué sur puce dont le but est d'acquérir le flux vidéo, d'implémenter la convolution avec le filtre numérique de traitement d'images, et d'envoyer le flux vidéo traité sur un écran au format HD.

Le système sur puce est composé d'un processeur ARM Cortex A9, cadencé à 866 MHz, et d'une puce FPGA Artix-7. Le processeur ARM acquiert le flux vidéo par liaison Ethernet et le stocke dans la mémoire temporaire DDR (mémoire *double data rate* SDRAM). La puce FPGA, *Field Programmable Gate Array* en anglais, récupère le flux vidéo dans la mémoire DDR via le procédé d'accès direct à la mémoire (Video DMA) et applique la déconvolution de manière intensive. L'utilisation de la puce FPGA permet d'obtenir des performances et un efficacité énergétique supérieures à celles du processeur seul, au détriment de sa reprogrammabilité. Cela convient pour l'implémentation du filtre de déconvolution car celui-ci est calculé dans l'étape d'optimisation et reste fixe quelle que soit la scène observée.

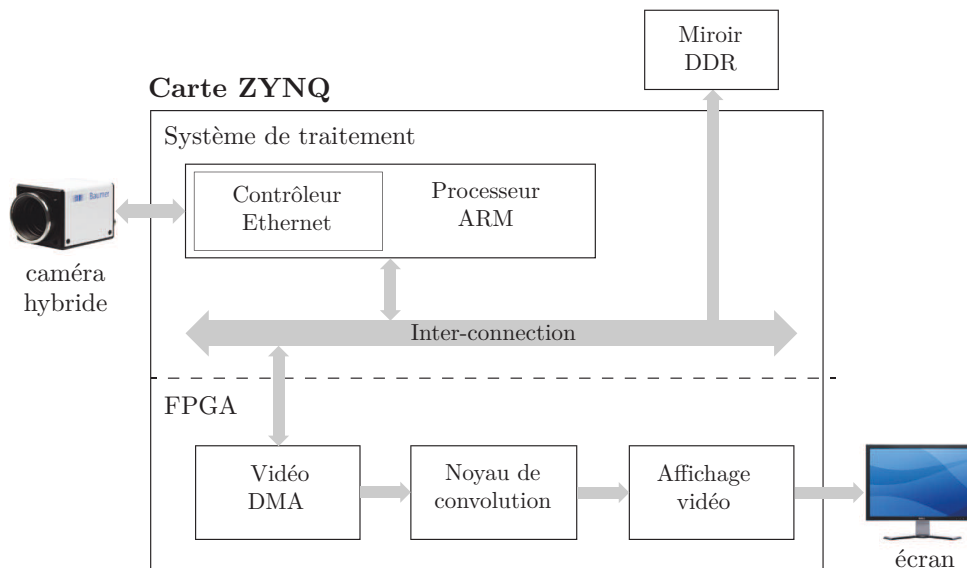


FIGURE 3.25 – Implémentation du traitement numérique en temps réel par un FPGA.

La convolution de l'image avec le filtre numérique se fait dans l'espace réel. La taille maximale du noyau que le système présenté peut prendre en entrée afin de faire la déconvolution à une cadence acceptable est de 11×11 pixels. Pour calculer la réponse impulsionnelle de ce filtre, on réalise tout d'abord la transformée de Fourier inverse du filtre de Wiener moyen dont l'expression a été donnée à l'équation 2.11, page 23. La réponse impulsionnelle du filtre de Wiener initialement de 512×512 pixels concentre la majorité de son énergie en son centre et peut être tronquée sur une plus petite fenêtre (cf. figure 3.26). Une fois tronquée sur 11×11 pixels, la réponse est normalisée de façon à ce que la somme de ses éléments soit unitaire.

La figure 3.27 présente la simulation des images produites par la caméra hybride et déconvoluées avec le noyau de 11×11 pixels. Pour la simulation et l'évaluation de la QI, nous

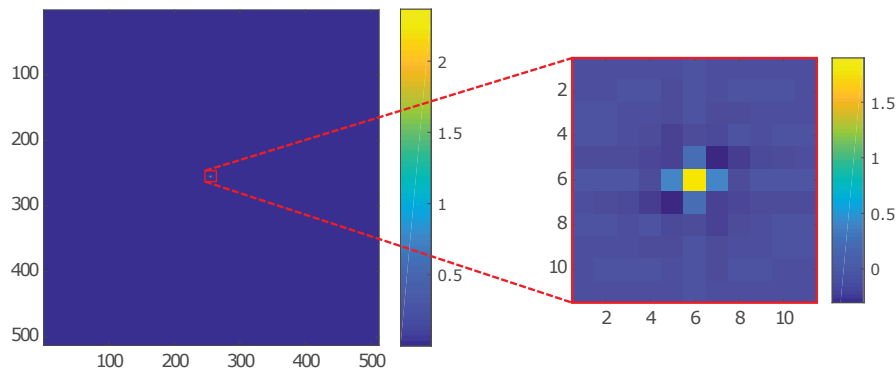


FIGURE 3.26 – Réponse impulsionnelle du filtre de Wiener moyen optimal complet (à gauche) et tronqué sur 11×11 pixels (à droite). Le filtre tronqué est normalisé par rapport à la somme de ses éléments.

avons fait la déconvolution dans l'espace de Fourier en calculant la transformée de Fourier du noyau complété par des zéros de sorte à avoir un filtre de la même taille que celle de l'image. Par comparaison avec les images et les QI calculées avec un filtre de Wiener complet (cf. figure 3.9), la troncature introduit une chute de près de 4 dB en bord de profondeur de champ, à 10 km et 4,8 m, affectant légèrement la qualité de l'image qui paraît plus floue. À 9,6 m, la qualité image reste élevée (19,5 dB), ce qui est inattendu car les performances avant déconvolution sont quasi-similaires aux trois distances. La troncature du noyau fait donc effet au bord de la plage de profondeur de champ. Les valeurs QI à 10 km et 4,8 m restent néanmoins acceptables car elles sont comparables avec la QI du système conventionnel observant un objet à 10 km sans post-traitement qui vaut 16,4 dB (cf. figure 3.9).



FIGURE 3.27 – Simulation des images données par la caméra hybride avec le masque de phase pyramidal et le noyau de déconvolution tronqué dans l'espace direct sur 11×11 pixels.

La convolution d'une image HD avec ce noyau peut être réalisée à une cadence de 119 trames par seconde, bien supérieure à la cadence vidéo de la caméra. Ce montage permet donc d'obtenir des images post-traitées en temps réel.

La consommation en puissance du FPGA a été mesurée à 600 mW, qui inclut les 430 mW de la convolution elle-même. À titre de comparaison, la puissance totale consommée par la caméra est de 5 W. La consommation du FPGA représente 10% de la consommation totale et peut être même réduite en utilisant une puce FPGA standard à 1% (soit quelques dizaines de mW). L'implémentation du traitement de déconvolution sur FPGA est donc compatible

avec des systèmes embarqués. Notons qu'une grande partie des systèmes d'imagerie actuels comprennent déjà des traitements bas niveaux qui sont implémentés soit directement sur le détecteur soit sur une puce FPGA (comme le rehaussement de contraste, par exemple).

3.3.3 Chaîne d'imagerie complète

La chaîne d'imagerie est représentée en figure 3.28. Elle comporte deux caméras placées l'une à côté de l'autre et qui observent simultanément la même scène. La première est la caméra hybride. Elle contient le masque de phase et est connectée au FPGA qui implémente la déconvolution. La seconde caméra est la caméra conventionnelle. Le masque y est remplacé par une simple lame à faces planes, de même épaisseur et en ZnS. Cette caméra est directement reliée à un écran HD. Ce montage nous permet de comparer en temps réel les images produites par les deux caméras.

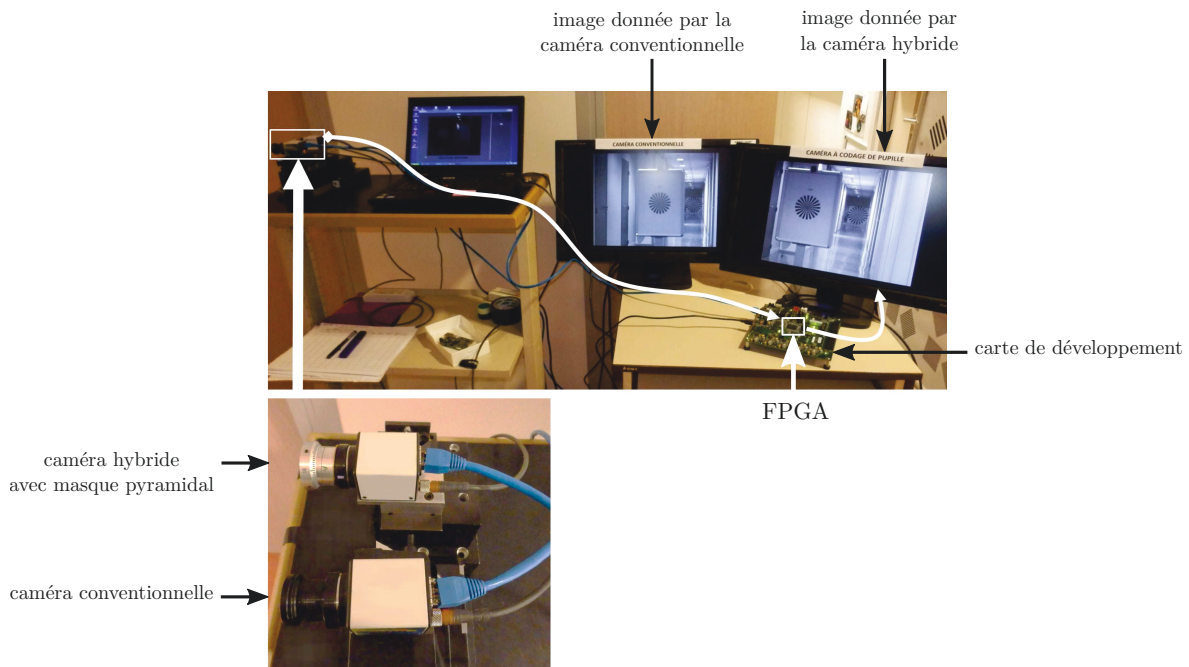


FIGURE 3.28 – Photo du montage pour la démonstration expérimentale. Les images de la même scène fournies par la caméra hybride et la caméra conventionnelle sont affichées en temps réel sur deux écrans séparés. L'ordinateur permet ici d'enregistrer les images fournies par l'une ou l'autre.

3.4 Caractérisation expérimentale

Cette section présente la caractérisation de la caméra hybride par la mesure de sa FTM polychromatique. Nous avons utilisé le montage expérimental décrit dans la section précédente. Les performances expérimentales de la caméra hybride sont comparées avec celles de la caméra conventionnelle. La comparaison des images de la même scène viennent compléter ces mesures.

3.4.1 Méthode de mesure de la Fonction de Transfert de Modulation

Les mesures ont été faites dans un couloir intérieur de 47 m, éclairé par les lampes fluo-compactes dont les caractéristiques ont été présentés dans la section 3.2.3.1. Les mesures sont effectuées aux trois distances 4,8 m, 9,6 m et 47 m. Nous avons évalué la FTM horizontale à partir de mires à barres verticales. Six mires à barres ont été réalisées pour correspondre aux fréquences spatiales 10 cy/mm, 20 cy/mm, 30 cy/mm, 40 cy/mm, 50 cy/mm et 60 cy/mm.

Aux fréquences élevées, le nombre de pixels échantillonnant les créneaux est faible. La position des créneaux par rapport au pixel, ou phasing, peut modifier l'estimation de la modulation du fait de l'extenstion finie de la mire. On peut montrer par simulation que le phasing peut impacter l'estimation de la FTM de quelques centièmes, cela dépendant de la quantité de flou. Pour minimiser l'erreur liée au phasing, on utilise un grand nombre de barres (20 barres à 60 cy/mm).

En parallèle, pour minimiser l'influence des variations de la réponse du système sur la mire, notamment suivant l'axe horizontal, on limite l'étendue spatiale de la mire sur l'image, notre objectif étant de faire des mesures de FTM sur l'axe. L'étendue spatiale est identique pour toutes les fréquences, le nombre de barres diminue donc lorsque la fréquence devient basse. Pour des contraintes pratiques, la mire n'est pas centrée sur l'axe, la caméra étant fixée sur un support de hauteur non réglable. Nous avons positionné la mire de façon à ce qu'elle soit le plus proche du centre de l'image possible : les images des mires aux trois distances sont comprises dans la couronne de champ moyen $+5^\circ$.

Le temps d'exposition est réglé en fonction de la distance objet, de façon à ce que chaque mire soit échantillonnée sur 100 niveaux de gris. Les lampes positionnées au plafond ne permettent pas d'avoir un éclairage uniforme sur la mire. Les mires sont imprimées sur des feuilles de papier blanc dont les bords sont fixées sur un support. Les feuilles ne sont pas rigoureusement planes avec cette fixation, ce qui augmente l'inhomogénéité de l'éclairage sur la mire. Par ailleurs, les niveaux de noir et de blanc n'étant pas maîtrisés, nous avons calibré la mesure en acquérant pour chaque distance l'image d'une scène uniformément blanche $b(\mathbf{x})$ et l'image d'une scène uniformément noire $n(\mathbf{x})$. La mire est normalisée par rapport à ces deux images de sorte que :

$$t_n(\mathbf{x}) = \frac{t(\mathbf{x}) - n(\mathbf{x})}{b(\mathbf{x}) - n(\mathbf{x})} \quad (3.10)$$

où $t(\mathbf{x})$ est l'image de la mire à barre pour une fréquence donnée et $t_0(\mathbf{x})$ est l'image normalisée. Les profils de la FTM sont extraits de l'image calibrée et moyennés sur 10 acquisitions de façon à obtenir un seul profil et à en réduire le bruit. Pour éviter les effets de bords causés par l'extension finie de la mire, le profil moyen a été apodisé avec une fenêtre de Hamming. Si on note $\{q_k\}_{k=1..Q}$ le profil apodisé, où Q est le nombre d'échantillons contenus dans le profil, la FTM estimée à la fréquence $\nu_0 \neq 0$ est telle que :

$$\text{FTM}(\nu_0) = \frac{\pi}{2} \cdot \frac{\left| \sum_{k=1}^Q q_k e^{-i2\pi p(k-1)\nu_0} \right|}{\sum_{k=1}^Q q_k} \quad (3.11)$$

La mise au point des deux caméras est réglée à leurs distances hyperfocales, soit 24 m pour la caméra conventionnelle et 9,6 m pour la caméra hybride, de façon à obtenir la plus grande profondeur de champ possible pour les deux appareils. On règle la mise au point par le biais d'une molette graduée, à 72 graduations régulières, qui permet de repérer l'orientation de la bague qui assure la liaison hélicoïdale entre le bloc avant et le bloc arrière. Le pas de

filetage de la bague est de 3 mm. On est capable de repérer une position de la bague à $\pm 0,5$ graduation près, soit $\pm 21 \mu\text{m}$ près. Pour se rapprocher au mieux du réglage optimal, pour le système hybride, nous avons équilibré, à l'œil, simultanément la qualité de l'image à 4,8 m et celle à 47 m. Une mise au point à l'œil à un objet à 9,6 m semble en effet plus imprécise, du fait de la plus faible sensibilité à cette distance de la FTM et la QI à un défaut de réglage de mise au point (cf. figure 3.24).

3.4.2 Mesure de la FTM

Les mesures sont faites à pleine ouverture, à $f/1,22$. Les FTM mesurées des deux caméras sont représentées à la figure 3.29. Comme attendu, la FTM de la caméra conventionnelle (courbes bleues) diminue lorsque l'objet se rapproche de la caméra. La FTM de la caméra hybride sans déconvolution (courbes rouges) est inférieure à celle de la caméra conventionnelle à 47 m du fait du masque de phase qui abaisse le niveau des FTM. Néanmoins, elle varie peu d'une distance objet à une autre, ce qui permet d'appliquer la déconvolution avec un noyau unique quelle que soit la distance objet.

À 9,6 m et 4,8 m, la FTM de la caméra hybride après déconvolution (courbes jaunes) est largement supérieure à celle de la caméra conventionnelle, ce qui est l'effet recherché. On remarque qu'elle est même supérieure à 47 m. La raison en est la déconvolution qui est appliquée pour le système hybride et pas pour le système conventionnel.

La mise au point du système hybride privilégie les distances objet supérieures à 9,6 m. D'après la figure 3.24 (courbes bleues en pointillés), on peut estimer le défaut de mise au point à environ $-20 \mu\text{m}$. Cela induit, d'après cette figure, une annulation de la FTM à 4,8 m à la fréquence de 40 cy/mm environ. Cette annulation s'observe pour la FTM mesurée à 4,8 m (cf. figure 3.29.c).

Les FTM de la caméra conventionnelle et de la caméra hybride sans post-traitement sont conformes avec ce qui est attendu pour une erreur de réglage de mise au point et l'influence des défauts de réalisation et de montage des optiques. Par exemple, à 20 cy/mm, pour un objet positionné à 4,8 m, la FTM théorique avec défaut de mise au point vaut 0,25 (cf. figure 3.24, courbes bleues) et la FTM mesurée est estimée à 0,3. Pour un objet à 9,6 m, la FTM théorique vaut près de 0,5 et la FTM mesurée est de 0,4. En revanche, dans cette configuration, la FTM à $d_o = 47 \text{ m}$ n'est pas totalement équivalent à la FTM à 10 km. Les courbes présentées à la figure 3.29.a ne peuvent pas être comparées de manière simple avec les performances à 10 km.

3.4.3 Illustration sur des images réelles

Afin d'illustrer et compléter le résultat de la section précédente, les images obtenues par les deux caméras sont comparées, comme montré à la figure 3.30. La scène est composée de deux mires de Siemens positionnées l'une à 4,8 m et l'autre à 47 m. Elles sont de mêmes étendues spatiales sur le détecteur et contiennent des fréquences de 5 cy/mm sur les bords à l'infini au centre. Les mises au point sont inchangées. La caméra conventionnelle fournit une image nette de la mire la plus éloignée tandis que la mire la plus proche est floue. Cette dernière possède deux inversions de contraste qui indiquent que la FTM s'annule au moins deux fois, ce qui est confirmé par les mesures à la figure 3.29.c (courbe bleue). La caméra hybride permet d'avoir une image nette des deux mires et la qualité d'image de chacune est similaire. Il est d'ailleurs possible de lire le texte « 4,8 m » sur la mire la plus proche avec la caméra hybride. Cette expérience montre que la conception conjointe avec codage de pupille permet d'augmenter la profondeur de champ d'une caméra dont la combinaison optique a

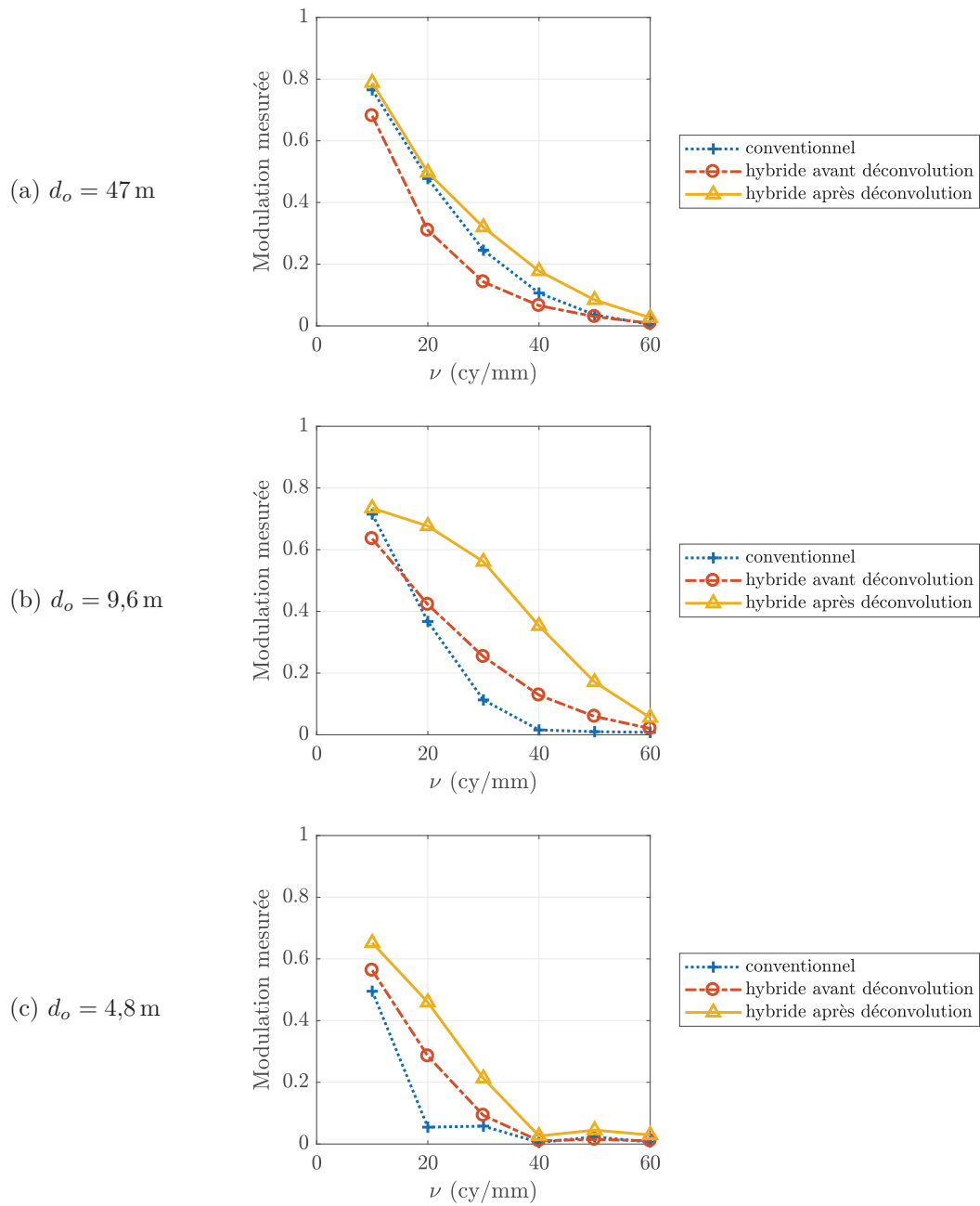


FIGURE 3.29 – FTM expérimentales mesurées pour la caméra conventionnelle et la caméra hybride avant et après déconvolution, pour un objet positionné à (a) 47 m, (b) 9,6 m et (c) 4,8 m.

déjà été optimisée de façon traditionnelle, et d'obtenir une qualité d'image satisfaisante après déconvolution.

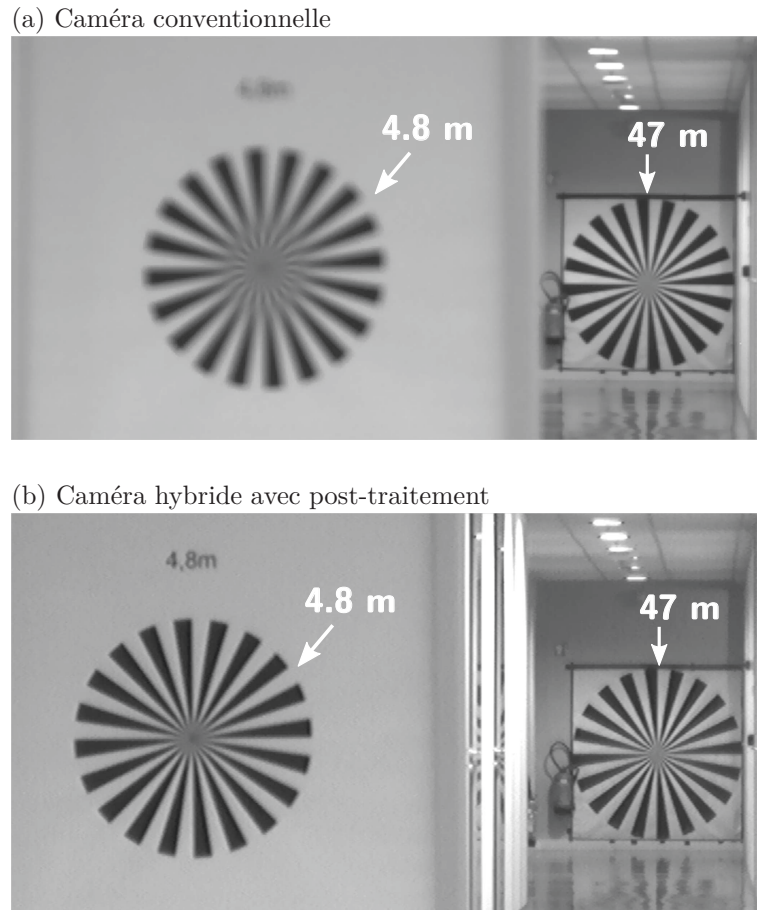


FIGURE 3.30 – Images de deux mires de Siemens positionnées à 4,8m et 47m par (a) la caméra conventionnelle et (b) la caméra hybride avec déconvolution

3.5 Conclusion

L'optimisation conjointe d'un masque de phase et du traitement de déconvolution permet d'améliorer les performances et en particulier, la profondeur de champ d'un système d'imagerie. La simulation des aberrations du système doit être prise en compte au travers d'un logiciel dédié de modélisation d'une combinaison optique, ici Code V.

Les performances du système hybride ont été comparées à celles du système conventionnel sans masque de phase par des mesures de FTM et des prises d'images. Les résultats montrent qu'il est simple avec la conception conjointe d'augmenter la profondeur de champ d'un système optique existant et conçu de manière traditionnelle. L'insertion du masque de phase au voisinage de son diaphragme d'ouverture et la déconvolution implémentée sur FPGA permettent de conserver l'encombrement et le poids du système conventionnel initial. Par ailleurs, la déconvolution sur FPGA a une très faible consommation en puissance, ce qui

permet de le rendre facilement intégrable sur des systèmes embarqués.

Le codage de pupille nécessite l'ajout d'un composant ou d'un dioptre spécifique qui permet de contrôler physiquement la loi de phase et ou d'amplitude dans une pupille intermédiaire de la combinaison optique et donc directement la réponse du système. L'optimisation de l'ensemble des dioptres permettrait de s'affranchir de l'emploi d'un masque, voire de simplifier la combinaison optique ou d'améliorer encore les performances. C'est ce que nous allons faire dans le chapitre suivant.

Chapitre 4

Optimisation conjointe d'une combinaison optique complète

Dans le chapitre précédent, la combinaison optique était figée et seul le masque de phase évoluait au cours de l'optimisation. Le logiciel de calcul optique Code V était donc seulement utilisé pour calculer de manière précise la RPI de l'ensemble formé par la combinaison optique et le masque. Le processus d'optimisation était géré par un logiciel extérieur (MATLAB) avec un algorithme d'optimisation locale classique. L'objectif du présent chapitre est d'optimiser une combinaison optique complète, c'est à dire d'intégrer tous les éléments optiques dans l'optimisation conjointe. En d'autres termes, on souhaite optimiser l'ensemble des paramètres de l'optique (forme et épaisseur des lentilles, espacement entre chaque lentille, etc.) conjointement avec le traitement numérique.

L'optimisation d'une combinaison optique est un problème complexe, comprenant beaucoup de variables dont la plupart sont soumises à des contraintes. Les logiciels de calcul optique tels que Code V sont parfaitement adaptés à cette tâche, car ils sont le résultat de dizaines d'années de développement et d'améliorations par des ingénieurs chevronnés. De plus, même en utilisant un tel logiciel, la conception optique est autant un art qu'une science, et les concepteurs opticiens sont habitués aux spécificités de l'outil qui leur permet de pratiquer cet art. Mon objectif sera donc d'ajouter des capacités de conception conjointe au logiciel Code V tout en conservant au maximum ses caractéristiques, en particulier la puissance de son algorithme d'optimisation sous contrainte.

Pour cela, l'idéal serait de pouvoir simplement remplacer les critères d'optimisation utilisés classiquement en conception optique (diamètre du spot diagram ou valeur de la FTM) par le critère de qualité image après déconvolution J_{maximin} , défini dans le chapitre 2. Or pour des raisons techniques, il est actuellement impossible d'implémenter ce critère de manière directe dans Code V. Mon premier travail dans ce chapitre va donc être de déterminer un critère d'optimisation qui ait les performances les plus proches possibles de J_{maximin} tout en pouvant être implémenté par Code V. Un intérêt annexe mais non négligeable de cette étude sera de mieux comprendre les propriétés essentielles qui font l'efficacité de ce critère.

Ensuite, je validerai ce nouveau critère en le comparant avec J_{maximin} dans une tâche d'optimisation simple où les deux critères peuvent être utilisés. Il s'agira, comme dans le chapitre précédent, de l'optimisation d'un masque de phase pour une combinaison optique donnée. Enfin, je démontrerai l'efficacité du nouveau critère de conception conjointe par un premier exemple d'optimisation d'une combinaison optique toute entière : l'objectif sera d'homogénéiser les performances dans le champ d'un objectif de très forte ouverture.

4.1 Critère approché de conception conjointe

Comme l'objectif est maintenant d'optimiser la totalité de la combinaison optique, le vecteur de variables d'optimisation θ va donc représenter l'ensemble des paramètres du système optique, à savoir :

- les paramètres du masque de phase,
- l'épaisseur des lentilles,
- les rayons de courbure et autres paramètres de forme, comme par exemple les coefficients d'asphérisation,
- les espacements entre les lentilles,
- les indices et les constringences des matériaux,
- et la distance entre la dernière surface optique et le détecteur, appelé *tirage*.

Le filtre de déconvolution reste le filtre de Wiener moyen dont l'expression a été donnée à l'équation 2.11, page 23.

4.1.1 Comment implémenter la conception conjointe dans un logiciel de calcul optique ?

Pour réaliser l'optimisation de la combinaison optique complète, il faut un outil logiciel qui possède idéalement les capacités suivantes :

- la modélisation de la réponse du système optique, soit par tracé de rayon soit par propagation du front d'onde,
- la prise en compte de l'échantillonnage et du filtrage (intégration) du détecteur,
- le calcul du filtre de Wiener moyen,
- l'évaluation du critère d'optimisation à chaque itération (critère moyen ou maximin).

Pour atteindre cet objectif, dans la boucle d'optimisation proposée dans le chapitre 3, le calcul de la réponse optique a été réalisé par Code V et l'optimisation a été effectuée par MATLAB. Cependant, il s'agissait d'optimiser simplement le masque binaire. Les contraintes alors considérées étaient simples : les paramètres du masque de phase devaient être positifs et rester inférieurs à 1.

Or si on considère maintenant l'optimisation de l'ensemble des paramètres de la combinaison optique, les contraintes ne sont plus aussi simples et peuvent être non linéaires en fonction des variables de l'optimisation. Il s'agit par exemple de contraintes physiques (épaisseurs minimales de verre au centre et au bord des lentilles pour ne pas qu'elles soient fragiles), ou de contraintes de fabricabilité et testabilité (limitation de la pente locale de la surface). Cela nous conduit à repenser la manière dont nous allons implémenter la conception conjointe.

4.1.1.1 Optimisation sous MATLAB et limitations

Une première façon de prendre en compte ces contraintes optiques serait de re-programmer le fonctionnement de Code V sous MATLAB. Ce dernier dispose en effet de fonctions natives d'optimisation sous contraintes non linéaires, comme les fonctions `fmincon` ou `lsqnonlin` de la boîte à outils d'optimisation.

Toutefois, il était impossible de reproduire sous MATLAB les performances de Code V dans le temps imparti à la thèse. En particulier, l'algorithme d'optimisation de Code V a été développé et amélioré par des mathématiciens après de nombreuses années de recherche, afin que le temps d'optimisation soit très faible, de l'ordre de la seconde, et que la recherche de l'optimum soit particulièrement efficace pour les problèmes spécifiques d'optimisation de systèmes optiques.

Ainsi, à titre de comparaison, l'optimisation avec les algorithmes de MATLAB prend plusieurs heures, et est de plus ralentie par la communication entre Code V et MATLAB. À titre d'exemple, l'optimisation conjointe de 6 variables présentée dans le chapitre 3 a pris 28 h avec l'algorithme `particleswarm`. De plus, le temps de calcul augmente avec le nombre de variables, qui peut être élevé pour une combinaison optique. Dans une combinaison de lentilles à surfaces sphériques, le nombre de variables est de 4 par lentille (deux rayons de courbure, une épaisseur de verre et l'espacement d'air après la lentille), sans compter l'indice et la constringence de chaque matériau constituant chaque lentille. Une combinaison à 7 lentilles, comme celle étudiée dans le chapitre 3, posséderait 28 variables, si toutes les lentilles étaient sphériques. Les coefficients d'asphérisation et les coefficients d'un masque de phase sont autant de variables supplémentaires.

4.1.1.2 Optimisation d'une combinaison optique dans Code V

L'alternative est d'implémenter le critère de conception conjointe dans un logiciel de calcul optique, afin de bénéficier de la puissance de son algorithme d'optimisation. Dans leur travail pionnier sur la conception conjointe, [Stork et Robinson 2008] ont utilisé le logiciel de conception optique Zemax, auquel ils ont ajouté des extensions en langage C qui permettent de prendre en compte le traitement de déconvolution et de redéfinir le critère d'optimisation. Or dans cette thèse, nous souhaitons utiliser le logiciel de conception optique Code V, qui est largement employé dans les unités industrielles de conception optique et qui dispose d'un algorithme d'optimisation de combinaisons optiques très performant.

Nativement, Code V permet la minimisation de plusieurs critères J_1 basés sur le tracé de rayons. Ces critères portent le nom de *fonctions de mérite*. Les deux principaux sont les suivants :

- le carré du diamètre RMS du spot diagram dans le plan image, qui correspond à l'écart quadratique entre les positions des rayons issus de la pupille d'entrée qui interceptent le plan image et la position du rayon principal dans le plan image. Ce critère est généralement utilisé au début et au cours de l'optimisation d'une combinaison ;
- l'écart entre la valeur de la FTM et une valeur cible arbitraire, pour une fréquence spatiale, un azimuth et un champ donnés. Ce critère est souvent utilisé en fin d'optimisation car il permet d'affiner les performances du système. Il est en particulier utile lorsque le cahier des charges spécifie les niveaux de FTM à atteindre pour certaines fréquences et certains champs.

Les contraintes de l'optimisation sont prises en compte de deux manières. Une première partie des contraintes est ajoutée au critère J_1 sous la forme d'une somme de termes quadra-

tiques J_2 , que Code V appelle « contraintes pondérées » :

$$J_2(\theta) = \sum_c [w_c \Delta c(\theta)]^2 \quad (4.1)$$

où c représente une contrainte, w_c le poids associé à la contrainte c et Δc l'écart à la contrainte. On modifie le critère initial J_1 en ajoutant les termes quadratiques J_2 , de sorte que la fonction de mérite finale soit :

$$J_a(\theta) = J_1(\theta) + J_2(\theta) \quad (4.2)$$

L'autre catégorie de contraintes sont les contraintes d'égalité stricte (comme la valeur imposée de la focale du système) ou d'inégalité (épaisseur de lentille positive, par exemple). Elles sont prises en compte par la méthode des multiplicateurs de Lagrange.

Le critère J_a est donc une somme de termes quadratiques, continue, dérivable, mais non linéaire par rapport au paramètre θ à optimiser. Pour minimiser J_a , on peut donc utiliser une méthode d'optimisation des moindres carrés non linéaires. La méthode de Code V repose sur l'algorithme de Levenberg-Marquardt [Levenberg 1944, Marquardt 1963] également appelé *moindres carrés amortis*. Cet algorithme conjugue deux méthodes d'optimisation : la méthode de la descente du gradient ou descente de la plus grande pente, *steepest descent* en anglais, et la méthode de Newton modifiée, basée sur l'estimation de la matrice Hessienne (des dérivées secondes) du critère. La priorité d'une méthode sur l'autre est réglée par un paramètre, appelé facteur d'amortissement. Ce paramètre est optimisé à chaque itération par Code V. Lorsque le critère diminue, le facteur d'amortissement est faible et donne la priorité à la méthode de Newton. Sinon, le facteur d'amortissement est élevé et la priorité est donnée à l'algorithme de la descente de gradient. Sous Code V, l'algorithme d'optimisation a été modifié de façon à ce que la vitesse soit elle-même optimisée. L'optimisation d'une combinaison optique conventionnelle de 6 lentilles sur 10 itérations dure ainsi quelques secondes.

Il faut cependant noter que, par construction, l'algorithme de Levenberg-Marquardt détermine un minimum local. Pour une recherche extensive de l'optimum global, il faut lancer plusieurs séries d'optimisation à partir de chaque optimum local en modifiant certains paramètres. Avec de l'expérience, le concepteur opticien est capable de corrélérer les résultats de l'optimisation avec les modifications à effectuer dans la combinaison, et diriger la conception plus rapidement [Code V 2017d].

Le logiciel Code V permet à l'utilisateur de définir son propre critère d'optimisation sous la forme d'une fonction. Malheureusement, en raison des limitations du logiciel, cette fonction ne peut inclure de sous-fonctions définies par l'utilisateur. Ce point rend l'implémentation directe du critère d'optimisation conjointe difficilement envisageable. Remarquons également que le critère J_{maximin} n'étant pas dérivable, il n'est pas adapté à un algorithme d'optimisation tel que la méthode de Levenberg-Marquardt.

4.1.1.3 Conclusion

En définitive, l'optimisation conjointe de l'ensemble d'une combinaison optique, selon les critères J_{moy} ou J_{maximin} et en tenant compte des contraintes optiques, n'est pas réalisable de manière simple avec MATLAB ou Code V. MATLAB possède des fonctions et algorithmes qui permettraient de modéliser le système hybride et de l'optimiser. Néanmoins, le temps d'optimisation serait élevé et inadéquat avec les usages de la conception optique, où les calculs sont de l'ordre de la seconde et permettent de faire évoluer rapidement la solution optique en modifiant les paramètres initiaux ou la configuration initiale elle-même. *A contrario*, Code V possède un algorithme d'optimisation adapté et performant mais ne permet pas d'implémenter le critère J_{moy} ou J_{maximin} .

Devant ce constat, nous avons choisi de conserver la puissance d'optimisation de Code V, qui est un point fort de ce logiciel. Puisqu'il ne permet pas de tenir compte explicitement de la déconvolution, nous devons définir un critère équivalent à J_{moy} ou J_{maximin} qui repose sur la réponse optique avant déconvolution et qui soit calculable par Code V. Il doit tenir compte implicitement de la déconvolution qui est appliquée à l'image produite par le système optique. Afin de dégager un tel critère, nous allons analyser les performances optiques et les principales caractéristiques du système hybride qui a déjà été optimisé conjointement dans le chapitre 3.

4.1.2 Caractéristiques d'une optique optimisée de manière conjointe

Le système d'imagerie hybride présenté au chapitre 3 comporte un masque de phase binaire qui a été optimisé conjointement avec le traitement de déconvolution. Nous allons étudier sa réponse optique afin d'établir un nouveau critère de conception conjointe reposant uniquement sur la réponse optique du système mais prenant en compte de manière implicite le traitement de déconvolution appliquée après l'acquisition de l'image.

Dans le chapitre 3, les rayons des anneaux du masque binaire et un écart entre-verres permettant de régler la mise au point ont été optimisés conjointement de façon à rendre la caméra quasiment insensible à la défocalisation sur la plage $\psi \in \{-4,7 \lambda; 4,7 \lambda\}$. Nous considérons dans cette section le système avec le masque dit « réalisé » dont les paramètres ont été donnés dans le tableau 3.1, deuxième colonne (page 3.1). Le critère d'optimisation était J_{maximin} .

Nous allons considérer deux caractéristiques de la réponse de ce système optique : la réponse percussionnelle (RPI) et la fonction de transfert optique (FTO). Remarquons que, comme les éléments optiques de la combinaison sont tous à symétrie de révolution, y compris le masque, et que l'on considère les performances sur axe, la fonction de transfert optique est à valeurs réelles. Nous pouvons donc réduire l'étude de la FTO à celle de la FTM en prenant en compte les éventuelles inversions de contraste.

4.1.2.1 Analyse de la réponse percussionnelle

La RPI du système hybride avec masque de phase binaire et après déconvolution est représentée à la figure 4.1 (a, b et c) pour les trois distances objet 10 km, 9,6 m et 4,8 m. Elles sont normalisées de sorte que leurs intégrales soient égales à 1. On constate qu'elles présentent toutes les trois des oscillations liées à la présence du masque de phase binaire. La RPI à 9,6 m, distance objet pour laquelle la mise au point est faite, est plus étalée que les réponses à 10 km et 4,8 m, comme le montrent leurs coupes horizontales $\text{RPI}_{\psi}^{\theta_{\text{opt}}}(x, y = 0)$ tracées sur la figure 4.1.d. Leurs largeurs sont globalement similaires. On remarque que la RPI à 4,8 m présente un pic central très fin et de valeur la plus élevée, suivi par des oscillations très rapides.

À titre de comparaison, observons maintenant comment varie la RPI lorsqu'on enlève le masque de phase binaire, pour un réglage de mise au point fixé à 9,6 m. Les RPI obtenues sont présentées à la figure 4.2 (a,b et c). La RPI pour $d_o = 9,6$ m (au point de focalisation) présente, comme attendu, un pic central très élevé où la majorité de l'énergie est concentrée. Les RPI à 10 km et 4,8 m sont très larges à cause de la défocalisation comme le montre leurs coupes à la figure 4.2.d. En comparant les figures 4.1.d et 4.2.d, on peut donc conclure que la présence du masque de phase optimisé a permis d'homogénéiser de manière significative les RPI pour les différentes distances objet.

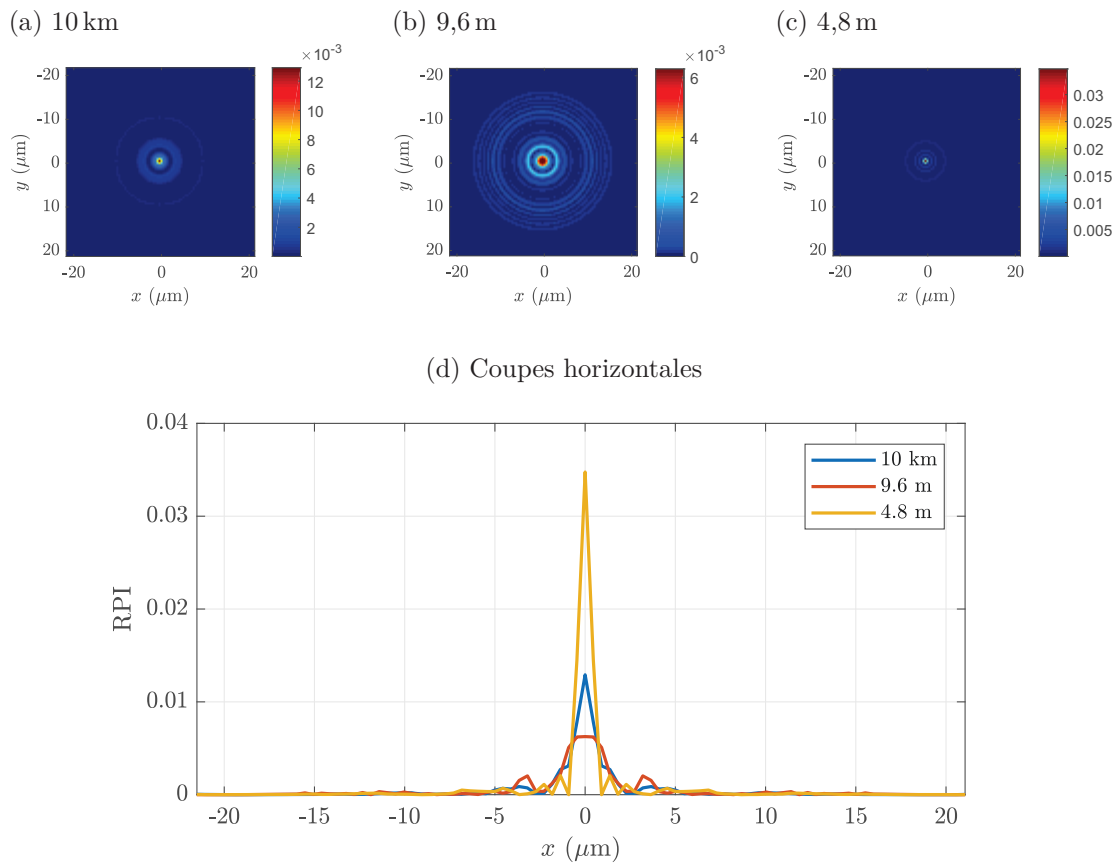


FIGURE 4.1 – RPI du système hybride avant déconvolution lorsque la distance objet d_o vaut (a) 10 km, (b) 9,6 m et (c) 4,8 m, et (d) profils des RPI suivant x , passant par le centre de la réponse.

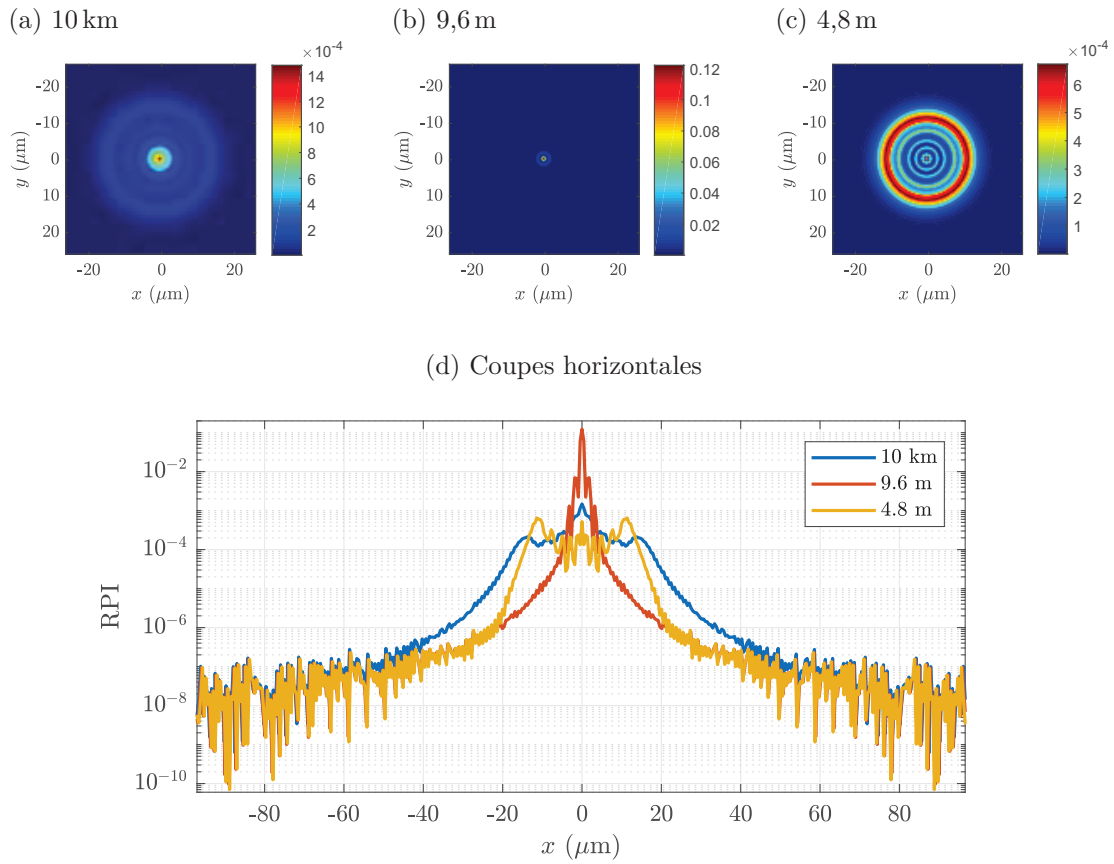


FIGURE 4.2 – RPI du système sans masque et sans déconvolution, dont la mise au point est réglée à 9,6 m, lorsque la distance objet d_o vaut (a) 10 km, (b) 9,6 m et (c) 4,8 m, et (d) profils des RPI suivant x , passant par le centre de la réponse.

4.1.2.2 Analyse de la FTM

Les FTM sur l'axe du système utilisant ce masque, avant et après déconvolution, ont été présentées à la figure 3.10, page 45 pour les trois distances objet $d_o \in \{10 \text{ km}, 9,6 \text{ m}, 4,8 \text{ m}\}$ correspondant aux défocalisations $\psi \in \{-4,7\lambda, 0, 4,7\lambda\}$. Dans le chapitre 3, le filtre de déconvolution était calculé à partir de la DSP d'une image donnée, la voiture de police, d'où l'irrégularité de la fonction de transfert après déconvolution.

Dans la figure 4.3, nous retraçons les FTM du système avec et sans masque, et calculons le filtre de déconvolution avec la DSP générique $S_{OO} \propto \nu^{-2,5}$ afin de s'affranchir des irrégularités spécifiques à une image donnée. Les FTM sont prolongées jusqu'à la fréquence de Nyquist du détecteur $\nu_{\text{Nyq}} = 114 \text{ cy/mm}$ afin d'analyser leur évolution sur l'ensemble des fréquences sur lesquelles le système a été optimisé avec J_{maximin} . La fréquence maximale d'intérêt de 60 cy/mm exigée dans le chapitre 3 est indiquée en pointillés gris. Nous représentons également sur les courbes de FTM le niveau de bruit avant et après déconvolution qui a été présenté dans la section 3.1.2.3. Pour un rapport signal sur bruit égal à $\text{RSB} = 34 \text{ dB}$, le niveau de bruit vaut $\tilde{b}(\nu) = 0,02$. On note que la valeur du niveau de bruit filtré, *i.e.* après déconvolution, varie avec la fréquence spatiale ν .

La mise au point du système avec ou sans masque est réglée à 9,6 m. Sur la figure 4.3.a, on constate que pour le système sans masque, la FTM au point de focalisation ($d_o = 9,6 \text{ m}$, courbe rouge) est élevée et très proche de la FTM en limite de diffraction, alors que pour

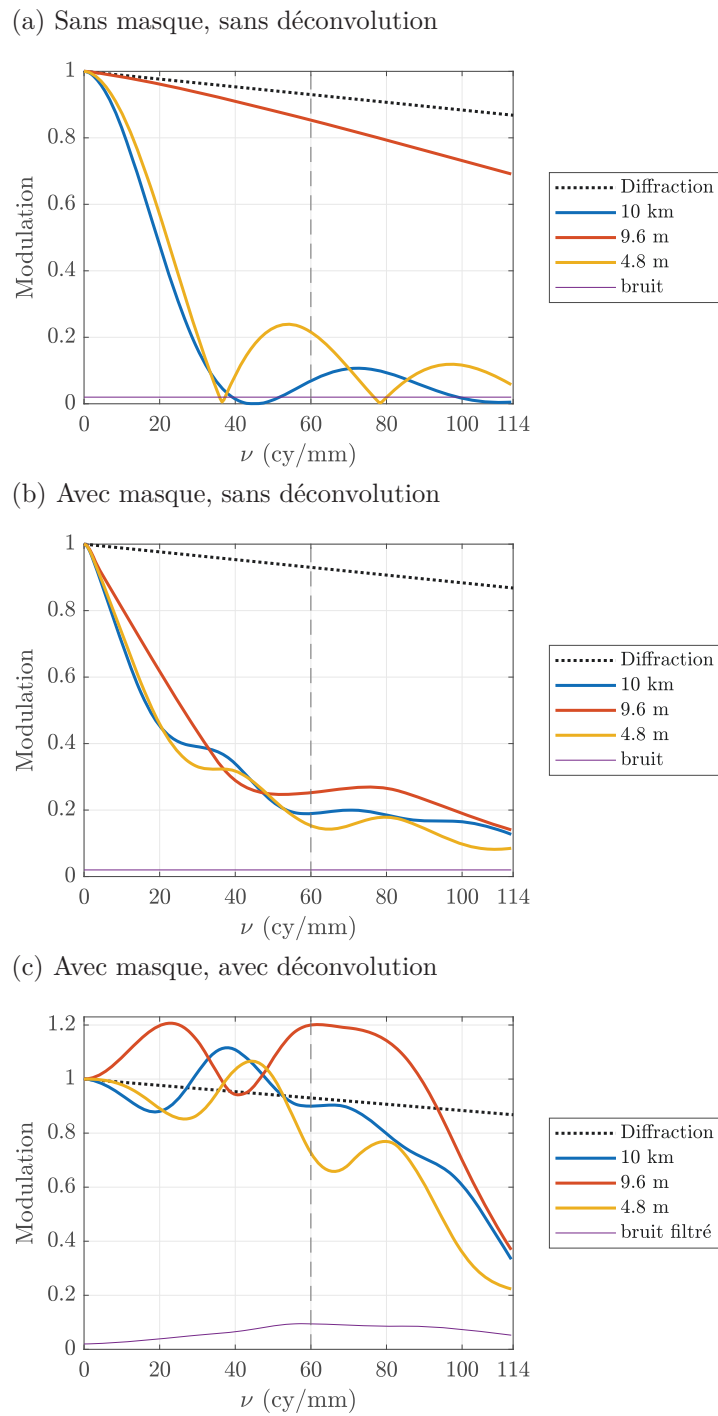


FIGURE 4.3 – FTM du système hybride et le niveau de bruit associé pour $RSB = 34$ dB (a) sans masque et sans déconvolution, (b) avec le masque de phase binaire avant déconvolution et (c) avec masque après déconvolution. Le filtre de Wiener moyen est calculé avec $S_{OO} \propto \nu^{-2.5}$. Les courbes sont tracées jusqu'à la fréquence de Nyquist du détecteur.

$d_o = 10$ km et $d_o = 4,8$ m, les FTM chutent rapidement (courbes bleue et jaune). La première annulation de la FTM a lieu à 36 cy/mm pour la courbe correspondant à 4,8 m.

Les FTM optiques du système avec masque sont représentées à la figure 4.3.b. Elles sont ensuite pondérées par la FTM du détecteur et par le filtre de Wiener à la figure 4.3.c. A partir de ces courbes, on constate qu'en présence du masque optimisé,

- les FTM avant déconvolution sont assez similaires sur l'ensemble des fréquences spatiales,
- elles ne s'annulent pas,
- leurs valeurs sont suffisamment supérieures au niveau de bruit égal à 0,02 pour limiter l'amplification de ce bruit après déconvolution. La valeur de modulation atteinte est de 0,1 à 114 cy/mm pour la distance $d_o = 4,8$ m. Elle est 5 fois plus élevée que le niveau de bruit. Après déconvolution, l'écart entre la modulation et le niveau du bruit filtré est de 0,17 pour $d_o = 4,8$ m.

On constate également que le niveau global de la FTM à $d_o = 9,6$ m est supérieur aux autres courbes. On note un écart maximal de modulation entre la courbe à 9,6 m et la courbe à 4,8 m de 0,16 à 21 cy/mm.

4.1.2.3 Conclusion

Nous concluons de cette analyse qu'une optimisation conjointe se basant uniquement sur le calcul de la réponse optique du système mais prenant en compte implicitement la déconvolution doit être guidée par les trois critères suivants :

- la taille des $RPI_{\psi_i}^\theta$ est quasi-invariante selon ψ ;
- les $FTM_{\psi_i}^\theta$ sont quasi-invariantes selon ψ ;
- pour tous ψ_i , $\min_{\nu} FTM_{\psi_i}^\theta \geq A$, où A est suffisamment élevé pour limiter l'amplification du bruit par la déconvolution.

Nous décrivons dans la section suivante comment ces trois principes sont mis en œuvre afin de réaliser l'optimisation conjointe d'une combinaison optique à partir de Code V.

4.1.3 Critère approché de conception conjointe

Au vu de l'analyse précédente, nous proposons un critère d'optimisation optique principalement basé sur la taille de la RPI et sur la FTM de l'optique, et qui prend en compte implicitement le traitement de déconvolution. L'objectif est d'obtenir, sur un ensemble de valeurs de ψ et sur une plage de fréquences spatiales visée, des FTM quasi-invariantes et les plus élevées possibles afin de faciliter la déconvolution.

4.1.3.1 Définition du critère approché

Notre critère doit être défini à partir d'une des fonctions de mérite natives de Code V présentées à la section 4.1.1.2, dont le calcul est déjà optimisé par le logiciel. Or le critère de Code V basé directement sur la FTM n'est pas adapté à la conception conjointe car il nécessite de définir une valeur cible que la FTM doit s'efforcer d'atteindre pour une fréquence spatiale donnée. Or dans notre problème, c'est la différence relative entre les courbes de FTM

qui importe et nous ne connaissons pas a priori les valeurs que les FTM pourraient atteindre. C'est pourquoi nous n'utiliserons pas ce critère.

Nous nous baserons plutôt sur le critère défini à partir du diamètre RMS du spot diagram (cf. section 4.1.1.2), qui représente une estimation de la taille de la PSF. Sa minimisation permet donc de rehausser le niveau global des FTM. Notre critère approché de conception optique conjointe, noté J_o , sera défini comme la somme entre le diamètre RMS du spot diagram [Code V 2017d], qui est le critère d'optimisation classique de Code V, et des termes quadratiques représentant les « contraintes pondérées » non conventionnelles correspondant aux contraintes de la conception conjointe :

$$J_o(\theta) = \sum_{\psi} \sum_{\lambda} \sum_k w_{\psi}^2 w_{\lambda}^2 w_k^2 \left(\Delta x_{\psi,\lambda,k}^{\theta} + \Delta y_{\psi,\lambda,k}^{\theta} \right)^2 + \sum_P \left(w_{\text{FTM}} \Delta \text{FTM}^{\theta} \right)^2 + \sum_Q \left(w_{\Phi_{\text{RMS}}} \Delta \Phi_{\text{RMS}}^{\theta} \right)^2 \quad (4.3)$$

où :

- w_{ψ} est le poids associé à chaque valeur du paramètre ψ pour lequel la réponse optique doit être quasi-invariante,
- w_{λ} est le poids associé à la longueur d'onde λ ,
- w_k est le poids associé au k -ème rayon lumineux appartenant à la grille de rayons qui traversent le système optique,
- $\Delta x_{\psi,\lambda,R}^{\theta}$ et $\Delta y_{\psi,\lambda,R}^{\theta}$ sont l'écart selon x et y de l'impact du rayon R sur le plan image par rapport à celui du rayon principal,
- ΔFTM et $\Delta \Phi_{\text{RMS}}$ sont les contraintes d'invariance de la FTM et du diamètre RMS du spot diagram, avec pour chacune les poids associés w_{FTM} et $w_{\Phi_{\text{RMS}}}$,
- P et Q sont les nombres de contraintes sur les FTM et Φ_{RMS} choisis à la discrétion de l'utilisateur.

Lorsque les poids w_{FTM} et $w_{\Phi_{\text{RMS}}}$ sont suffisamment forts, les termes quadratiques des contraintes pondérées sur l'invariance de la FTM et Φ_{RMS} rentrent en compétition avec la minimisation de Φ_{RMS} . Les contraintes d'invariance des diamètres RMS du spot diagram sont telles que :

$$\Delta \Phi_{\text{RMS}}^{\theta}(\psi_1, \psi_2) = \left[\Phi_{\text{RMS}}^{\theta}(\psi_1) - \Phi_{\text{RMS}}^{\theta}(\psi_2) \right] \quad (4.4)$$

Les contraintes de quasi-invariance des FTM sont évaluées à une fréquence spatiale ν_0 et à un angle d'azimut dans le plan image ξ . En particulier, $\xi = 0^\circ$ dans le plan sagittal et $\xi = 90^\circ$ dans le plan tangentiel. Plusieurs fréquences peuvent être considérées, augmentant ainsi le nombre de contraintes sur la FTM. Les contraintes sont définies de la manière suivante :

$$\Delta \text{FTM}^{\theta}(\psi_1, \psi_2, \xi, \nu_0) = \text{FTM}_{\psi_1}^{\theta}(\xi, \nu_0) - \text{FTM}_{\psi_2}^{\theta}(\xi, \nu_0) \quad (4.5)$$

On peut de plus définir si nécessaire une valeur cible de laquelle la FTM doit se rapprocher, afin d'assurer qu'elle soit suffisamment élevée :

$$\Delta \text{FTM}^{\theta}(\psi, \xi, \nu_0) = \text{FTM}_{\psi}^{\theta}(\xi, \nu_0) - a_{\psi,\xi} \quad (4.6)$$

où $a_{\psi,\xi}$ est un réel compris entre 0 et 1 et qui doit être supérieur au niveau de bruit. Remarquons que l'on peut spécifier que la FTM doit être supérieure à une certaine valeur par inégalité stricte. Cette contrainte sera prise en compte au moyen des multiplicateurs de Lagrange.

4.1.3.2 Mise en place de l'optimisation sous Code V

L'optimisation est mise œuvre sous Code V. Le diamètre RMS du spot diagram est calculé via la fonction macro RMSSPOT. Les valeurs de FTM à une fréquence spatiale et un azimuth donnés sont obtenues avec la fonction MTF_1FLD. Cependant, cette fonction désactive le multithreading, *i.e.* l'utilisation des multi-cœurs du processeur de l'ordinateur, qui permet initialement d'augmenter la vitesse d'un facteur $\times 3,5$ [Code V 2017e] pour l'ordinateur utilisé. L'optimisation est donc ralentie par rapport à une optimisation optique conventionnelle basée seulement sur la minimisation de Φ_{RMS} .

L'optimisation selon le critère approché J_o est menée de la manière suivante :

1. Au début de l'optimisation, les poids w_{FTM} sont nuls. On minimise Φ_{RMS} en ajoutant des termes quadratiques d'invariance de Φ_{RMS} selon ψ . Les poids associés $w_{\Phi_{\text{RMS}}}$ sont faibles mais non nuls, afin que les FTMs commencent à se rapprocher.
2. On ajoute ensuite des termes quadratiques sur la FTM à une ou plusieurs fréquences, dont les poids seront majoritaires et influenceront la direction de l'optimisation. On conserve les termes quadratiques d'invariance de Φ_{RMS} avec des poids faibles non nuls. Si nécessaire, on peut ajouter des contraintes d'inégalité stricte de certaines valeurs de FTM afin qu'elle ne soit pas trop basse, c'est-à-dire proche du niveau de bruit.

Comme dans l'optimisation classique, l'optimisation s'arrête soit lorsque la variation de la fonction d'erreur entre deux itérations successives est inférieur à une valeur arbitraire, soit lorsque le nombre d'itérations dépasse un seuil spécifié.

L'optimisation est menée comme une optimisation optique traditionnelle : les coefficients de pondération sont ajustés à la main par l'utilisateur en fonction du comportement du système. En cela, elle présente un intérêt direct pour le concepteur opticien car elle est basée sur des outils et une méthode qui lui sont familiers. Les indicateurs de performances sont les mêmes (Spot Diagram, FTM ...), seuls les critères de performance changent.

4.2 Validation du critère approché pour l'optimisation d'un masque de phase destiné à augmenter la profondeur de champ

L'objectif est maintenant de valider le critère approché J_o décrit dans les sections précédentes (cf. équation 4.3), en vérifiant que l'optimisation suivant ce critère conduit à des résultats similaires à ceux de J_{maximin} dans un cas où les deux critères peuvent être utilisés. Pour cela, nous considérons un problème du même type qu'au chapitre 3 : dans la combinaison existante présentée à la figure 3.1, page 36, un masque de phase et un paramètre de mise au point sont optimisés conjointement avec le traitement de déconvolution afin d'augmenter la profondeur de champ de la caméra. Nous considérons tout d'abord un masque de phase polynomial plus simple à optimiser, puis traitons le cas du masque binaire qui a été choisi dans le chapitre 3.

4.2.1 Optimisation d'un masque polynomial

Nous commençons par optimiser un masque de phase polynomial, qui présente l'avantage de pouvoir être simulé par une surface native de Code V. Contrairement au masque binaire, il ne requiert aucune contrainte sur ses paramètres lors de son optimisation, ce qui rend cette optimisation plus simple. Ce type de masque possède par ailleurs des applications

intéressantes car il permet d'augmenter la profondeur de champ d'un facteur plus élevé que le masque binaire [Diaz *et al.* 2010].

4.2.1.1 Définition du masque polynomial

Un masque polynomial est paramétrisé de la manière suivante :

$$\varphi(x, y) = \sum_{(n,m) \in \mathbb{N}^2} a_{nm} x^n y^m \quad (4.7)$$

Le terme a_{00} correspond à un piston (terme de phase constant). Les termes a_{01} et a_{10} correspondent à des tilts selon y et x .

[Dowski et Cathey 1995] ont montré que le masque cubique $\varphi(x, y) = \alpha (x^3 + y^3)$ permet d'augmenter la profondeur de champ en rendant les FTM quasi invariants selon la défocalisation. Ce masque introduit des artefacts dans l'image déconvoluée [Demenikov et Harvey 2010], notamment lorsque le paramètre α est élevé. Cependant, il a été montré que l'optimisation du masque conjointement avec le traitement de déconvolution permet de réduire ces artefacts [Diaz 2011]. On peut montrer d'autre part que le paramètre optimal α_{opt} est directement proportionnel à l'augmentation de la profondeur de champ souhaitée [Diaz 2011].

Nous considérons dans cette section un masque polynomial de degré 5 qui a été proposé par [Prasad *et al.* 2004] dans le contexte d'augmentation de profondeur de champ, et qui présente de meilleures performances que le simple masque cubique [Diaz 2011]. Il est défini de la manière suivante :

$$\begin{aligned} \varphi(x, y) = & \alpha_1 (x^3 + y^3) + \alpha_2 (x^2 y + x y^2) \\ & + \alpha_3 (x^5 + y^5) + \alpha_4 (x^4 y + x y^4) + \alpha_5 (x^3 y^2 + x^2 y^3) \end{aligned} \quad (4.8)$$

où (x, y) est le vecteur des coordonnées dans le diaphragme d'ouverture, normalisées par rapport au rayon d'ouverture du diaphragme, et $\{\alpha_n\}_{n \in \llbracket 1,5 \rrbracket}$ sont des réels, proportionnels à un chemin optique en nombre de longueurs d'onde λ . Il est également utilisé par [Caron et Sheng 2008] pour augmenter la profondeur de champ d'un microscope.

Ce masque étant antisymétrique, il induit une translation de la RPI dans le plan image en présence de défocalisation [Diaz 2011, chap. 3]. Nous considérons néanmoins que cette translation n'affecte pas la qualité de l'image. Dans le calcul du filtre de Wiener moyen et l'évaluation du critère, les RPI seront donc recalées par rapport à la position de la RPI focalisée, pour $\psi = 0$. Cela revient à modifier les FTO en leur ajoutant une modulation correspondant à un plan de phase incliné ou « tilt ». Les FTO recalées sont définies de la manière suivante :

$$\text{FTO}_{\psi, \text{rec}}^{\theta}(\boldsymbol{\nu}) = \text{FTO}_{\psi}^{\theta} \exp(-2i\pi \langle \hat{\boldsymbol{\delta}}, \boldsymbol{\nu} \rangle) \quad (4.9)$$

avec $\langle \hat{\boldsymbol{\delta}}, \boldsymbol{\nu} \rangle = \hat{\delta}_x \nu_x + \hat{\delta}_y \nu_y$ et $\hat{\boldsymbol{\delta}}$, le décalage de $\text{RPI}_{\psi}^{\theta}$ par rapport à RPI_0^{θ} . La valeur de $\hat{\boldsymbol{\delta}}$ est estimée en minimisant l'écart quadratique moyen entre $\text{FTO}_{\psi, \text{rec}}^{\theta}$ et FTO_0^{θ} , ce qui correspond à :

$$\hat{\boldsymbol{\delta}} = \arg \min_{\boldsymbol{\delta}} \left\{ - \int_{\boldsymbol{\nu}} \text{Re} \left[\text{FTO}_0^{\theta}(\boldsymbol{\nu}) \text{FTO}_{\psi}^{\theta}(\boldsymbol{\nu}) \exp(-2i\pi \langle \boldsymbol{\delta}, \boldsymbol{\nu} \rangle) \right] d\boldsymbol{\nu} \right\} \quad (4.10)$$

où $\text{Re}[\cdot]$ désigne la partie réelle.

4.2.1.2 Optimisation conjointe selon J_{maximin} et selon J_o

Le masque est usiné sur la surface L6R1 de la lame à face parallèle de la combinaison représentée à la figure 3.1, page 36. Le masque polynomial étant asymétrique, il ne peut être

fabriqué par usinage diamant car ce procédé de fabrication ne peut usuellement produire que des surfaces à symétrie de révolution. On peut envisager d'utiliser l'usinage par fluide magnéto-rhéologique (cf. [Leprêtre 2011]). Le ZnS n'étant plus compatible avec cette méthode d'usinage, nous remplaçons la lame de ZnS par une lame en verre S-LAH58 du verrier OHARA.

La profondeur de champ visée est $\psi \in \Psi = \{-4,7\lambda; 4,7\lambda\}$. Elle est échantillonnée sur $K = 3$ valeurs, de sorte que $\Psi = \{-4,7\lambda, 0, 4,7\lambda\}$ équivalant aux distances objet $d_o \in \{10\text{ km}, 9,6\text{ m}, 4,8\text{ m}\}$. Les variables de l'optimisation sont $\theta = \{\alpha_1, \dots, \alpha_5, \delta_{\text{MAP}}\}$.

Paramétrisation de l'optimisation conjointe selon J_{maximin}

L'optimisation conjointe classique a été effectuée dans une étude antérieure à cette thèse, avec la boucle basée sur MATLAB et Code V décrite à la figure 3.5, page 41 : Code V simule la RPI du système optique avec le masque de phase et MATLAB calcule les FTO, le filtre de Wiener moyen et gère la boucle d'optimisation. Le critère d'optimisation est J_{maximin} , et il est minimisé avec l'algorithme de Nelder-Mead. L'optimisation a été lancée à partir de plusieurs points de départ pour se rapprocher de l'optimum global. Le processus entier a pris 1 journée.

Paramétrisation de l'optimisation conjointe selon J_o

L'optimisation conjointe suivant J_o s'effectue seulement sous Code V. On assigne à la combinaison optique trois configurations, appelées *zooms* par Code V, pour lesquelles la distance d_o de l'objet vaut respectivement 10 km, 9,6 m et 4,8 m. L'ensemble des paramètres optiques et des variables de l'optimisation sont communs à ces trois configurations. Ces trois configurations seront optimisées de manière simultanée, le point de départ étant la combinaison conventionnelle.

On utilise au départ deux contraintes pondérées sur l'écart de Φ_{RMS} entre une valeur de d_o et une autre :

$$\left[\Delta\Phi_{\text{RMS}}^\theta\right]_{1,2} = \left[\Phi_{\text{RMS}}^\theta(d_o = 9,6\text{ m}) - \Phi_{\text{RMS}}^\theta(d_o = 10\text{ km})\right] \quad (4.11)$$

$$\left[\Delta\Phi_{\text{RMS}}^\theta\right]_{1,3} = \left[\Phi_{\text{RMS}}^\theta(d_o = 4,8\text{ m}) - \Phi_{\text{RMS}}^\theta(d_o = 10\text{ km})\right] \quad (4.12)$$

Les poids associés ont pour valeur 1. Dans la phase finale du processus d'optimisation, ces contraintes sont supprimées car elles ont très peu d'impact sur l'orientation de l'optimisation.

Les contraintes pondérées d'invariance sur la FTM selon d_o sont calculées dans le plan tangentiel, *i.e.* pour $\xi = 90^\circ$, et à deux fréquences spatiales : 30 cy/mm qui permet d'ajuster le degré d'invariance entre les courbes et 60 cy/mm qui permet de contrôler le niveau minimal de la FTM. Les poids associés sont tous égaux à 1. On demande de plus que la FTM pour $d_o = 10\text{ km}$ se rapproche de la valeur 0,3 à 60 cy/mm :

$$\Delta\text{FTM}_c = \text{FTM}_{d_o=10\text{ km}}^\theta - 0,3 \quad (4.13)$$

afin que le niveau de FTM soit suffisamment élevé pour limiter l'amplification du bruit après la déconvolution. Le poids associé à cette contrainte est égal à 1. Pour calculer les FTM et les diamètres RMS du spot diagram, on utilise une grille de rayons lumineux rectangulaire de pas constant, telle que le diamètre de la pupille d'entrée soit échantillonné par 60 rayons lumineux.

L'optimisation conjointe en utilisant J_o dure 1h au total avec Code V 10.8. Une optimisation locale prend typiquement 45 s pour 15 itérations avec un nombre de rayons échantillonnant le diamètre de la pupille de 60 pour calculer la FTM. Au terme de cette optimisation

locale, les poids et les contraintes sont modifiées, et une autre optimisation locale est lancée à partir de la combinaison courante afin d'affiner le résultat de l'optimisation.

Masques obtenus

Les valeurs optimales de θ pour les deux optimisations sont données dans le tableau 4.1. Les masques de phase correspondants sont présentés à la figure 4.4. Leurs coefficients sont différents l'un par rapport à l'autre mais leurs allures globales sont très similaires. Les masques présentent tous deux une composante cubique α_1 forte, ce qui est normal puisque leur rôle est d'augmenter la profondeur de champ.

	J_{\maximin}	J_o
α_1	$6,0 \lambda$	$7,1 \lambda$
α_2	$3,9 \lambda$	$0,4 \lambda$
α_3	$-1,0 \lambda$	$-2,4 \lambda$
α_4	$-9,0 \lambda$	$-3,6 \lambda$
α_5	$-0,6 \lambda$	$-3,5 \lambda$
δ_{MAP}	$39 \mu\text{m}$	$37 \mu\text{m}$

TABLE 4.1 – Paramètres optimaux du masque de phase polynomial et valeur optimale de l'écart de mise au point associée, selon le critère J_{\maximin} (colonne 1) et le critère J_o (colonne 2).

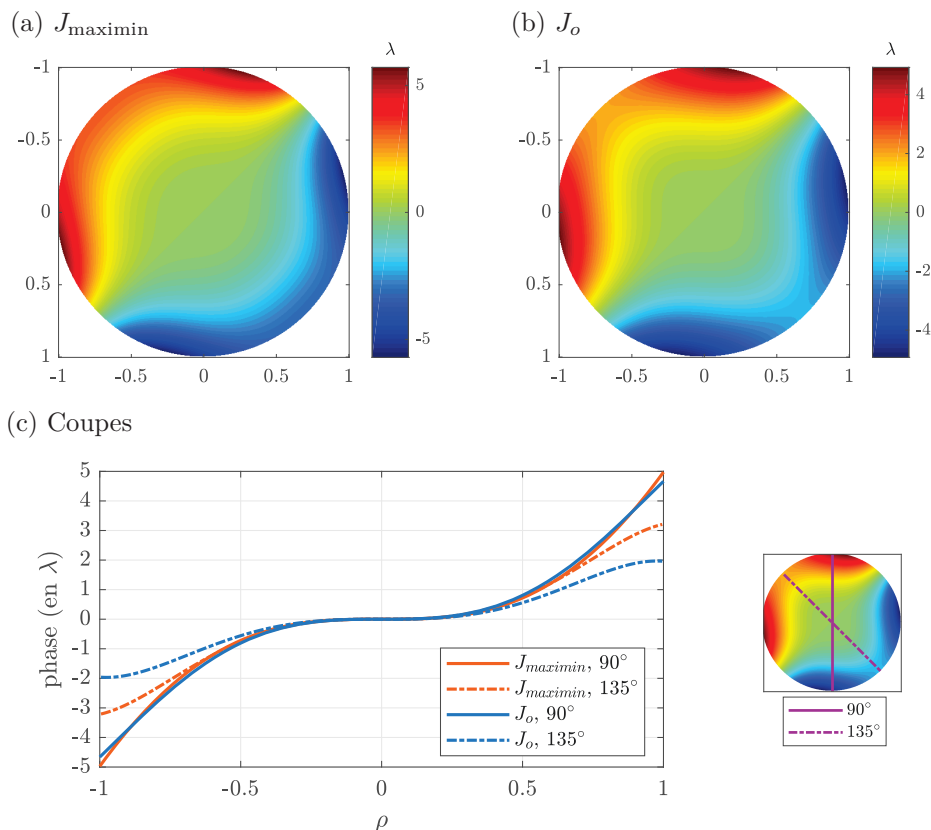


FIGURE 4.4 – Masques polynomiaux optimaux selon (a) J_{\maximin} et (b) J_o . (c) Coupes dans les directions 90° et 135° des masques de phase polynomiale optimaux selon J_{\maximin} et J_o .

Les coupes des masques sont comparées à la figure 4.4.c. Remarquons que les coupes des masques polynomiaux selon 0° ($x, y = 0$) et 90° ($y = 0, x$) sont égales par construction :

$$\varphi(x, y = 0) \equiv \varphi(x = 0, y) \quad (4.14)$$

Elles correspondent à la somme du terme cubique et du terme de degré 5 :

$$\varphi(x, y = 0) = \alpha_1 x^3 + \alpha_3 x^5 \quad (4.15)$$

Avec la méthode utilisée et les contraintes pondérées sur la FTM calculées dans la direction ($x = 0, y$) (plan tangentiel) pour cette optimisation, nous avons essentiellement agi sur les valeurs de α_1 et α_3 . Les autres coefficients sont modifiés grâce au calcul et à la minimisation de Φ_{RMS} et de ses variations d'une distance objet à l'autre. Remarquons également que le profil d'un masque polynomial selon 45° est nul :

$$\varphi(x, y = -x) \equiv 0 \quad (4.16)$$

Par conséquent, les deux profils utiles à comparer sont les coupes suivant 90° et 135° . Ils sont tracés à la figure 4.4. Nous constatons que les profils 90° du masque optimisé suivant J_{maximin} et du masque optimisé selon J_o sont très similaires. On remarque également que la valeur de la phase en bord de pupille est similaire à la défocalisation maximale $\psi_{\text{max}} = 4,7 \lambda$, ce qui avait été déjà remarqué dans le cas du filtre cubique [Diaz 2011]. Ainsi, l'optimisation suivant J_o , dont l'effort a été fait dans le plan tangentiel, donne un résultat équivalent à celui de l'optimisation selon J_{maximin} dans ce plan. En revanche, les profils à 135° ne sont plus équivalents. On constate également que les profils 90° et 135° du masque optimal selon J_{maximin} sont plus rapprochés entre eux que ceux du masque optimal selon J_o .

Comparaison des performances

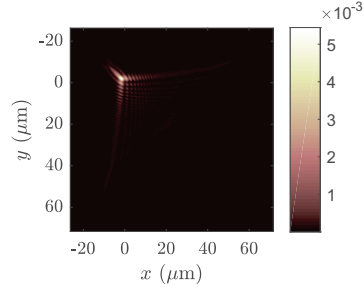
Les RPI monochromatiques données par les deux masques et les diamètres des spot diagram correspondants sont présentés à la figure 4.5. On constate que les diamètres RMS sont quasi-invariants d'une distance objet à l'autre, et ce pour les deux systèmes. Par ailleurs, les valeurs des diamètres RMS sont similaires d'un système à l'autre.

Les FTM optiques sans tenir compte du filtrage détecteur et sans déconvolution sont présentées à la figure 4.7. Elles sont tracées selon plusieurs valeurs d'azimut ξ qui sont précisés à la figure 4.6. Comme le masque, les FTM à $\xi = 0^\circ$ ou $\xi = 90^\circ$ sont similaires (le masque prenant le pas sur les aberrations résiduelles de la combinaison conventionnelle). Les FTM 45° et 135° sont quant à elles différentes. Pour $\xi = 0^\circ$, pour les deux types d'optimisation, les FTM sont quasi-invariantes selon d_o . Pour le système optimisé selon J_o , les FTM sagittales et tangentielles atteignent 0,3 à 60 cy/mm, qui est leur minimum. La FTM 45° à 10 km est très supérieure aux FTM à 4,8 m et 9,6 m, contrairement à ce que l'on observe pour le système optimisé selon J_{maximin} . À $\xi = 135^\circ$, la FTM s'annule pour le masque optimisé selon J_o à 32 cy/mm pour la distance objet de 4.8 m.

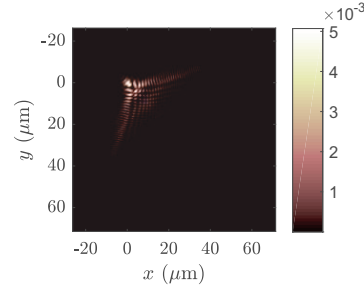
Les FTM après filtrage détecteur et déconvolution sont présentées à la figure 4.8. Pour les deux systèmes, les FTM sagittales ($\xi = 0^\circ$) et tangentielles ($\xi = 90^\circ$) conservent un niveau élevé aux alentours de 1. À 45° , la FTM à 9.6 m chute à partir de 30 cy/mm pour le système optimisé selon J_o , contrairement au système optimisé selon J_{maximin} où elle reste globalement proche de 1. À 135° , les FTM pour 10 km et 4.8 m chutent plus rapidement pour le système J_o que pour le système optimisé selon J_{maximin} . L'annulation de la FTM pour 4.8m aux alentours de 30 cy/mm ne peut être restaurée par la déconvolution.

Optimisation selon J_{maximin} :

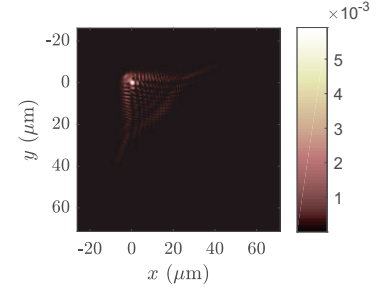
(a) 10 km - $\Phi_{\text{RMS}} = 40 \mu\text{m}$



(b) 9,6 m - $\Phi_{\text{RMS}} = 26 \mu\text{m}$

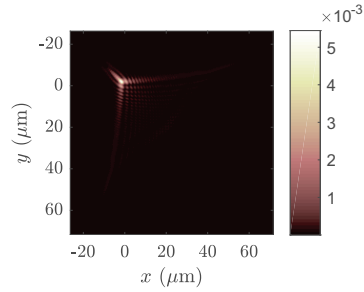


(c) 4,8 m - $\Phi_{\text{RMS}} = 30 \mu\text{m}$

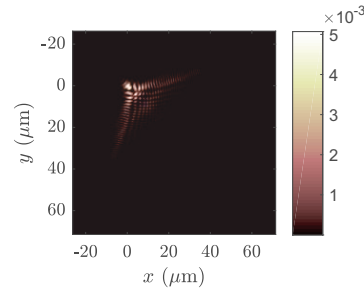


Optimisation selon J_o :

(d) 10 km - $\Phi_{\text{RMS}} = 36 \mu\text{m}$



(e) 9,6 m - $\Phi_{\text{RMS}} = 21 \mu\text{m}$



(f) 4,8 m - $\Phi_{\text{RMS}} = 28 \mu\text{m}$

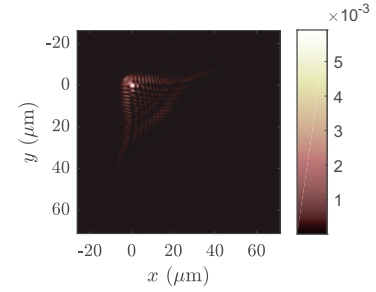


FIGURE 4.5 – RPI et Φ_{RMS} associés donnés par le système avec masque de phase polynomial optimisé selon le critère J_{maximin} aux distances objet (a) $d_o = 10$ km, (b) $d_o = 9,6$ m et (c) $d_o = 4,8$ m, et par le système avec masque de phase polynomial optimisé selon le critère J_o aux distances objet (d) $d_o = 10$ km, (e) $d_o = 9,6$ m et (f) $d_o = 4,8$ m.

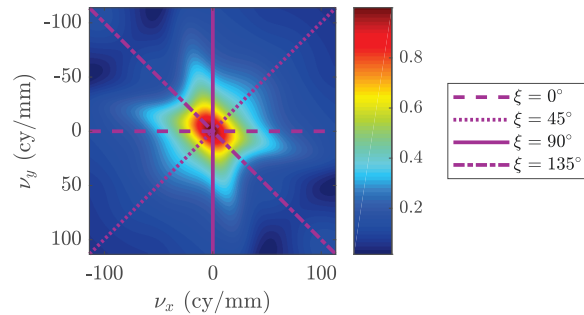


FIGURE 4.6 – FTM 2D et angles d'azimuts ξ .

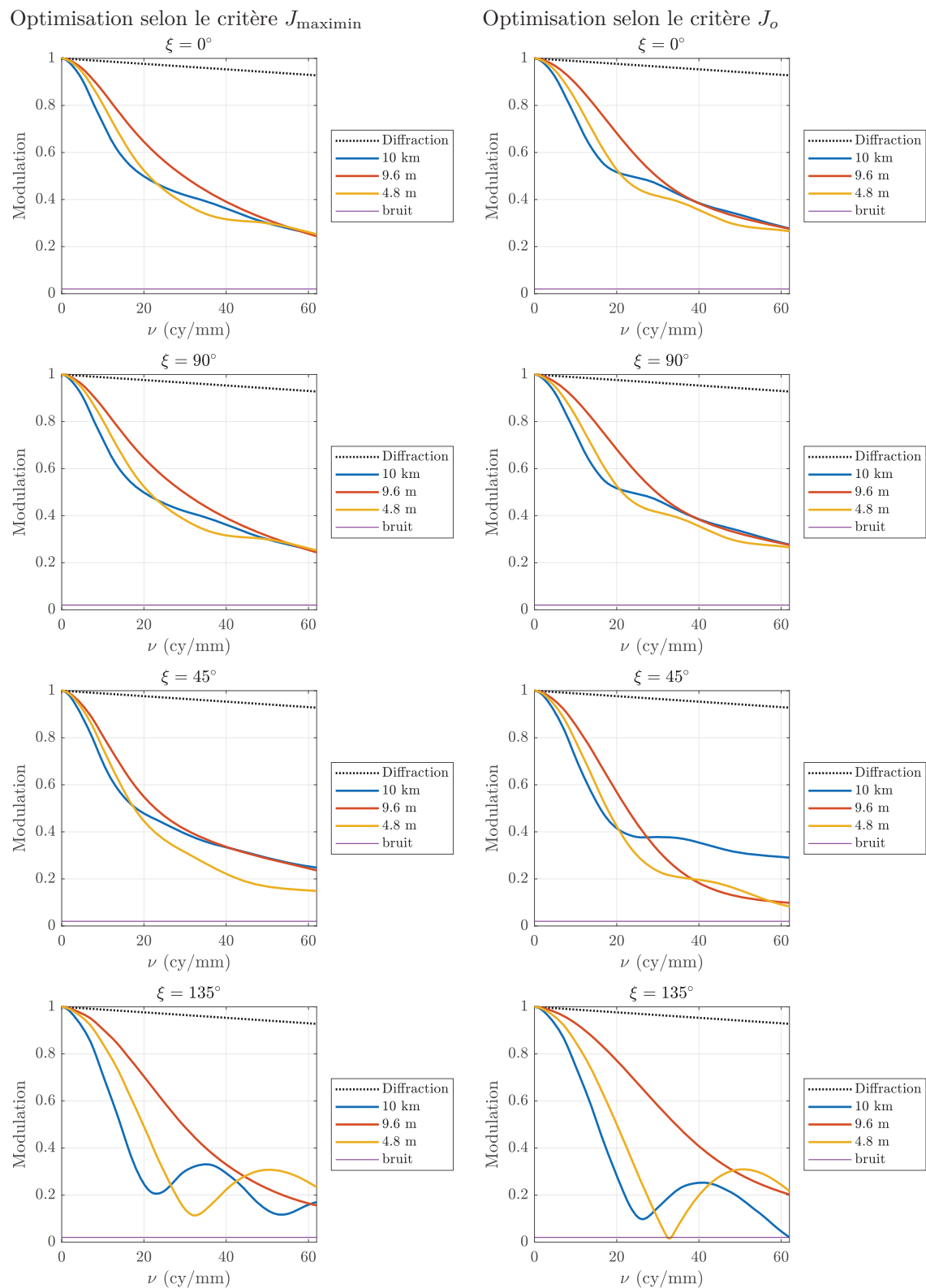


FIGURE 4.7 – FTM optiques du système hybride optimisé suivant J_o (ligne 1) ou J_{\maximin} (ligne 2) selon quatre azimuts : 0° , 90° , 45° et 135° .

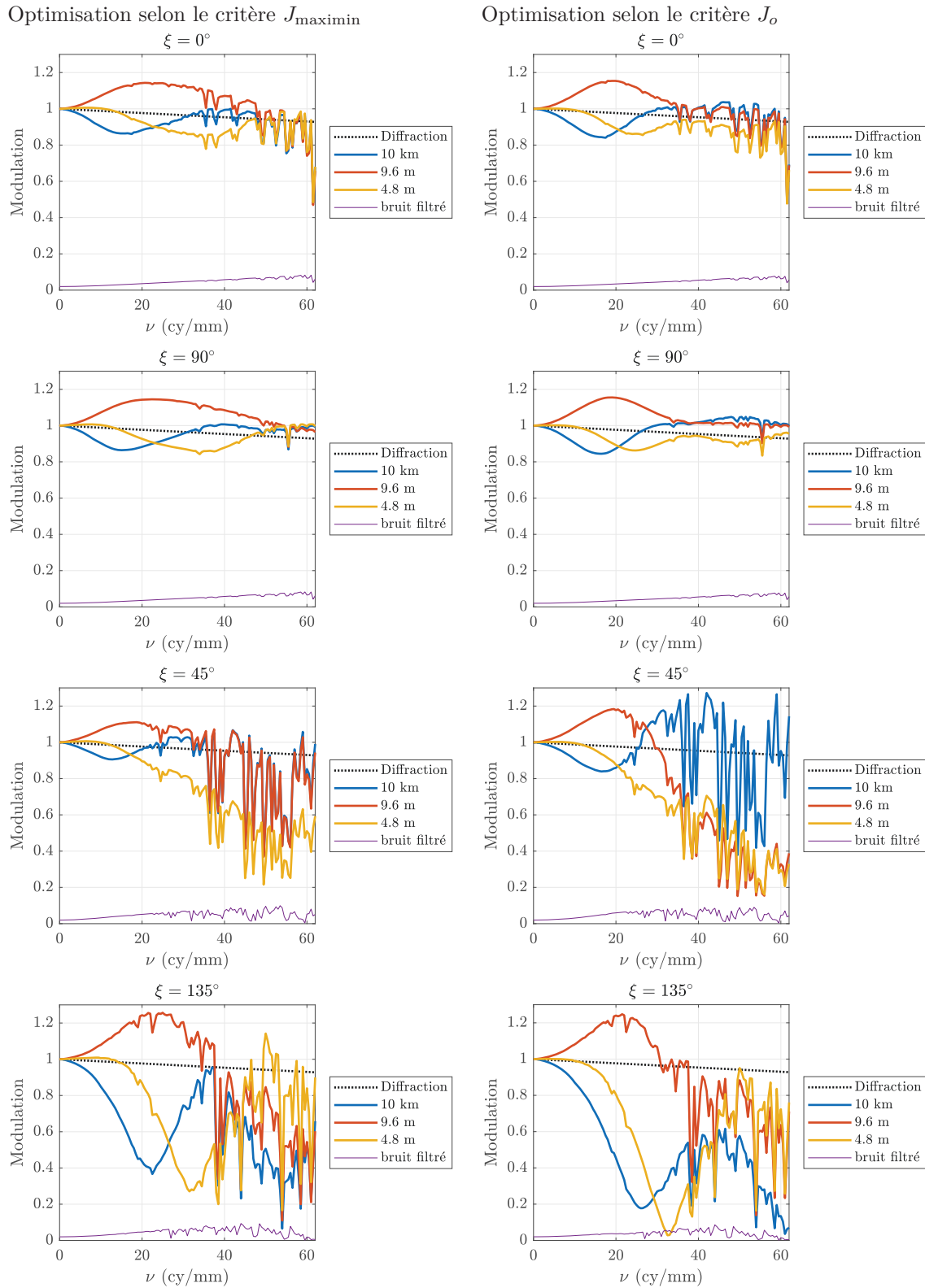


FIGURE 4.8 – FTM après déconvolution du système hybride optimisé suivant J_{\maximin} (colonne 1) ou J_o (colonne 2) selon quatre azimuts : 0° , 90° , 45° et 135° .

Les images après déconvolution et les QI associées sont présentées à la figure 4.9. Globalement la QI du système hybride optimisé selon J_o est élevée et reste supérieure à la QI du système conventionnel observant un objet à 10 km (cf. figure 3.9, colonne 1, page 44) valant 16,2 dB. Les QI sont de plus quasi-invariantes d'une distance objet à l'autre. Bien que les QI du système optimisé selon J_o soient inférieures aux QI du système optimisé selon J_{maximin} d'environ 1 dB, on peut vérifier sur la figure 4.9 que la qualité des images obtenues après déconvolution est comparable.



FIGURE 4.9 – Images de la voiture et QI associées pour le système hybride optimisé selon J_{maximin} (colonne 1) et J_o (colonne 2). Le détail de la plaque de la voiture est affiché pour visualiser l'augmentation du bruit après restauration et les artéfacts liés au masque polynomial.

4.2.2 Optimisation d'un masque binaire

Considérons maintenant le cas de l'optimisation du masque binaire qui a été choisi dans le chapitre 3. Le masque est usiné sur une lame en ZnS. Les variables de l'optimisation sont $\theta = \{r_1, r_2, \dots, r_{L-1}; \delta_{\text{MAP}}\}$, où L désigne le nombre d'anneaux du masque et $\{r_l\}_{l \in \llbracket 1; L-1 \rrbracket}$ sont les rayons des anneaux en mm. Par convention, r_L correspond au rayon d'ouverture R du masque : $r_L = R = 7,7$ mm. La profondeur de champ visée est identique à celle utilisée pour l'optimisation du masque polynomial, à savoir $\psi \in \Psi = \{-4,7\lambda, 0, 4,7\lambda\}$ équivalant aux distances objet $d_o \in \{10 \text{ km}, 9,6 \text{ m}, 4,8 \text{ m}\}$.

Le masque optimal selon J_{maximin} correspond au masque dit *réalisé* qui a été présenté dans la section 3.1.2.3, page 41. Il comporte $L = 6$ anneaux. Ses rayons ainsi que l'écart de mise au point associé sont donnés dans le tableau 4.2, colonne 1.

	J_{maximin}	J_o	Point de départ (J_o)
r_1 (mm)	3,24	3,81	1,0
r_2 (mm)	5,25	5,23	2,5
r_3 (mm)	5,85	5,57	4,0
r_4 (mm)	6,40	6,13	5,5
r_5 (mm)	6,95	6,74	7
δ_{MAP} (μm)	34	34	0

TABLE 4.2 – Paramètres optimaux du masque de phase binaire et valeur optimale de l'écart de mise au point associée selon le critère J_{maximin} (colonne 1) et le critère J_o (colonne 2), et point de départ choisi pour l'optimisation selon J_o (colonne 3).

Paramétrisation de l'optimisation conjointe du masque binaire selon J_o

De la même manière que pour l'optimisation du masque polynomiale, on définit trois configurations de la combinaison optique avec masque, qui correspondent aux trois distances objets $d_o \in \{10 \text{ km}, 9,6 \text{ m}, 4,8 \text{ m}\}$ et qui seront optimisées simultanément.

Le masque est simulé dans Code V par l'UDS qui a été décrite dans la section 3.1.2.1, page 39. Le point de départ est choisi arbitrairement, sans *a priori* particulier sur la solution finale, de sorte que les rayons soient distincts les uns des autres. Ce point de départ est indiqué dans le tableau 4.2, colonne 3.

Pour l'optimisation du masque binaire, il est impératif de contraindre sous Code V les variations des différents rayons, sans quoi, leurs valeurs peuvent rapidement devenir négatives ou dépasser le rayon d'ouverture du masque. Les contraintes sont des inégalités strictes, qui seront prises en compte par les multiplicateurs de Lagrange. Elles sont les suivantes :

$$r_1 > 0 \quad (4.17)$$

$$r_5 < R \quad (4.18)$$

$$\forall l \in \llbracket 2, 5 \rrbracket, r_l - r_{l-1} > 0 \quad (4.19)$$

Notons que ces contraintes sont au nombre de 6 qui est exactement le nombre de variables (rayons et écart de mise au point) et sont donc toutes prises en compte.

De la même manière que pour l'optimisation du masque polynomial, nous avons inséré dans le critère deux termes quadratiques sur l'écart RMS du diamètre du spot diagram tels que décrits dans les équations 4.11 et 4.12, pondérés des poids tous égaux à 0,1. Les rayons optimaux obtenus sont tous quasiment égaux au rayon d'ouverture du masque R . En d'autres

termes, la quasi invariance demandée sur Φ_{RMS} conduit à une surface sans variation de phase. Nous avons alors modifié le critère en supprimant les termes quadratiques suivant Φ_{RMS} et en ajoutant les termes quadratiques suivants portant la FTM :

$$\left[\Delta\text{FTM}_\nu^\theta\right]_{1,2} = \left[\text{FTM}_{d_o=9,6\text{ m}}^\theta(\nu) - \text{FTM}_{d_o=10\text{ km}}^\theta(\nu)\right] \quad (4.20)$$

$$\left[\Delta\text{FTM}_\nu^\theta\right]_{1,3} = \left[\text{FTM}_{d_o=4,8\text{ m}}^\theta(\nu) - \text{FTM}_{d_o=10\text{ km}}^\theta(\nu)\right] \quad (4.21)$$

calculées aux fréquences $\nu_1 = 20\text{ cy/mm}$ et $\nu_2 = 60\text{ cy/mm}$, et associées aux poids tous égaux à 0,1. Après plusieurs itérations, l'optimisation aboutit à un masque de phase comprenant 6 anneaux distincts et satisfaisants les relations 4.17, 4.18 et 4.19.

Résultats

Les paramètres du masque optimal selon J_o sont présentés dans le tableau 4.2, colonne 2. Nous constatons que les rayons des anneaux du masque optimisé suivant J_{maximin} et du masque optimisé selon J_o sont très similaires. Il en va de même pour le paramètre de mise en point δ_{MAP} .

Les FTM optiques de la combinaison avec les masques de phase optimaux selon J_{maximin} et J_o sont présentées à la figure 4.10. Les deux masques étant à symétrie de révolution, la fonction de transfert l'est également sur l'axe. Les FTM ne sont représentées que suivant l'azimut $\xi = 0^\circ$. Pour les deux types d'optimisation, les FTM sont quasi-invariantes selon d_o . En particulier, les FTM correspondant aux distance 10 km et 9,6 m sont très similaires d'un système à l'autre. La FTM à 4,8 m est plus basse pour le système optimisé suivant J_o que pour celui optimisé suivant J_{maximin} . Par exemple, l'écart entre les deux courbes à 60 cy/mm vaut 0,04. Toutes les courbes restent largement au-dessus au niveau de bruit égal à 0,02 correspondant au rapport signal sur bruit $\text{RSB} = 34\text{ dB}$.

Les FTM après filtrage détecteur et déconvolution sont présentées à la figure 4.11.c et .d. Les FTM restent similaires entre elles selon d_o et selon le critère d'optimisation utilisé, et sont largement supérieures au niveau de bruit filtré. Le niveau de bruit filtré est équivalent d'un système à l'autre.

Les images après déconvolution et les QI associées sont présentées à la figure 4.11 (seuls les détails sur la plaque d'immatriculation sont affichés). On constate que les QI sont quasi-invariantes d'une distance objet à l'autre, et très similaires d'un système à l'autre. La QI du système optimisé selon J_o à $d_o = 4,8\text{ m}$ est inférieure de 2 dB par rapport à celle du système optimisé selon J_{maximin} , la rendant légèrement moins piquée à l'œil.

4.2.3 Conclusion

Ces résultats montrent qu'en optimisant le critère J_o , il est possible d'obtenir des performances quasi-invariantes selon d_o . La qualité image après déconvolution est satisfaisante et est similaire à celle obtenue par l'optimisation du critère J_{maximin} . Il est à noter que les résultats obtenus par Code V en optimisant J_o dépendent fortement de la stratégie de variation des paramètres qui mise en œuvre par l'utilisateur. En ajustant plus finement les coefficients de pondération, il serait possible de se rapprocher des performances des masques donnés par J_{maximin} . Il serait également utile, pour l'optimisation du masque polynomial, d'ajouter des termes quadratique à J_o relatifs à la FTM dans le plan sagittal.

Après cette validation du critère J_o pour réaliser une optimisation conjointe, nous allons utiliser ce critère pour l'optimisation d'un combinaison optique complète, cas dans lequel l'utilisation de Code V est obligatoire et donc l'optimisation du critère J_{maximin} ne peut pas être mise en œuvre.

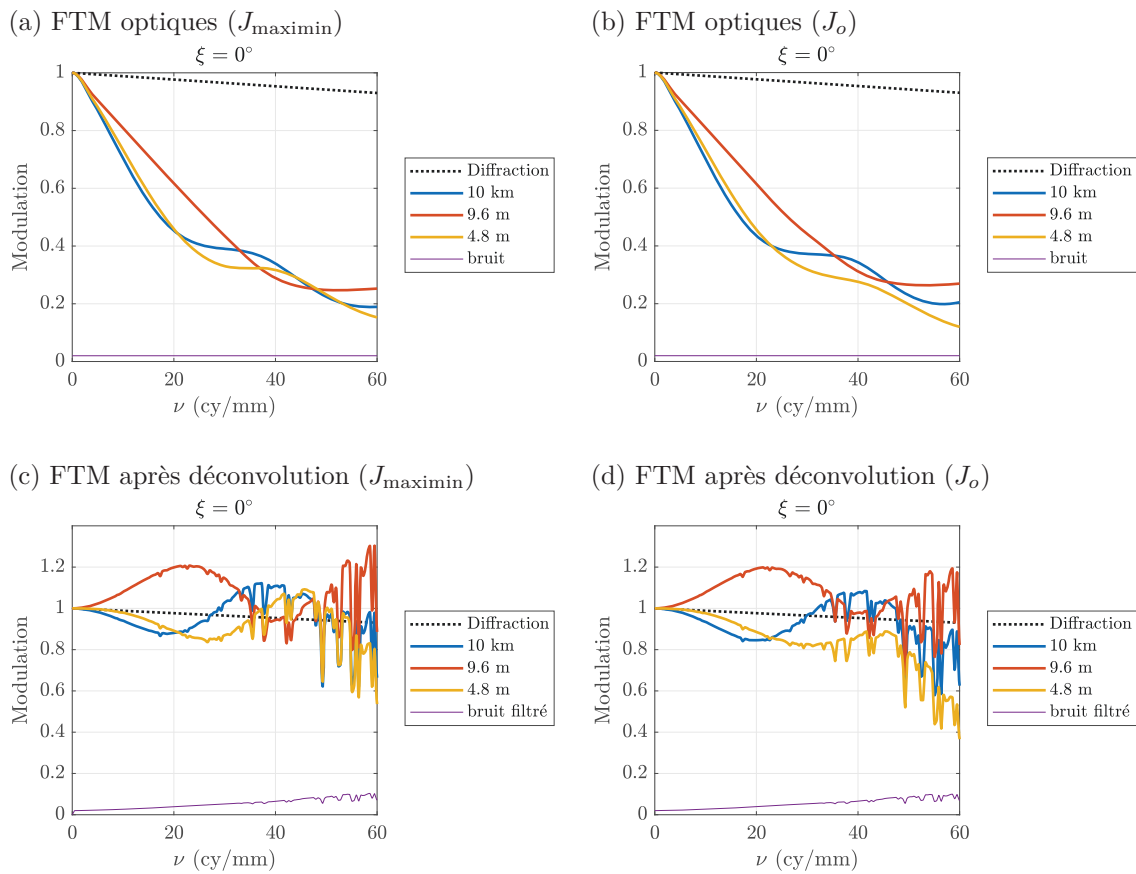


FIGURE 4.10 – (a) FTM optiques du système hybride avec masque de phase binaire optimisé suivant J_{maximin} et (b) suivant J_o . (c) FTM après filtrage détecteur et déconvolution du système optimisé suivant J_{maximin} et (d) suivant J_o .

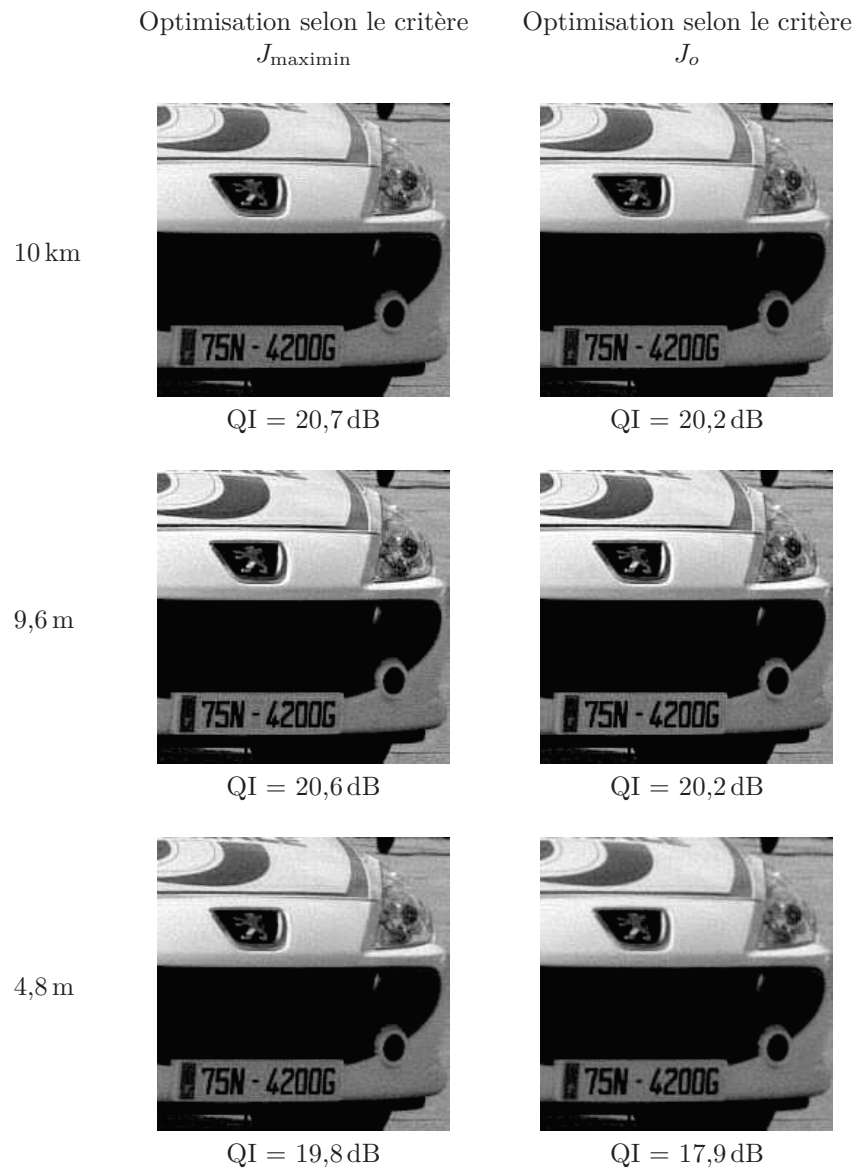


FIGURE 4.11 – Images de la voiture (détail de la plaque d'immatriculation) et QI associées pour le système hybride avec masque de phase binaire optimisé selon J_{maximin} (colonne 1) et J_o (colonne 2).

4.3 Application à l'allègement d'une combinaison à très forte ouverture

Notre objectif dans cette section est d'optimiser une combinaison optique complète en tenant compte du traitement d'images. Nous allons donc utiliser le logiciel Code V et le critère J_o . Dans l'exemple choisi, notre but n'est plus d'augmenter la profondeur de champ. Il va s'agir d'alléger une combinaison optique au delà de ce qu'il est possible d'obtenir avec la conception traditionnelle, grâce à la prise en compte du traitement dès la phase d'optimisation de la combinaison.

4.3.1 Définition du problème

Nous considérons un système optique à très forte ouverture $f/0,75$. L'intérêt de la forte ouverture est de capter le plus de photons possible dans un environnement où il y a une faible luminosité, comme par exemple pour la prise de vue du ciel étoilé ou pour une aide à la vision dans les sous-bois, dans un intérieur sombre ou à la seule lumière de la lune. La plus grande ouverture jamais atteinte pour un objectif dans l'air est $f/0,7$, par Zeiss, pour des applications de photographie et de cinéma [Kämmerer 1979].

Nous traitons ici le cas des jumelles pour l'observation à bas niveau de lumière. Ces jumelles sont fixées directement sur le casque d'un fantassin ou portées sur le front à l'aide d'un bandeau, l'utilisateur les abaisse devant ses yeux pour les utiliser. Le système doit donc être léger, et son centre de gravité doit être le plus proche possible du casque ou de la tête de l'individu.

L'ouverture typique de ce genre de système est de $f/1,2$, comme par exemple pour les jumelles FLIR [Flir 2017], et peut aller jusqu'à $f/0,95$ pour les jumelles HELIE de Thales [Thales 2014]. La conception traditionnelle de ce type de combinaison est difficile. En effet, plus l'ouverture est forte, plus les aberrations sont nombreuses, importantes, d'ordre élevé, et donc difficiles à corriger. De plus, la qualité image devient très sensible aux variations des paramètres optiques. Obtenir de bonnes performances à une ouverture $f/0,75$ tout en tenant compte de la contrainte de poids n'est donc pas chose aisée.

L'objectif de cette section est d'améliorer une combinaison ouverte à $f/0,75$ et préalablement optimisée de manière conventionnelle, en optimisant ses paramètres de manière conjointe avec le critère J_o , afin d'en réduire le poids.

4.3.2 Optimisation conventionnelle

Les caractéristiques du système d'imagerie étudié dans cette section sont données dans le tableau 4.3.

Focale	$f = 24,7 \text{ mm}$
Nombre d'ouverture	$N = 0,75$
Demi-champ maximal	20°
Bande spectrale	$\lambda \in [600 \text{ nm}; 900 \text{ nm}]$
Pas d'échantillonnage détecteur	$p = 8 \mu\text{m}$ (fréquence de Nyquist $\nu_{\text{Nyq}} = 62,5 \text{ cy/mm}$)

TABLE 4.3 – Caractéristiques de la combinaison optique à très forte ouverture

La combinaison optique a été préalablement conçue par un concepteur opticien expérimenté de Thales Angénieux. L'optimisation a été faite de manière traditionnelle en minimisant le diamètre RMS du Spot Diagram. Le système doit respecter les contraintes suivantes que nous avons établies en analysant les combinaisons de jumelles existantes de Thales :

- les FTM tangentielles dans le champ doivent être supérieures à 0,35 à la fréquence de Nyquist $\nu_{Nyq} = 62,5 \text{ cy/mm}$;
- la distorsion maximale en valeur absolue doit rester inférieure à 2% ;
- l'éclairement sur le plan image en bord de champ doit être au moins égal à 30% de l'éclairement sur l'axe ;

Les critères d'évaluation sont calculés sur un spectre large, donné dans le tableau 4.4. La sensibilité maximale du système est à 700 nm. Comme ce sont des jumelles à tube intensificateur de lumière, la sensibilité pour $\lambda \leq 600 \text{ nm}$ est nulle. Lors de l'optimisation, le champ est échantillonné par pas de 5° , de sorte que : $Fk = (k - 1) \times 5^\circ$ avec $k \in \llbracket 1, 5 \rrbracket$, où Fk désigne le k ème champ.

λ (nm)	600	650	700	750	800	850	900
poids	97	97	100	99	97	83	25

TABLE 4.4 – Spectre large bande utilisé pour évaluer les performances de la combinaison optique ouverte à $f/0,75$.

La combinaison obtenue comporte 6 éléments dioptriques, dont une seule surface asphérique sur la lentille de tête en L1R1. Le diaphragme d'ouverture est positionné en L2R2. Cette combinaison est représentée à la figure 4.12. Comme dans les chapitres et sections précédents, nous l'appelons « système conventionnel ».

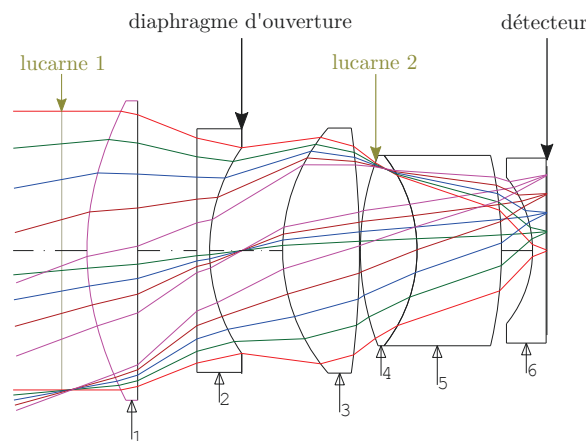


FIGURE 4.12 – Combinaison ouverte à $f/0,75$

Les principales difficultés lors de la conception de cette combinaison sont de faire face à deux aberrations :

- l'aberration sphérique oblique d'ordre 5 qui est la combinaison, au niveau du front d'onde, d'un terme en $\rho^4 h^2 \cos^2(\phi)$ et d'un terme $\rho^4 h^2$. L'intervention du $\cos^2(\phi)$ fait que

les composantes sagittale et tangentielle sont différentes. Dans cette combinaison, c'est l'aberration sphérique oblique sagittale qui est prédominante et augmente rapidement en bord d'ouverture.

- le sphérochromatisme, aberration sphérique qui varie selon la longueur d'onde.

Afin de réduire l'amplitude des aberrations de champ et notamment l'influence de l'aberration sphérique oblique, la combinaison possède deux lucarnes de champ : une lucarne en avant de la combinaison qui permet de couper la partie inférieure du faisceau incident et une lucarne sur L4R1 qui coupe la partie supérieure. De cette manière, les rayons en bord du faisceau dans la direction sagittale qui sont responsables d'une forte aberration sphérique oblique sagittale sont coupés (voir figure 4.13).

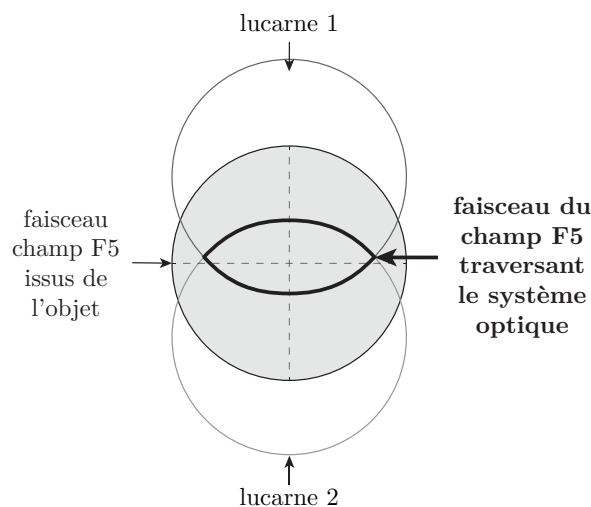


FIGURE 4.13 – Schéma de l'empreinte du champ maximal F5, dont les rayons aberrants en bord de faisceau dans la direction verticale et horizontale, sont coupés par les lucarnes.

L'écart normal Δ à la sphère de référence dans la pupille de sortie est donné à la figure 4.14 pour les différentes valeurs du champ suivantes : sur l'axe, dans le demi-champ intermédiaire de 10° et dans le demi-champ maximal de 20° . Les valeurs pic-à-vallée Δ_{PV} de l'écart normal sont indiquées sur la figure et sont associées à chaque champ. Δ_{PV} augmente avec le champ pour atteindre une valeur élevée de $5,9 \lambda$ qui est limitée par le fort vignettage dans le champ. La projection de l'écart normal sur la base des polynômes de Zernike montre que dans le champ intermédiaire, la combinaison est principalement entachée de coma d'ordres 3 à 9. Dans le champ maximal, l'analyse est difficile à réaliser car le vignettage est très fort et l'empreinte du faisceau dans la pupille de sortie est loin d'être circulaire.

La combinaison présente également de la distorsion en barillet, qui vaut -2% dans le champ maximal. Ses valeurs en fonction du champ sont données dans le tableau 4.5 (colonne 3). Le vignettage provoque des chutes d'éclairement sur le plan image présentées dans le même tableau, colonne 2. L'éclairement minimal relatif par rapport à l'éclairement sur axe vaut 30% dans le champ maximal, ce qui est conforme au cahier des charges de l'optimisation du système optique.

Le diamètre RMS du Spot Diagram est donné dans le tableau 4.6, en fonction du champ. Sur l'axe et à faible champ, la valeur de Φ_{RMS} varie peu. Elle augmente ensuite rapidement avec le champ. Pour illustration, les RPI polychromatiques sont présentées à la figure 4.15 :

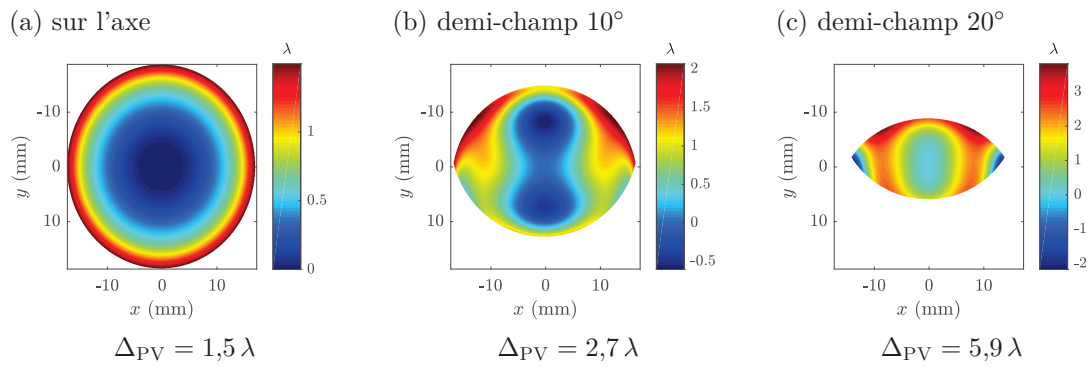


FIGURE 4.14 – Écart normal à la sphère de référence dans la pupille de sortie à $\lambda = 700$ nm (a) sur l'axe, (b) dans le demi-champ intermédiaire 10° , et (c) dans le demi-champ maximal 20° .

Champ	Éclairement relatif (%)	Distorsion (%)
0°	100	0
5°	85	-0,11
10°	68	-0,44
15°	47	-1,05
20°	30	-2

TABLE 4.5 – Éclairement relatif et distorsion pour le système conventionnel.

la tâche image s'étale rapidement, surtout dans le plan sagittal, avec le champ. On retrouve, pour le champ intermédiaire 10° , une forme proche de l'aigrette de coma. Par correspondance, les FTM, donnés à la figure 4.16, sur l'axe et à faible champ sont très proches l'une de l'autre, et également très élevées : elles atteignent 0,7 à la fréquence de Nyquist. Elles chutent ensuite avec le champ mais restent supérieures, dans le plan tangentiel, à 0,35 à la fréquence de Nyquist comme il était demandé. Remarquons que les FTM sagittales pour les champs élevés 15° et 20° chutent plus rapidement que les FTM tangentielles. La FTM sagittale à 20° s'annule même à 55 cy/mm.

Champ	Φ_{RMS} (μm)
F1 = 0°	5,7
F2 = 5°	6,6
F3 = 10°	9,1
F4 = 15°	13,5
F5 = 20°	21,0

TABLE 4.6 – Diamètres RMS des spot diagram en fonction du champ, pour le système conventionnel.

Le système présente donc des performances qui respectent le cahier des charges et qui sont acceptables sur l'axe et dans le champ. Le seul point qui n'a pas encore été traité par le concepteur est la sensibilité de la combinaison en fonction des défauts de positionnement des lentilles et de leurs formes.

Pour calculer le poids de cette combinaison optique, nous utilisons la commande Code V WEI. Celle-ci estime la masse de chaque lentille en fonction de son volume et de la densité du matériau qui la compose. Les résultats sont donnés dans le tableau 4.7. Le poids estimé total est de 71,6 g. Les éléments qui ont les plus fortes contributions à la masse sont la lentille de

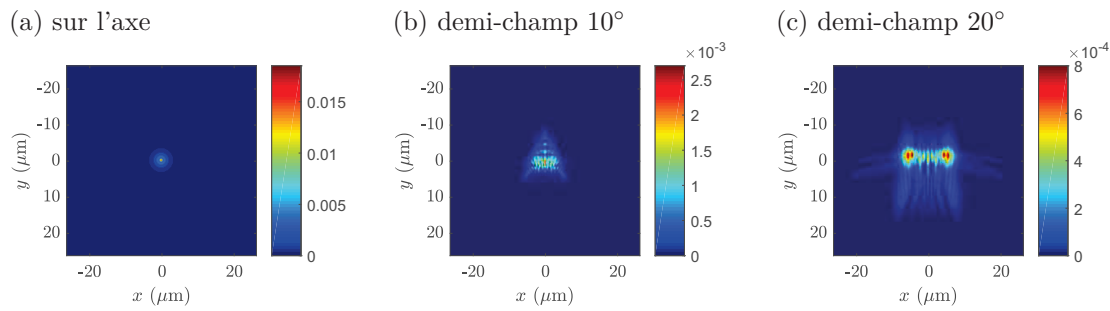


FIGURE 4.15 – RPI polychromatiques du système conventionnel (a) sur l'axe, (b) au demi-champ intermédiaire de 10° , et (c) au demi-champ maximal 20° .

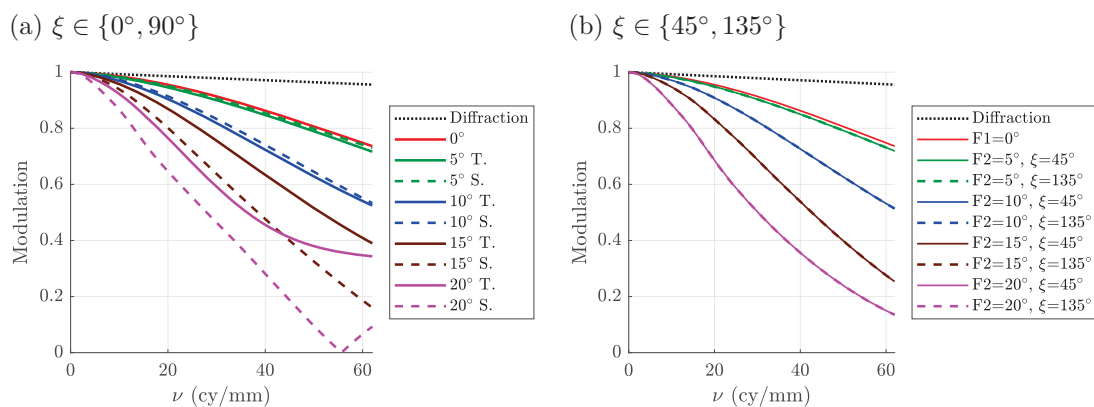


FIGURE 4.16 – FTM optiques du système conventionnel, pour différentes valeurs d'azimuts ξ : (a) 0° (plan sagittal S) et 90° (plan tangentiel T), et (b) 45° et 135° .

tête L1, la lentille L3 convergente et la lentille L5 arrière du doublet collé. La masse de la lentille L1 est surtout causée par son diamètre qui est intrinsèque à l'ouverture du système, il sera donc difficile de l'alléger. En revanche, les masses des lentilles L3 et L5 peuvent être modifiées en les amincissant et éventuellement en réduisant la courbure de la lentille L3. Le

Lentille	Masse
L1	17,1 g
L2	8,3 g
L3	22,1 g
L4	5,7 g
L5	13,5 g
L6	4,9 g
Poids total	71,6 g

TABLE 4.7 – Poids estimé de chaque lentille de la combinaison conventionnelle.

centre de gravité est situé à 29 mm de la lucarne 1. L'encombrement total de la combinaison étant de 57 mm, le centre de gravité est situé au milieu de la combinaison, sur la lentille L3 (voir figure 4.17). En amincissant L3 ou L5, il faut veiller à ce que le centre de gravité ne se déplace pas vers l'avant. Le centre doit rester le plus proche possible de l'arrière de la combinaison, c'est-à-dire du point de fixation de la caméra sur le porteur.

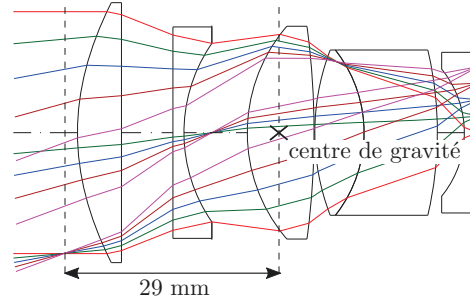


FIGURE 4.17 – Position du centre de gravité de la combinaison conventionnelle.

4.3.3 Optimisation conjointe de la combinaison avec le critère approché

Notre objectif est d'optimiser conjointement la combinaison optique avec un traitement de déconvolution, dans l'idée de relâcher les exigences sur les performances optiques sur axe et dans le champ, car elles peuvent être améliorées ensuite par traitement d'images, et de pouvoir ainsi alléger la combinaison.

Comme le système est destiné à être embarqué (sur un casque), le traitement d'images doit rester simple pour que sa consommation de puissance soit la plus faible possible. Le traitement d'images sera donc effectué par un noyau de déconvolution unique quel que soit le champ. L'objectif est alors de rendre les performances dans le champ quasi homogènes afin que l'image puisse être traitée efficacement par ce filtre unique. Nous allons donc optimiser le système selon le critère approché J_o dans le but de rendre la qualité image quasi-invariante en fonction du champ, tout en veillant à réduire la masse totale de l'optique.

Nous supposons ici que le rapport signal sur bruit vaut $RSB = 40$ dB.

4.3.3.1 Paramètres d'optimisation

Le paramètre ψ représente ici le champ : $\psi \in \Psi = \{Fk\}_{k \in \llbracket 1,5 \rrbracket}$. Les variables θ de notre problème sont l'ensemble des rayons de courbure et coefficients des asphériques, les épaisseurs des lentilles et les espaces entre-verres. Le tirage est fixé et quasi nul (il vaut 0,1 mm), le détecteur étant collé à la dernière lentille L6. Les matériaux constituant les lentilles sont également figés. La configuration de l'optique est conservée, c'est à dire qu'on garde le même nombre de lentilles. Le point de départ est la combinaison conventionnelle présentée dans la partie précédente.

Au départ, on utilise des termes quadratiques traduisant l'invariance du diamètre RMS du spot diagram du champ Fk par rapport au champ de référence $F1 = 0^\circ$, tels que :

$$\left[\Delta \Phi_{\text{RMS}}^\theta \right]_k = \left[\Phi_{\text{RMS}}^\theta(Fk + 1) - \Phi_{\text{RMS}}^\theta(F1) \right] \quad (4.22)$$

avec $k \in \llbracket 1,4 \rrbracket$. Le poids associé pour chaque terme est $w_{\Phi_{\text{RMS}}}^k = 0,1$. On ajoute ensuite des termes quadratiques traduisant l'invariance de la FTM tangentielle (T) et sagittale (S) calculées à la fréquence $\nu_0 = 50$ cy/mm, définis tels que :

$$\left[\Delta \text{FTM}_T^\theta \right]_m = \left[\text{FTM}_{T,Fm+1}^\theta - \text{FTM}_{T,F1}^\theta \right] \quad (4.23)$$

$$\left[\Delta \text{FTM}_S^\theta \right]_n = \left[\text{FTM}_{S,Fn+1}^\theta - \text{FTM}_{S,F1}^\theta \right] \quad (4.24)$$

avec $m, n \in \llbracket 1, 4 \rrbracket$. Les poids associés sont : $w_{\text{FTM}_T}^k = 0,01$ et $w_{\text{FTM}_S}^k = 0,01$. Remarquons que la fréquence ν_0 de calcul des FTM et les poids $w_{\text{FTM}_T}^k$ et $w_{\text{FTM}_S}^k$ varient au cours de l'optimisation en fonction du comportement des courbes de FTM. Ainsi ν_0 passera de 62,5 cy/mm à 50 cy/mm et les poids varieront entre 0,1 et 0,01.

Le point de départ étant déjà bon, les FTM étant élevées et bien distribuées et la moyenne des FTM dans le champ étant haute, on arrive sans difficulté à rendre les FTM quasi homogènes selon le champ.

4.3.3.2 Résultats

La combinaison obtenue a la même allure que la combinaison conventionnelle. Elle conserve une seule surface asphérique en L1R1. L'écart normal à la sphère de référence est donné à la figure 4.18. Il est plus élevé que les écarts normaux de la combinaison conventionnelle calculés sur l'axe et dans le champ intermédiaire. Toutefois, ses valeurs restent relativement similaires d'un champ à l'autre. Remarquons que Δ_{PV} est maximal dans le champ intermédiaire, avec $\Delta_{\text{PV}} = 5,8 \lambda$.

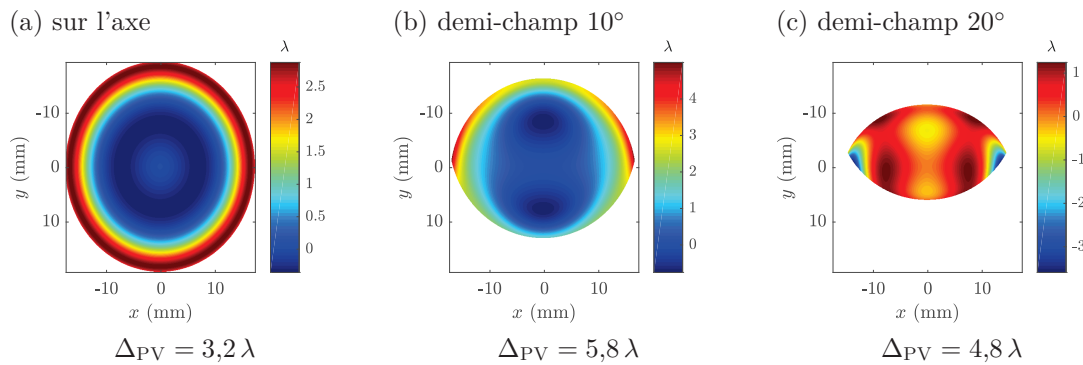


FIGURE 4.18 – Écart normal à la sphère de référence dans la pupille de sortie à $\lambda = 700$ nm (a) sur l'axe, (b) dans le demi-champ intermédiaire 10° , et (c) dans le demi-champ maximal 20° .

Les diamètre RMS des spot diagrams selon le champ sont très similaires entre eux (cf. tableau 4.8) mais non strictement égaux.

Champ	Φ_{RMS}
0°	$15,1 \mu\text{m}$
5°	$12,8 \mu\text{m}$
10°	$14,3 \mu\text{m}$
15°	$16,1 \mu\text{m}$
20°	$19,7 \mu\text{m}$

TABLE 4.8 – Diamètre RMS du spot diagram du système hybride en fonction du champ.

Les FTM optiques sans filtrage détecteur et sans déconvolution, présentées à la figure 4.19, sont également très proches les unes des autres selon le champ, dans la direction sagittale ou tangentielle. Elles sont aussi quasi invariantes dans la direction $\xi = 45^\circ$.

Le filtre de déconvolution est le filtre de Wiener moyen, moyenné cette fois-ci sur l'en-

semble des 5 valeurs de champ :

$$\tilde{d}(\nu) = \frac{\sum_{k=1}^5 [\tilde{h}_{Fk,\text{rec}}^{\theta_{\text{opt}}}(\nu)]^* \cdot S_{\text{OO}}(\nu)}{\sum_{k=1}^5 |\tilde{h}_{Fk,\text{rec}}^{\theta_{\text{opt}}}(\nu)|^2 S_{\text{OO}}(\nu) + S_{\text{bb}}(\nu)} \quad (4.25)$$

où $\tilde{h}_{Fk,\text{rec}}^{\theta_{\text{opt}}}(\nu)$ sont les FTO optique avec filtrage du détecteur qui sont recalées par rapport à la FTO calculée au champ 1 $\tilde{h}_{F1,\text{rec}}^{\theta_{\text{opt}}}(\nu)$. Le décalage estimé est donné par l'équation 4.10. La DSP objet utilisée est la DSP canonique.

Les FTM du système hybride après déconvolution sont données à la figure 4.20.

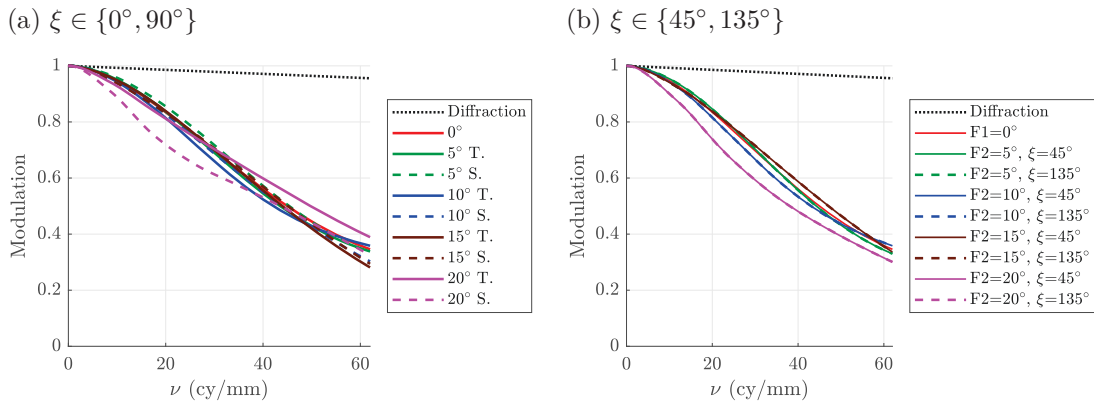


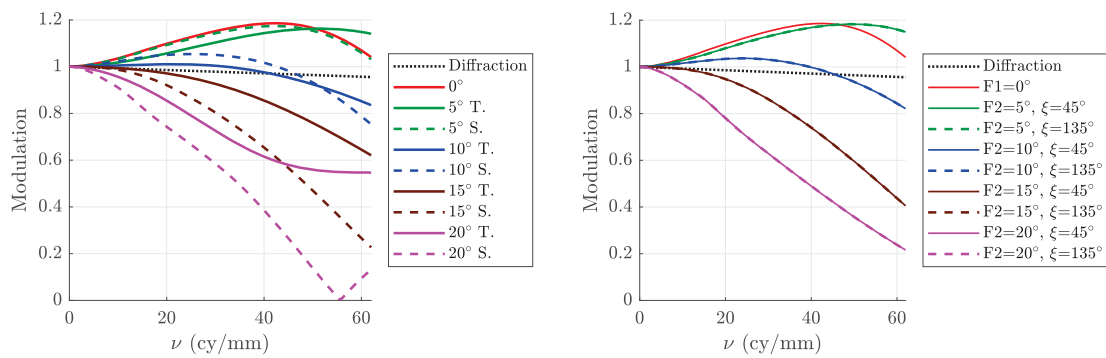
FIGURE 4.19 – FTM optiques sans prise en compte du filtrage détecteur et avant déconvolution du système hybride.

Pour comparaison, nous présentons également les FTM du système conventionnel post-traitées, pour lesquelles le filtre de déconvolution est de même type que celui donné à l'équation 4.25 mais calculé à partir des FTO du système conventionnel. On constate, à la figure 4.20.b, que les FTM du système hybride après traitement sont quasi-invariantes selon le champ et selon l'angle d'azimut ξ . Comme leurs niveaux avant déconvolution étaient très supérieurs au niveau de bruit, les FTM sont toutes rehaussées de façon significative et se retrouvent comparables à la FTM d'un système équivalent en limite de diffraction.

Pour le système conventionnel, l'utilisation de la déconvolution permet de rehausser globalement les niveaux de FTM, sauf là où la FTM s'annule (par exemple pour le champ maximal dans le plan sagittal). Néanmoins, le filtre de déconvolution tient compte de la somme des fonctions de transfert, qui sont différentes d'un champ à l'autre et qui chutent avec le champ. Comme ce filtre est unique, les FTM dans le champ ou sur l'axe sont rehaussées de la même manière, ce qui conduit la FTM post-traitée sur l'axe à dépasser fortement 1 tandis que la FTM post-traitée dans le champ maximal atteint 0,55 à la fréquence de Nyquist.

Les images données par la combinaison hybride en fonction du champ sont présentées à la figure 4.21 et sont comparées avec celles données par le système conventionnel. On constate que la qualité de l'image donnée par le système conventionnel chute avec le champ : les contours du bord des mire deviennent moins nets et le flou s'étend également au centre de la mire. Le système hybride fournit, quant à lui, des images de qualité similaire sur tous les champs. La qualité de l'image est comparable à celle du système conventionnel sur axe ou à faible champ, et meilleure lorsque le champ est important.

(a) Système conventionnel avec filtrage détecteur et déconvolution



(b) Système hybride avec filtrage détecteur et déconvolution

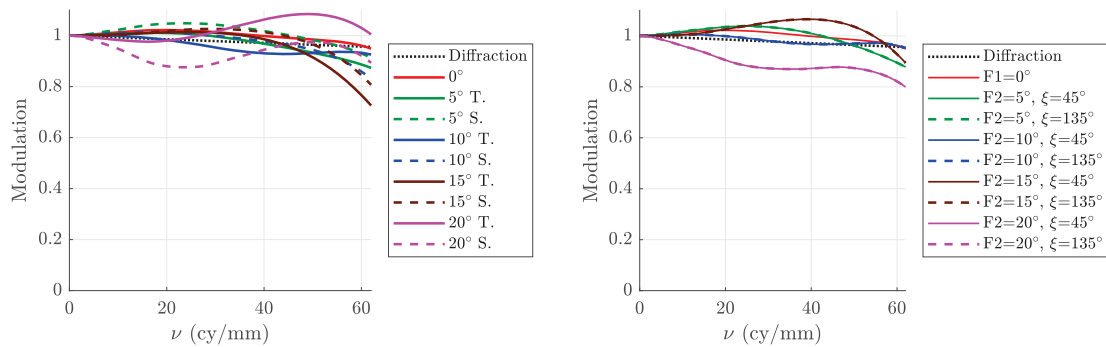


FIGURE 4.20 – FTM après déconvolution (a) du système conventionnel et (b) du système hybride. La déconvolution est effectuée par le filtre de Wiener moyen qui diffère du système hybride au système conventionnel.

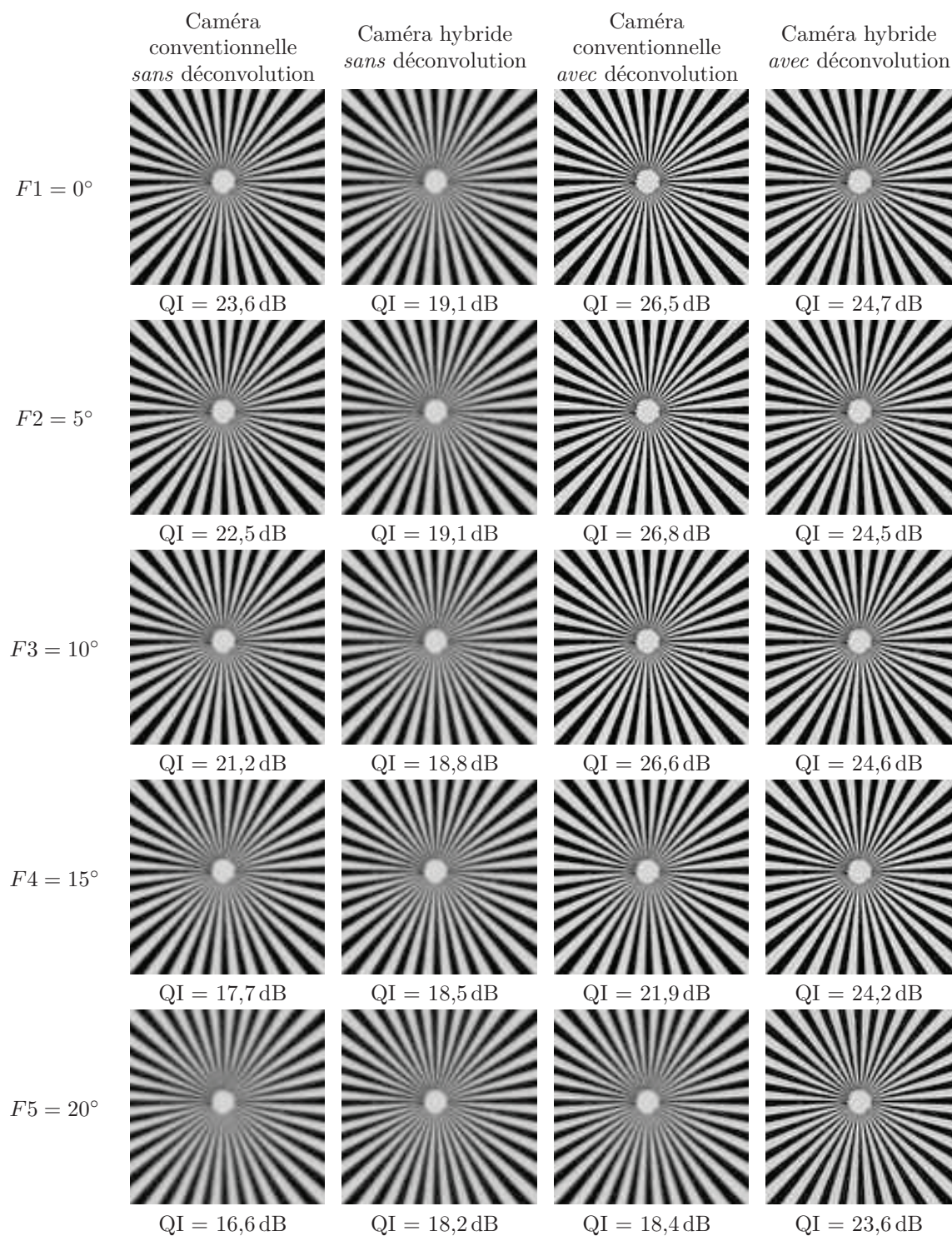


FIGURE 4.21 – Détail (centre) de la mire de Siemens selon le champ F_i vus par le système conventionnel sans déconvolution (colonne 1) et par le système hybride sans déconvolution (colonne 2), puis par le système conventionnelle avec déconvolution (colonne 3) et par le système hybride avec déconvolution (colonne 4).

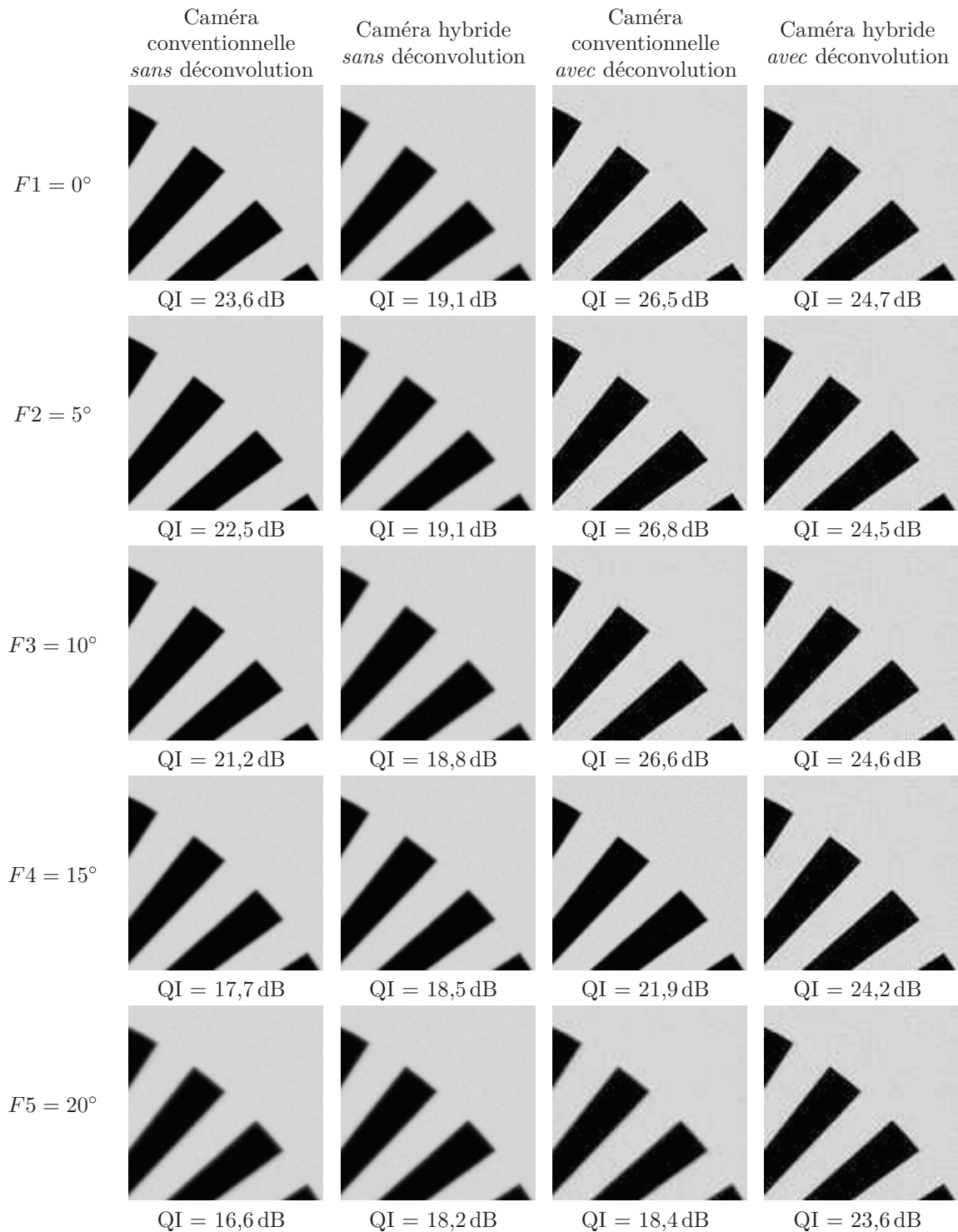


FIGURE 4.22 – Détail (bord) de la mire de Siemens selon le champ F_i vu par le système conventionnel sans déconvolution (colonne 1) et par le système hybride sans déconvolution (colonne 2), puis par le système conventionnel avec déconvolution (colonne 3) et par le système hybride avec déconvolution (colonne 4).

De fait, on constate que pour le système conventionnel, la déconvolution avec le filtre unique est efficace jusqu'au champ F4, mais au champ F5, elle n'apporte pas de réelle amélioration. En effet, pour ce champ, les valeurs de FTM chutent rapidement et sont noyées dans le bruit aux hautes fréquences. La déconvolution avec le filtre de Wiener ne peut donc pas restaurer l'image à ces fréquences.

Cela est dû au fait que le filtre unique est calculé à partir de la somme des fonctions de transfert aux différents champs, qui est tirée vers le bas par les fonctions de transfert qui sont basses (au champ maximum par exemple). Pour mieux traiter les images issues de la combinaison conventionnelle, il faudrait utiliser une méthode de déconvolution spatialement variante [Denis *et al.* 2015]. Cependant, ce genre d'algorithmes demande un temps de calcul plus long et une puissance de calcul supérieure à celle qu'un FPGA classique peut fournir.

4.3.3.3 Gain de masse

Les masses des lentilles de la combinaison hybride sont indiquées dans le tableau 4.9. La combinaison hybride pèse 61,8 g soit près de 10 g de moins que la combinaison conventionnelle. La lentille de tête a été légèrement amincie, perdant ainsi 3 g. En revanche, la deuxième lentille du doublet collé (L5) est plus épaisse et compense la perte de masse de L1. C'est la lentille L3 qui contribue le plus à diminuer la masse totale. Après conception conjointe, la lentille L3 est amincie, ce qui réduit sa masse de 10 g.

Lentille	Masse
L1	14,7 g
L2	8,3 g
L3	12,5 g
L4	5,0 g
L5	16,0 g
L6	5,2 g
Poids total	61,8 g

TABLE 4.9 – Poids estimé de chaque lentille de la combinaison hybride.

4.3.4 Conclusion

Nous avons montré que le critère approché J_o permet d'optimiser de manière conjointe une combinaison optique complète. Cette capacité a été utilisée pour obtenir un autre type de désensibilisation, à savoir rendre les performances optiques quasi-invariantes dans le champ. Le niveau de FTM minimal exigé lors de l'optimisation a permis de limiter le rehaussement du bruit par la déconvolution avec le filtre de Wiener moyen. Cette méthode a permis d'alléger la combinaison optique en prenant en compte le traitement d'images dans le processus d'optimisation de la combinaison optique.

4.4 Conclusion

Nous avons proposé une méthode alternative de conception conjointe adaptée à l'optimisation d'une combinaison optique complète. Elle repose sur la définition d'un nouveau critère d'optimisation basé sur la fonction de transfert de l'optique et prenant en compte de manière implicite le traitement de déconvolution. L'intérêt de ce critère est qu'il peut être implémenté dans Code V, et permet donc au concepteur opticien de bénéficier de l'apport de la

conception conjointe tout en conservant le confort d'utilisation et la puissance de l'algorithme d'optimisation de ce logiciel.

Ce nouveau critère a tout d'abord été validé pour l'optimisation d'un masque de phase à combinaison optique fixée. Pour cela, nous avons montré que le masque obtenu en optimisant ce critère possède des performances similaires à celles du masque issu de l'optimisation du critère de qualité image QI introduit au chapitre 3. Le nouveau critère a ensuite été utilisé avec succès dans une application où il était nécessaire d'optimiser une combinaison optique toute entière. L'objectif était d'homogénéiser la qualité de l'image dans le champ d'un objectif à très forte ouverture. Partant d'une combinaison optimisée de manière traditionnelle, nous avons montré que la prise en compte du traitement d'images dans le processus d'optimisation permet d'alléger de manière significative le poids de la combinaison en relâchant les contraintes de forme sur les lentilles.

Dans cette dernière application, nous sommes partis d'une combinaison déjà bien optimisée de manière conventionnelle et nous l'avons simplement amélioré en utilisant l'optimisation conjointe mais en conservant sa structure de base. Notre objectif dans le chapitre suivant va être de concevoir de manière conjointe une combinaison optique de manière plus libre, sans avoir défini au préalable sa structure.

Chapitre 5

Conception conjointe d'objectifs infrarouges athermalisés

Dans le chapitre précédent, nous avons proposé un critère d'optimisation conjointe adapté à l'optimisation d'une combinaison optique complète. Ce critère est basé sur la réponse de l'optique et prend en compte implicitement le traitement de déconvolution. Nous l'avons utilisé pour améliorer des combinaisons optiques préalablement optimisées de manière conventionnelle.

Nous nous intéressons maintenant à la conception conjointe de combinaison en partant de « zéro ». Nous appliquerons cette démarche à la conception de combinaisons optiques infrarouges pour capteur non refroidi dans la bande spectrale $8\ \mu\text{m} - 12\ \mu\text{m}$ dont nous utiliserons la dénomination anglaise LWIR pour *Long-Wavelength InfraRed*. Dans ce domaine spectral, du fait des longueurs d'onde élevées et des forts indices de réfraction des matériaux disponibles, donc des angles d'incidence faibles, la correction des aberrations est assez aisée et les combinaisons résultantes sont simples et comportent peu de lentilles. Néanmoins, les matériaux utilisés, comme le germanium par exemple, sont très sensibles aux variations de température qui, dès lors, conduisent à des variations significatives des performances du système optique. Les combinaisons infrarouges doivent donc être athermalisées, c'est-à-dire que leurs réponses optiques doivent être rendues invariantes par rapport à la température, sur un intervalle de température déterminé. On peut recourir à des méthodes de compensation mécanique actives ou passives, à des méthodes optiques passives, ou plus récemment au codage de pupille.

Dans ce chapitre, nous proposons d'utiliser le critère de conception conjointe pour concevoir des combinaisons optiques infrarouges dans la bande LWIR, athermalisées, et dont le schéma optique soit plus simple que ce qu'il a été possible de faire avec les différentes méthodes classiques rencontrées dans la littérature. Nous traiterons deux cas : une combinaison à courte focale, assez simple à concevoir, et une combinaison à longue focale pour laquelle l'athermalisation est plus difficile à réaliser.

5.1 Effet de la température sur une combinaison optique

De manière générale, un système d'imagerie est sensible aux changements de température qui l'affectent lors de son fonctionnement mais également lors de sa fabrication et son montage [Perry 1943]. Les variations thermiques induisent le changement des caractéristiques suivantes de la combinaison :

- les indices de réfraction optiques,

- les épaisseurs et les courbures des lentilles,
- les dimensions de la monture mécanique qui maintient les lentilles.

Le changement de ces caractéristiques avec la température provoque la modification du chemin optique à travers le système, générant principalement une défocalisation, et modifiant les aberrations.

5.1.1 Modification des caractéristiques des matériaux

La sensibilité thermique d'un matériau optique est caractérisée par :

- α , le coefficient de dilatation thermique qui représente la variation relative de longueur du matériau en fonction de la température,
- $\frac{dn}{dT}$, le coefficient de variation de l'indice de réfraction en fonction de la température.

Le tableau 5.1 indique les valeurs de α et dn/dT pour plusieurs matériaux utilisés couramment en infrarouge dans la bande LWIR : le germanium (Ge), le silicium (Si), le sélénium de zinc (ZnSe) et un verre de chalcogénure IRG 25 de [Schott 2017b]. Les indices n des matériaux sont exprimés à la longueur d'onde $\lambda = 10 \mu\text{m}$ selon le calcul précisé en annexe C. Le germanium présente un indice de réfraction fort ainsi qu'une constringence élevée, permettant d'avoir des lentilles moins cambrées à puissance optique fixée et moins d'aberrations. Néanmoins, son coefficient dn/dT est élevé, rendant le trajet optique dans des combinaisons en Ge très sensible aux variations de température. L'indice du silicium est proche de celui du Ge et son coefficient dn/dT bien qu'élevé est deux fois plus faible que celui du germanium, le rendant moins sensible aux variations thermiques. Les matériaux ZnSe et IRG 25 présentent l'avantage d'avoir un coefficient dn/dT 6 fois plus faible que celui du germanium, ce qui en fait des matériaux intéressants pour minimiser les dérives thermiques d'une combinaison optique.

Matériau	$n(\lambda = 10 \mu\text{m})$	$\alpha \text{ (K}^{-1}\text{)}$	$\frac{dn}{dT} \text{ (K}^{-1}\text{)}$
Ge	4,003	$5,8 \times 10^{-6}$	396×10^{-6}
Si	3,419	$2,6 \times 10^{-6}$	159×10^{-6}
ZnSe	2,407	$7,6 \times 10^{-6}$	$58,9 \times 10^{-6}$
IRG25	2,619	$14,0 \times 10^{-6}$	$61,1 \times 10^{-6}$

TABLE 5.1 – Caractéristiques de différents matériaux couramment utilisés en bande LWIR : germanium Ge, sélénium de zinc ZnSe, silicium Si et le chalcogénure IRG 25 [Code V 2017a, Schott 2017b]). Le coefficient α est valable sur la plage de température $[-30 \text{ }^\circ\text{C}; 70 \text{ }^\circ\text{C}]$.

Matériau	$n(\lambda = 546,1 \text{ nm})$	$\alpha \text{ (K}^{-1}\text{)}$	$\frac{dn}{dT} \text{ (K}^{-1}\text{)}$
N-BK7	1,51872	$7,1 \times 10^{-6}$	$1,6 \times 10^{-6}$

TABLE 5.2 – Caractéristiques du verre N-BK7 [Schott 2017a].

5.1.2 Modification des caractéristiques des lentilles

Notons T_0 la température nominale et $T = T_0 + \Delta T$ la température courante, où ΔT représente une variation de température. On suppose que les milieux sont isotropes, et que,

par ailleurs, les rayons de courbure R , les épaisseurs de verres e et les indices de matériaux n varient de manière affine avec la température [Jamieson 1981]¹ :

$$R(T) = R(T_0) \times (1 + \alpha\Delta T) \quad (5.1)$$

$$e(T) = e(T_0) \times (1 + \alpha\Delta T) \quad (5.2)$$

$$n(T) = n(T_0) + \frac{dn}{dT}\Delta T \quad (5.3)$$

La modification de la géométrie des lentilles et de l'indice de réfraction provoque une défocalisation qui est explicitée dans la suite, dans le cas de l'approximation en lentille mince. Nous n'aborderons pas le cas des lentilles épaisses qui a été traité par [Grey 1948, Rollin 2016]. Les auteurs considèrent une lentille épaisse comme un doublet de deux lentilles minces espacées par un milieu d'indice correspondant à celui du matériau constituant la lentille épaisse.

5.1.2.1 Effet thermique sur une lentille

À la température T_0 , la puissance $C_0 = 1/f(T_0)$ d'une lentille mince placée dans l'air est donnée par :

$$C_0 = (n_0 - 1) \left(\frac{1}{R_{1,0}} - \frac{1}{R_{2,0}} \right) \quad (5.4)$$

avec $R_{1,0} = R_1(T_0)$ et $R_{2,0} = R_2(T_0)$ les rayons de courbure de ses deux surfaces et $n_0 = n(T_0)$ l'indice de réfraction de son matériau. À $T = T_0 + \Delta T$, la puissance est modifiée et devient, d'après les équations 5.1, 5.2 et 5.3 :

$$C(T) = \left(n_0 + \frac{dn}{dT}\Delta T - 1 \right) \times \left(\frac{1}{R_{1,0}} - \frac{1}{R_{2,0}} \right) \times \frac{1}{1 + \alpha\Delta T} \quad (5.5)$$

On suppose $\alpha\Delta T \ll 1$, ce qui est valide pour les matériaux considérés dans le tableau 5.1, où α_M est de l'ordre de quelque 1×10^{-6} , et la variation de température est de l'ordre de quelques dizaines de degrés. On a alors que $(1 + \alpha\Delta T)^{-1} \simeq 1 - \alpha\Delta T$. On obtient :

$$C(T) = C_0 \left[1 + \Delta T \left(\frac{1}{n_0 - 1} \frac{dn}{dT} - \alpha \right) \right] \quad (5.6)$$

On pose $\Delta C = C - C_0$ correspondant à l'écart de puissance causé par la variation de température ΔT . ΔC est directement relié à la défocalisation Δf , en conjugaison ∞ -foyer, par l'équation suivante :

$$\Delta C = -\frac{\Delta f}{f_0^2} = -C_0 \frac{\Delta f}{f_0} \quad (5.7)$$

avec $f_0 = f(T_0)$. L'équation 5.6 peut alors s'écrire comme :

$$\frac{\Delta C(T)}{C_0} = -\frac{\Delta f}{f_0} = \frac{\Delta T}{\eta} \quad (5.8)$$

avec

$$\eta = \frac{1}{\frac{1}{(n_0 - 1)} \frac{dn}{dT} - \alpha} \quad (5.9)$$

1. Les développements limités de $R(T)$, $e(T)$ et $n(T)$ à l'ordre 1 sont suffisants.

L'équation 5.8 est similaire à l'équation du chromatisme axial, *i.e.* des variations de la focale selon l'axe optique en fonction de la longueur d'onde, qui est de la forme :

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{1}{\nu} \quad (5.10)$$

où Δf désigne la distance sur l'axe optique entre les foyers $F_{\lambda_{\min}}$ et $F_{\lambda_{\max}}$ correspondant aux longueurs d'onde λ_{\min} et λ_{\max} , et ν est la *constringence chromatique*, ou nombre d'Abbe, de la lentille que l'on définira dans la bande LWIR comme :

$$\nu = \frac{n(\lambda = 10 \mu\text{m}) - 1}{n(\lambda = 8 \mu\text{m}) - n(\lambda = 12 \mu\text{m})} \quad (5.11)$$

Par analogie avec le chromatisme axial, η représente la *constringence thermique* du matériau, ou nombre d'Abbe thermique [Grey 1948]. Plus la constringence η est forte, moins la lentille est sensible à une variation de température ΔT . À la différence de ν qui est sans unité, η a une dimension (K).

Les différentes valeurs de ν et η pour les matériaux Ge, Si, ZnSe, et IRG 25 sont indiquées dans le tableau 5.3. Le germanium a la constringence thermique la plus basse parmi les matériaux présentés dans le tableau, environ 5 fois plus petite que celle du silicium. Les autres matériaux, notamment le ZnSe et l'IRG 25, présentent l'avantage d'être moins sensibles à la température avec une constringence η forte. Néanmoins, ces matériaux ont une constringence chromatique ν est plus faible, d'un facteur 10 par rapport au germanium, et vont alors introduire du chromatisme. Le silicium présente des constringences thermique et chromatique élevées mais sa transmission chute rapidement dans la bande LWIR. Ce matériau ne peut être utilisé qu'à très faible épaisseur si on veut conserver une transmission acceptable [Tydex Optics 2017, Grulois 2015], notamment comme fenêtre de protection du détecteur ou pour des microlentilles.

Matériaux	Constringence chromatique ν	Constringence thermique η (K)
Ge	942	3627
Si	6043	16 156
ZnSe	58	29 175
IRG 25	109	41 471

TABLE 5.3 – Constringences chromatique ν et thermique η de différents matériaux pour l'infrarouge. ν est calculée à la température ambiante de référence indiquée par les fabricants (voir annexe C). η est calculée à la longueur d'onde $\lambda = 10 \mu\text{m}$.

La défocalisation $\varepsilon_o = \Delta f$ induite par la variation de température s'exprime donc, d'après l'équation 5.8, comme :

$$\varepsilon_o(\Delta T) = -f_0 \frac{\Delta T}{\eta} \quad (5.12)$$

Remarquons que la défocalisation thermique est directement proportionnelle à la focale de la lentille. Plus la focale sera élevée, plus la défocalisation sera importante.

5.1.2.2 Effet thermique sur une combinaison de plusieurs lentilles

Considérons maintenant une combinaison de focale f constituée de K lentilles minces $\{L1, \dots, LK\}$. On note C_k la puissance de la lentille Lk , ν_k sa constringence chromatique et η_k sa constringence thermique. Le rayon passant au bord de la pupille d'entrée frappe la

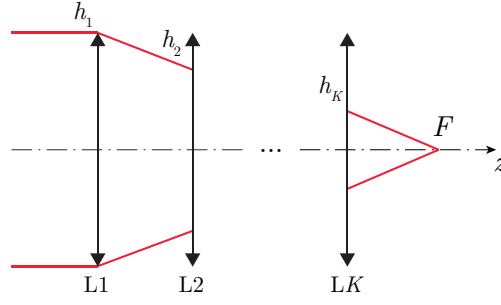


FIGURE 5.1 – Combinaison à K lentilles minces et déviation successive d'un rayon lumineux passant par le bord de la pupille d'entrée située en L1.

lentille Lk à la hauteur h_k définie à partir de l'axe optique. La combinaison est schématisée à la figure 5.1. On considère que h_1 est égal au rayon de la pupille d'entrée.

L'écart normal aberrant, défini dans le chapitre 1, dû à une variation de température ΔT pour une lentille Lk , est [Jamieson 1992], également par analogie avec le chromatisme :

$$\Delta_k(\Delta T) = \frac{h_k^2 C_k}{2\eta_k} \Delta T \quad (5.13)$$

L'écart aberrant pour la combinaison des N lentilles est la somme des écarts normaux Δ_k :

$$\Delta_t(\Delta T) = \sum_{k=1}^N \Delta_k(\Delta T) = \frac{h_1^2 \Delta T}{2} \sum_{k=1}^N \left(\frac{h_k}{h_1} \right)^2 \frac{C_k}{\eta_k} \quad (5.14)$$

Considérant que l'aberration liée au variation thermique est de type defocus, l'écart normal Δ_t est relié à la défocalisation axiale ε_o par la formule suivante :

$$\Delta_t(\Delta T) = -\varepsilon_o(\Delta T) \frac{\beta^2}{2} \quad (5.15)$$

avec β , l'angle d'ouverture de la combinaison défini tel que :

$$\sin \beta = \frac{h_1}{f} \quad (5.16)$$

Pour des angles d'ouverture β faibles, on suppose que :

$$\sin \beta \simeq \beta \quad (5.17)$$

de sorte que l'écart normal devienne :

$$\Delta_t(\Delta T) = -\frac{h_1^2}{2f^2} \varepsilon_o(\Delta T) \quad (5.18)$$

La défocalisation axiale vaut alors, en injectant l'équation 5.14 dans l'équation 5.18 :

$$\varepsilon_o(\Delta T) = -f^2 \Delta T \sum_{k=1}^N \left(\frac{h_k}{h_1} \right)^2 \frac{C_k}{\eta_k} \quad (5.19)$$

5.1.3 Effet de la température sur la monture mécanique

Dans un système optique complexe, les espaces entre les lentilles sont maintenus par des entretoises. Les entretoises peuvent être assimilées à des cylindres sur lesquels les lentilles s'appuient. La dilatation des entretoises est modélisée au premier ordre comme une dilatation de l'écart entre-verre e_a :

$$e_a(T) = e_a(T_0)(1 + \alpha_a \Delta T) \quad (5.20)$$

où α_a est le coefficient de dilatation thermique du matériau de l'entretoise.

Remarquons que la dilatation de l'entretoise cylindrique peut également se faire dans la direction radiale, orthogonale à l'axe optique, modifiant ainsi son diamètre. Ce faisant, la position du point de contact entre la lentille et l'entretoise est modifié selon z . Dans certains cas, comme entre deux surfaces convexes de grande ouverture (cf. figure 5.2), le changement de position du point de contact diminue l'écart entre-verres au lieu de l'augmenter. Dans cette thèse, nous ne considérerons pas la dilatation radiale de l'entretoise et nous arrêterons au modèle décrit par l'équation 5.20.

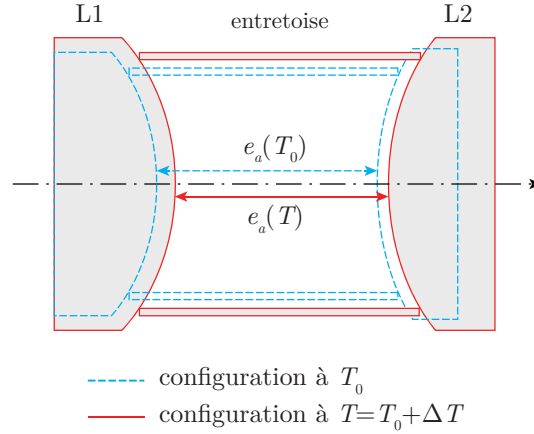


FIGURE 5.2 – Dilatation de la monture mécanique.

On peut montrer que la dilatation des entretoises induit une défocalisation ε_a qui est donnée par la formule suivante [Rollin 2016] :

$$\varepsilon_a(\Delta T) = -f_0 \alpha_a \Delta T \quad (5.21)$$

Ainsi, la défocalisation totale provoquée par la dilatation des lentilles et des entretoises ε_T s'écrit comme :

$$\varepsilon_T(\Delta T) = \varepsilon_o(\Delta T) + \varepsilon_a(\Delta T) \quad (5.22)$$

En introduisant la constringence thermique équivalent η'_k définie telle que :

$$\frac{1}{\eta'_k} = \frac{1}{\eta_k} + \alpha_{a_k} \quad (5.23)$$

où η_k est la constringence thermique de la lentille Lk et α_{a_k} le coefficient de dilatation thermique de l'entretoise qui la suit, la défocalisation thermique totale est alors, d'après l'équation 5.19 :

$$\varepsilon_T(\Delta T) = -f_0^2 \Delta T \sum_{k=1}^N \left(\frac{h_k}{h_1} \right)^2 \frac{C_k}{\eta'_k} \quad (5.24)$$

5.2 Méthodes d'athermalisation

L'athermalisation consiste à rendre l'ensemble du système optique avec sa monture mécanique insensible aux variations thermiques sur une plage de température donnée, de sorte que ε_T tende vers 0. Comme l'indice de réfraction $n(\lambda, T)$ des matériaux optiques dépend à la fois de la température et de la longueur d'onde, la correction de la sensibilité thermique va généralement de pair avec la correction du chromatisme [Grey 1948]. Aussi, pour être athermalisé, un système à N lentilles doit vérifier les trois relations suivantes [Rogers et Roberts 1995, Tyagur *et al.* 2014] :

$$C = \sum_{k=1}^N C_k \quad (5.25)$$

où C représente la puissance totale de la combinaison,

$$\sum_{k=1}^N \frac{h_k^2 C_k}{\nu_k} = 0 \quad (5.26)$$

qui traduit l'achromatisation de la combinaison, et

$$\sum_{k=1}^N \frac{h_k^2 C_k}{\eta'_k} = 0 \quad (5.27)$$

issue de l'équation 5.24, qui traduit l'athermalisation du système optique et mécanique.

Les méthodes classiques d'athermalisation sont de deux types : mécanique ou optique [Jamieson 1992, Mann 2009]. Récemment, [Dowski *et al.* 2000, Muyo et Harvey 2004, Elmalem et Marom 2013] ont proposé d'introduire dans la combinaison optique infrarouge un masque de phase qui, couplé avec un traitement de déconvolution, permet de rendre le système insensible à la défocalisation thermique. Ces trois familles de méthodes sont détaillées dans la suite.

5.2.1 Athermalisation mécanique

L'athermalisation mécanique consiste à déplacer une ou plusieurs lentilles pour compenser la dilatation des éléments optiques et mécaniques induisant une défocalisation.

5.2.1.1 Athermalisation mécanique active

L'athermalisation mécanique active consiste à utiliser un mécanisme de déplacement des optiques pour compenser les défocalisations thermiques. Le déplacement des lentilles peut être réalisé manuellement, par un mécanisme mobile standard de refocalisation. Pour des systèmes plus complexes, comme des zooms, les déplacements sont effectués par un moteur [Thompson 1976, Rogers et Andrews 1977]. Il est également possible de réaliser une athermalisation automatique, à l'aide d'un asservissement en position d'une lentille compensatrice couplée avec un ou plusieurs capteurs de température [Rogers et Roberts 1995]. Les mesures des capteurs thermiques sont transmises à un algorithme qui recalcule la nouvelle position de la lentille compensatrice. Ces systèmes sont complexes car ils doivent comprendre des moteurs de déplacement d'une lentille ou d'un bloc de lentilles compensatrices, des capteurs de positions, l'électronique de commande et le logiciel d'asservissement. Ce faisant leur coût, leur encombrement et leur masse sont élevés, ce qui constitue leur principal inconvénient.

5.2.1.2 Athermalisation mécanique passive

Une alternative à la méthode mécanique active consiste à utiliser un agencement de différents matériaux pour la monture, dont les dilatations et rétractations vont compenser la défocalisation induite par la variation de température. Il s'agit de l'athermalisation mécanique passive. Plusieurs types d'agencement de matériaux ont été proposés, notamment la combinaison d'un métal, comme un alliage d'aluminium, et d'un matériau composite comme la résine époxyde [Tostivint *et al.* 2012] ou le plastique [Garcia-Nunez et Michika 1989], ou la combinaison de plusieurs métaux [Povey 1986]. On recourt également au matériau INVAR, qui est un alliage de fer et de nickel, spécialement mis au point pour être très peu sensible à la température [Guillaume 1898] : son coefficient de dilatation thermique est environ dix fois plus faible que les matériaux traditionnels comme l'aluminium. A titre d'exemple, le tableau 5.4 donne les coefficients de dilatation thermique de l'aluminium, de l'INVAR, de la résine époxyde et de certains plastiques.

Matériaux	α (K^{-1})
aluminium Al	$23,6 \times 10^{-6}$
INVAR	2×10^{-6}
résine époxyde (époxy)	60×10^{-6}
plastique PEHD	200×10^{-6}
plastique polyether Imide (PEI)	50×10^{-6}

TABLE 5.4 – Coefficients de dilatation thermique de divers matériaux utilisés pour la monture mécanique d'une combinaison optique [Johnson *et al.* 1981].

La méthode mécanique passive présente l'avantage d'être plus simple et plus fiable que la méthode active [Rogers et Roberts 1995]. Elle est utilisée lorsque les défocalisations thermiques sont faibles, comme dans le domaine proche infrarouge. Lorsque les défocalisations sont élevées, comme dans le domaine LWIR du fait des matériaux utilisées, elle n'est cependant plus suffisante. Une stratégie proposée est de réduire les déplacements en utilisant une superposition de matériaux de coefficients α_a alternativement faible et élevé [Povey 1986].

[Roberts 1989] a proposé de coupler l'athermalisation mécanique active et passive. Dans le système qu'ils proposent, qui est un télescope infrarouge bi-champ, l'athermalisation est réalisé majoritairement de façon passive. La défocalisation résiduelle est ensuite corrigée par le déplacement de la lentille qui permet de passer d'un grandissement à l'autre. Cette méthode est particulièrement adaptée pour les systèmes comprenant déjà un élément mobile [Rogers et Roberts 1995].

5.2.2 Athermalisation optique passive

Un excellent moyen pour supprimer la défocalisation thermique est d'utiliser des miroirs, par exemple en céramique « zero-dur » de Schott de coefficient de dilatation quasi nul, qui sont dès lors insensibles aux variations de température. Toutefois, ces systèmes catoptriques ne sont pas toujours adaptés, en particulier lorsque si le champ dépasse quelques degrés.

Pour les combinaisons réfractives, l'athermalisation optique passive repose sur le choix de différents verres ou matériaux optiques permettant de compenser les défocalisations thermiques et le chromatisme. Les différents matériaux, la forme des lentilles et les écarts entre-verres sont choisis et calculés de façon à satisfaire les trois équations 5.25, 5.26 et 5.27. Pour obtenir la solution exacte, il est donc nécessaire d'utiliser trois matériaux différents.

Dans les bandes spectrales allant du visible à l'infrarouge MWIR de $3\mu\text{m}$ à $5\mu\text{m}$, on peut trouver des paires de matériaux dont les caractéristiques thermiques et chromatiques se

compensent. On peut donc obtenir des doublets achromatiques et athermalisés. Dans la bande LWIR, il n'existe pas de tels matériaux [Rogers et Roberts 1995]. Il faut donc bien recourir à l'utilisation de 3 matériaux différents. Plusieurs combinaisons à 3 matériaux dans ce domaine spectral ont été proposées et étudiées par [Rogers et Roberts 1995, Tyagur *et al.* 2014], basée généralement sur l'utilisation du germanium, du sulfure de zinc et des chalcogénures comme le GASIR.

On peut enfin remplacer une des lentilles par un profil diffractif, gravé sur une des lentilles, qui permet de compenser le chromatisme introduit par l'un ou les deux matériaux [Londoño *et al.* 1993]. Cette surface contribue peu aux défocalisations thermiques [Behrmann et Bowen 1993]. Elle induit néanmoins une perte de contraste liée aux ordres parasites [Buralli et Morris 1992].

5.2.3 Athermalisation par codage de pupille

Récemment, le codage de pupille a été proposé pour rendre la combinaison insensible à la défocalisation thermique. Il peut être utilisé [Dowski *et al.* 2000] :

- en supplément des méthodes classiques d'athermalisation décrites précédemment pour réduire la défocalisation résiduelle
- ou directement pour rendre le système optique existant insensible à la défocalisation induite sur une plage de température donnée.

La méthode consiste à ajouter un masque de phase dans une combinaison existante afin de rendre la réponse optique quasi invariante selon la température.

[Elmalem et Marom 2013; 2016] considèrent un système idéal composé d'une seule lentille parfaite en germanium, de focale moyenne $f(T = 20\text{ °C}) = 25\text{ mm}$ et très ouverte à $f/1.2$. Ils souhaitent l'athermaliser sur une plage de température de $+40\text{ °C}$, en introduisant un masque binaire à 3 anneaux de déphasage 0 et π . Les deux rayons r_1 et r_2 définissant ce masque sont optimisés de sorte à maximiser la fréquence de coupure optique du système. L'introduction du masque permet d'obtenir des images de qualité équivalente sur l'ensemble de la plage de température. Comme ces auteurs n'utilisent pas de traitement de déconvolution, la qualité des images reste éloignée de celle d'une lentille parfaite.

[Dowski *et al.* 2000] considèrent quant à eux un système optique réel et plus complexe, de très grande focale $f = 100\text{ mm}$, ouvert à $f/2$ et de faible demi-champ de 3° . L'allure du système est proche d'un triplet de Cooke, avec une première lentille L1 convergente en silicium, une deuxième lentille L2 divergente en Ge et la troisième lentille convergente en silicium. L'objectif est de l'athermaliser sur la plage de température $[-20\text{ °C}; +70\text{ °C}]$, soit $\Delta T = \pm 45\text{ °C}$, à la longueur d'onde $\lambda = 10\text{ }\mu\text{m}$. Pour cela, les auteurs ajoutent une fonction de phase dans le diaphragme d'ouverture matérialisé par la surface L3R2. La forme précise de la fonction n'est pas explicitée dans l'article mais ressemble à une masque cubique. Ainsi, les FTM sont rendues quasiment insensibles à la température et un traitement de déconvolution unique permet de réhausser la qualité image finale. Notons néanmoins que les problèmes relatifs au chromatisme ne sont pas abordés car l'athermalisation est effectué en monobande. Par ailleurs, la transmission du silicium est faible dans la bande LWIR ; par conséquent, ce matériau ne peut être utilisé que si les épaisseurs des lentilles sont fines.

[Muyo et Harvey 2004] considèrent également un système optique réel de grande focale $f = 75\text{ mm}$, très ouvert ($f/1$) et de demi-champ égal à 6° . Le système comporte deux lentilles convergentes de type *Petzval*. Les deux éléments ainsi que la fenêtre du détecteur sont en Ge rendant la combinaison très sensible aux variations de température. Un masque cubique est inséré en amont de la lentille frontale et permet de rendre les FTM invariantes selon la

défocalisation sur la plage $T \in [0^\circ\text{C}; 50^\circ\text{C}]$. Le traitement de déconvolution permet ensuite de réhausser la qualité de l'image. A cause de sa grande focale et de sa forte ouverture, le système présente du chromatisme. Les auteurs le corrigent de façon classique, en gravant un profil diffractif sur la lentille L1.

5.2.4 Conclusion et démarche adoptée

En conclusion, l'athermalisation active met en jeu des éléments mobiles de refocalisation mais ajoute de la complexité au système, augmente son poids et son coût. Les solutions passives semblent alors préférables, qu'elles soient mécaniques, en mélangeant les matériaux de maintien des lentilles, ou optiques, en combinant différents matériaux constituant les lentilles. Néanmoins l'usage de solutions mécaniques simples est limité à des défocalisations faibles. Les solutions optiques permettent de réduire les défocalisations thermiques plus importantes mais induisent du chromatisme. C'est pourquoi le codage de pupille peut être efficace dans la réduction des défocalisations thermiques et la limitation du chromatisme, en exploitant les capacités de traitement numérique embarqué déjà présentes sur les caméras infrarouges actuelles.

Notre objectif est d'utiliser la conception conjointe afin d'obtenir une combinaison optique athermalisée et achromatisée qui soit plus simple que les combinaisons proposées dans la littérature, avec un voire deux matériaux et sans surface diffractive. Dans la suite du chapitre, nous allons considérer deux cas : un système de courte focale tout germanium, dont les dérives thermiques sont faibles, et un système de grande focale dont les dérives thermiques et chromatiques sont importantes et pour lequel une stratégie de compensation différente doit être employée. Pour chaque cas, la combinaison obtenue par conception conjointe sera comparée avec la combinaison classique athermalisée de manière optique passive.

5.3 Simplification d'un objectif infrarouge LWIR athermalisé à courte focale

Dans la section 5.1, nous avons vu que la défocalisation thermique est directement proportionnelle à la focale du système. Plus la focale est courte, plus la défocalisation sera faible et plus elle sera facile à corriger. Nous allons, dans cette section, commencer par le cas d'un objectif à courte focale en vision infrarouge LWIR. Notre but est d'obtenir un système athermalisé de manière optique passive, constitué d'un seul matériau optique et comportant un traitement de déconvolution.

Nous allons tout d'abord évaluer le comportement en fonction de la température d'une combinaison optimisée de façon conventionnelle et estimer ses dérives thermiques, puis proposer et comparer deux types de solutions : un type de solution athermalisée de façon optique passive classique et deux solutions athermalisées grâce à la conception conjointe.

5.3.1 Spécification du système à courte focale

Nous considérons un système optique dont les spécifications sont données dans le tableau 5.5. Dans ce chapitre, on définit le tirage t comme la distance entre la dernière surface optique, autre que le hublot de protection du détecteur, et le plan du détecteur. L'encombrement L correspond à la distance entre le premier dioptré L1R1 et le plan du détecteur. On note $T_0 = 0^\circ\text{C}$, la température de référence, et $\Delta T = 40^\circ\text{C}$ l'amplitude de la variation de température autour de T_0 pour laquelle le système doit être insensible.

Focale	$f = 11,5 \text{ mm}$
Nombre d'ouverture	$N = 1.2$
Encombrement maximal	$L_{\max} = 20 \text{ mm}$
Tirage minimal	$t_{\min} = 5 \text{ mm}$
Demi-champ maximal	18°
Distorsion maximal	4%
Pas d'échantillonnage détecteur	$p = 17 \mu\text{m}$ ($\nu_{\text{Nyq}} = 29,4 \text{ cy/mm}$)
Bande spectrale	LWIR $\lambda \in [8 \mu\text{m}; 12 \mu\text{m}]$
Plage de température sur laquelle le système doit être athermalisé	$T \in [-40^\circ\text{C}; 40^\circ\text{C}]$

TABLE 5.5 – Spécifications générales de l'objectif infrarouge à courte focale.

Le support mécanique se compose d'un seul matériau, ici l'aluminium, dont le coefficient de dilatation thermique a été rappelé dans le tableau 5.4. Pour la tenue du système aux intempéries et à des conditions environnementales difficiles, les lentilles seront en germanium qui est un matériau de forte résistance et de fait adapté aux utilisations extérieures. Pour accroître la résistance du système aux conditions extérieures, la surface L1R1 de la lentille frontale devra être convexe. La fenêtre de protection du détecteur est en silicium et possède une faible épaisseur fixée de 0,6 mm qui n'introduit pas de chute significative en transmission.

On suppose que le rapport signal sur bruit du capteur pour cette bande spectrale est $\text{RSB} = 34 \text{ dB}$ [Diaz 2011] pour des conditions standard d'utilisation.

5.3.2 Effet de la température sur une combinaison tout germanium

Nous présentons tout d'abord le résultat que donne une optimisation conventionnelle d'un système optique, en respectant les spécifications données dans le tableau 5.5 mais sans prendre en compte l'effet de la température.

5.3.2.1 Solution conventionnelle en germanium non athermalisée

L'optimisation conventionnelle est effectuée en minimisant le diamètre RMS du spot diagram sur l'axe et dans le champ, à la température nominale T_0 , en prenant en compte les contraintes conventionnelles suivantes :

- sur la focale par égalité stricte : $f = 11,5 \text{ mm}$,
- sur l'encombrement : $L < 20 \text{ mm}$,
- sur les épaisseurs de verre des deux lentilles : $\frac{\varphi_{Lk}}{10} < e_{Lk} < 5,5 \text{ mm}$ pour $k \in \{1, 2\}$, où φ_{Lk} désigne le diamètre d'ouverture de la lentille Lk ,
- sur les écarts entre-verres au centre, *i.e.* sur l'axe optique : $e_{a,k}^{\text{centre}} > 1,5 \text{ mm}$ pour $k \in \{1, 2\}$,
- écart entre-verres entre les bords des lentilles : $e_{a,k}^{\text{bord}} > 1,5 \text{ mm}$ pour $k \in \{1, 2\}$,
- tirage $t > 5 \text{ mm}$,
- angle d'incidence sur les dioptries de tous les rayons issus des faisceaux sur axe et dans le champs : $\alpha < 45^\circ$.

	Demi-champs F_k	Poids w_{F_k}
$F1$	0°	1
$F2$	4°	1
$F3$	8°	1
$F4$	12°	1
$F5$	18°	1

TABLE 5.6 – Demi-champs utilisés pour l'optimisation et l'évaluation des performances d'imagerie, pour le système à courte focale.

	Longueur d'onde λ_k	Poids w_{λ_k}
λ_1	$8 \mu\text{m}$	1
λ_2	$10 \mu\text{m}$	1
λ_3	$12 \mu\text{m}$	1

TABLE 5.7 – Longueurs d'onde et poids associés utilisés pour l'optimisation et l'évaluation des performances d'imagerie à courte focale.

Les champs considérés pour l'optimisation, ainsi que les poids w_F associés, sont donnés dans le tableau 5.6. Les longueurs d'onde considérées et leurs poids associés sont donnés dans le tableau 5.7.

Compte tenu des caractéristiques en focale et ouverture du système et des contraintes d'encombrement, deux lentilles suffisent pour obtenir une qualité d'image satisfaisante sur l'axe et dans le champ. La figure 5.3 présente le doublet en germanium obtenu. La combinaison est de type *retrofocus* avec la première lentille L1 divergente et la seconde lentille L2 convergente. Le diaphragme d'ouverture est positionné sur la lentille frontale, en L1R1. La combinaison présente deux surfaces asphériques, l'une en L1R2 et l'autre en L2R1.

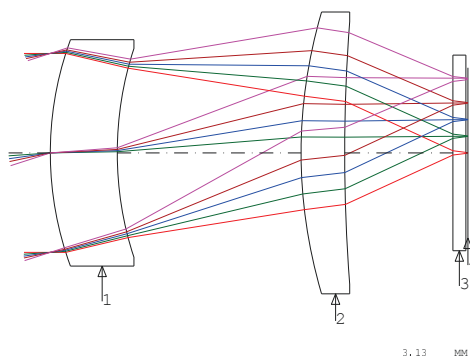


FIGURE 5.3 – Combinaison en germanium optimisée de façon conventionnelle mais non athermalisée.

Les FTM optiques du système sur l'axe et dans le champ, à la température nominale $T_0 = 0^\circ\text{C}$, sont présentées à la figure 5.4.a. Elles sont tracées jusqu'à la fréquence de Nyquist du détecteur de $29,4 \text{ cy/mm}$. Le système présente des performances quasi optimales dans le sens où les courbes de FTM sont quasiment toutes au niveau de la FTM d'un système limité par diffraction. La FTM au champ F5 est plus basse, ce qui est généralement le cas pour un système classique où l'on fait un compromis entre qualité dans le champ et nombre de lentilles dans le système. On remarque également que les FTM tangentielles (courbes pleines) et sagittales (courbes en pointillées) sont différentes aux champs F4 et F5, ce phénomène étant lié à la présence d'astigmatisme et de coma.

5.3.2.2 Prise en compte de la température sous Code V

Afin d'étudier les performances de la combinaison lorsque la température est modifiée, nous calculons et simulons sous Code V les modifications au premier ordre des matériaux et de la géométrie de la combinaison. Les indices des matériaux sont calculés à chaque température T et longueur d'onde λ selon la formule de Sellmeier donnée en annexe C. Les rayons de courbure et l'épaisseur des lentilles sont calculés à T suivant les équations 5.1 et 5.2.

Les coefficients de déformation asphériques des surfaces asphériques sont modifiés de la façon suivante (cf. annexe B.3.2) :

$$a_p(T) = \frac{a_p(T_0)}{(1 + \alpha\Delta T)^{2p-1}} \quad (5.28)$$

pour $p \in \llbracket 2, 5 \rrbracket$ correspondant aux ordres $2p$ qui sont 4, 6, 8 et 10.

La dilatation des entretoises est assimilé à la dilatation linéaire des écarts entre-verres selon l'équation 5.20, page 110, en prenant en compte le coefficient de dilatation thermique de la monture en aluminium donné dans le tableau 5.4.

5.3.2.3 Performances de la combinaison en fonction de la température

Dans l'optimisation, la température n'a pas été prise en compte. Il en ressort que le système est fortement sensible à T et que ses performances chutent lorsque $T \neq T_0$. Les FTM optiques avec filtrage détecteur du système aux températures extrêmes de la plage considérée $T_{\min} = -40^\circ\text{C}$ et $T_{\max} = 40^\circ\text{C}$ sont représentées à la figure 5.4.b et .c. Les FTM ont fortement chuté par rapport à leurs valeurs à la température nominale. Les courbes sont également plus éloignées entre elles d'un champ à l'autre et il y a une différence importante entre les courbes tangentielles et sagittales. À $T = -40^\circ\text{C}$, les FTM tangentielles sont très en-deça des FTM sagittales. À $T = +40^\circ\text{C}$, les courbes sagittales sont très basses rapport aux courbes tangentielles et la FTM sagittale au champ F5 présente même des rebonds avant la fréquence de Nyquist du détecteur.

La figure 5.5 présente l'évolution de la valeur de la FTM à la fréquence spatiale $\nu = 29,4\text{cy/mm}$ en fonction du déplacement d du détecteur par rapport à sa position nominale qui a été trouvée lors de l'optimisation, pour les différents demi-champs Fk en fonction de la température T . Pour un champ donné, le profil est similaire et simplement translaté d'une valeur de T à l'autre, ce qui signifie qu'il existe principalement une simple défocalisation entre deux valeurs de températures. La défocalisation $\delta f_{+40^\circ\text{C}}$, respectivement $\delta f_{-40^\circ\text{C}}$, causée par la variation $+\Delta T$, resp. $-\Delta T$, peut être estimée directement par la distance entre la position du maximum de FTM à T_0 et celle du maximum de FTM à $+40^\circ\text{C}$, resp. -40°C . On obtient $|\delta f_{\pm 40^\circ\text{C}}| \simeq 50\ \mu\text{m}$.

5.3.3 Solution athermalisée de manière conventionnelle

L'objectif est de minimiser l'écart δf en utilisant tout d'abord la méthode classique d'athermalisation optique passive présentée à la section 5.2.2. La solution doit être simultanément athermalisée et achromatisée.

5.3.3.1 Choix des matériaux

Le point de départ est la combinaison tout germanium obtenue précédemment. On conserve la première lentille en germanium pour la tenue aux intempéries. Le matériau de

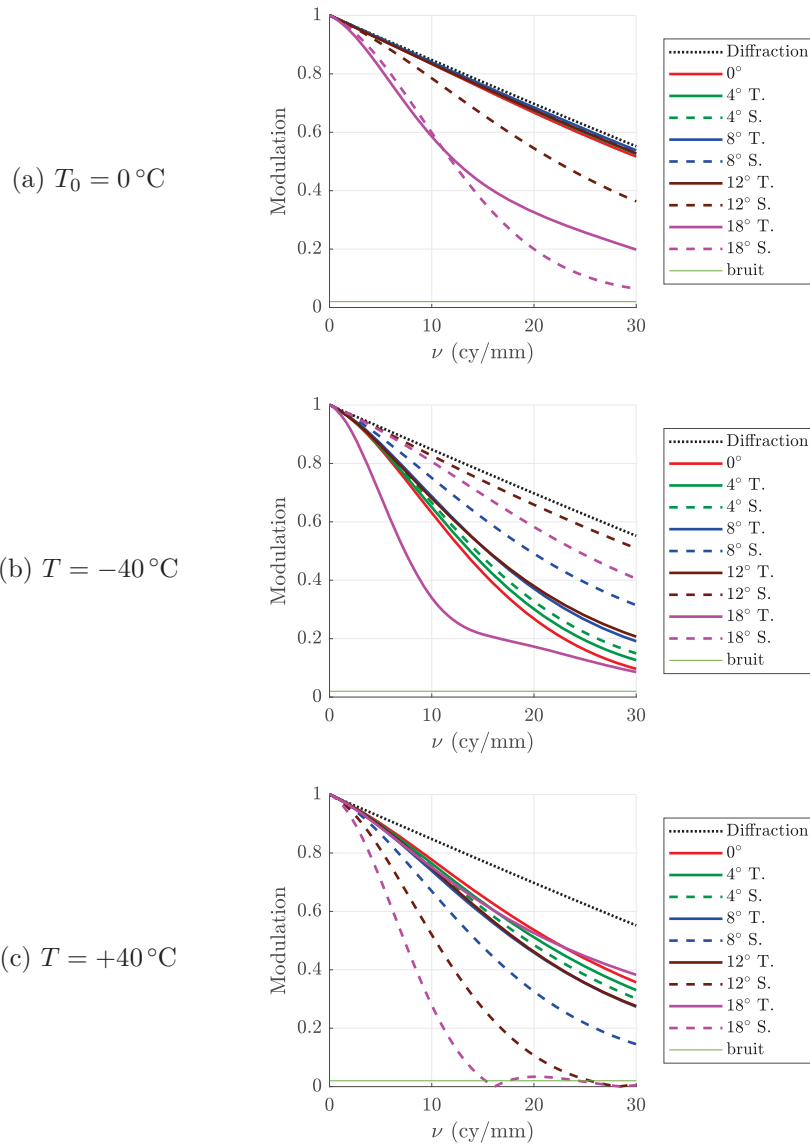


FIGURE 5.4 – FTM polychromatiques optique de la combinaison tout germanium non athermalisée, (a) à la température nominale $T_0 = 0^\circ\text{C}$ et aux températures extrêmes (b) $T = -40^\circ\text{C}$ et (c) $T = +40^\circ\text{C}$.

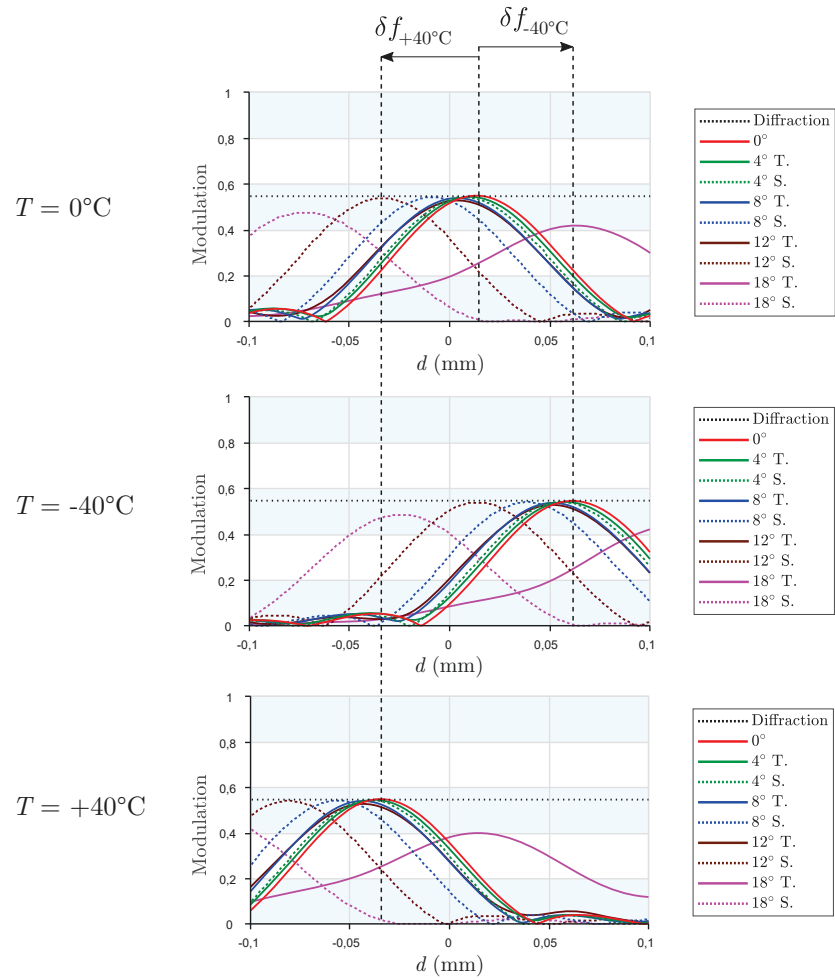


FIGURE 5.5 – Évolution de la valeur de la FTM à 29,4 cy/mm aux différents champs à a) la température nominale $T_0 = 0^\circ\text{C}$ et aux températures b) $T = -40^\circ\text{C}$ et c) $T = +40^\circ\text{C}$.

la seconde lentille est modifié : on choisit le sélénure de zinc (ZnSe) pour sa forte constringence thermique (cf. tableau 5.3, page 108). Son utilisation permet d'atténuer les dérives thermiques du système total. La mise en place d'un système de deux lentilles de puissances de signe opposé permettra de compenser les défocalisations thermiques induite par chacune des lentilles.

5.3.3.2 Ajout d'une surface diffractive

Néanmoins le ZnSe est dispersif sur la bande LWIR. Il possède une constringence chromatique 16 plus faible que le Ge (cf. tableau 5.3). Il introduit alors du chromatisme que l'on compense en gravant une surface diffractive sur une des faces de la lentille en ZnSe.

La surface diffractive est à symétrie de révolution et consiste en une série d'anneaux prismatiques. La hauteur de marche est constante d'un anneau à l'autre et correspond à une phase de $2\pi m$ à la longueur d'onde nominale λ_0 , où m est l'ordre du réseau de diffraction. Pour ce système, l'ordre du réseau est $m = +1$ et la longueur d'onde nominale vaut $\lambda_0 = 10 \mu\text{m}$. Le profil de la surface diffractive est caractérisé par sa fonction caractéristiques de phase φ_d , de profil spatial radial défini de la manière suivante :

$$\varphi_d(r) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (b_1 r^2 + b_2 r^4) \quad (5.29)$$

La dépendance en température de la surface diffractive est modélisée par la variation des coefficients b_k , pour $k \in \{1, 2\}$ en fonction de T de la façon suivante :

$$b_k(T) = \frac{b_k(T_0)}{(1 + \alpha_{\text{ZnSe}} \Delta T)^{2k-1}} \quad (5.30)$$

5.3.3.3 Combinaison obtenue

L'optimisation de la combinaison s'effectue en multi-configurations, ou *zooms*, où chaque configuration correspond à une température T donnée (cf. tableau 5.8). L'ensemble des variables sont les rayons de courbures et les épaisseurs des lentilles, les écart entre-verres, les coefficients des asphériques et les coefficients b_1 et b_2 de la fonction de phase de la surface diffractive. Seuls les paramètres de la configuration Z1 sont mis en variable pour l'optimisation. Les paramètres des configurations Z2 et Z3 y sont directement reliés par les équations explicitées précédemment. Les contraintes d'optimisation sont identiques à celles décrites dans la section 5.3.2.1.

Configuration	Température
Z1	0 °C
Z2	-40 °C
Z3	+40 °C

TABLE 5.8 – Configurations Code V.

La combinaison obtenue après optimisation en multi-configurations comprend une lentille L1 en Ge en ménisque divergent et une seconde lentilles L2 en ZnSe biconvexe convergente. Elle est présentée à la figure 5.6. Le diaphragme d'ouverture est positionné en L1R1. Les surfaces L1R1, L1R2 et L2R2 sont asphériques de degré 10. La surface diffractive est positionnée en L2R1, qui est une surface sphérique, et comporte 7 anneaux.

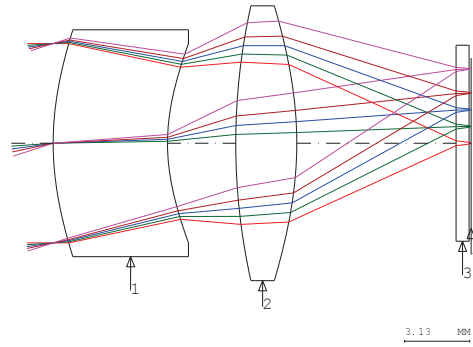


FIGURE 5.6 – Schéma de la combinaison à courte focale, athermalisée de façon conventionnelle.

5.3.3.4 Performances

Pour estimer les performances du système, nous devons prendre en compte l'influence de la surface diffractive qui en modifie légèrement le comportement.

Sous Code V, la surface diffractive est considérée comme « idéale » : le logiciel suppose que 100 % de la lumière va dans l'ordre nominal [Code V 2017b]. En réalité, une certaine portion de lumière se dirige dans les ordres supérieurs, provoquant ainsi l'apparition d'images parasites dégradant la qualité de l'image finale. On note $\mu_m(\lambda)$, l'efficacité de diffraction qui correspond à la fraction de lumière, à une longueur d'onde λ , qui va dans l'ordre nominal m . Si on assimile le réseau de diffraction à une série de dents de scie régulièrement espacées et dont la transition d'un prisme à l'autre est parfaitement abrupte, l'efficacité de diffraction monochromatique est [Swanson 1989, Buralli et Morris 1992] :

$$\mu_m(\lambda) = \frac{\sin^2 \left[\pi \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} - m \right) \right]}{\left[\pi \left(\frac{\lambda_0}{\lambda} - m \right) \right]^2} \quad (5.31)$$

Si la bande spectrale considérée est telle que les longueurs d'ondes soient uniformément réparties et possèdent des poids tous identiques, l'efficacité de diffraction polychromatique $\mu_{m,\text{poly}}$ à l'ordre m est telle que :

$$\mu_{m,\text{poly}} = \frac{1}{\lambda_{\max} - \lambda_{\min}} \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \mu_m(\lambda) d\lambda \quad (5.32)$$

Sur la bande spectrale considérée, en choisissant $\lambda_{\min} = 8 \mu\text{m}$ et $\lambda_{\max} = 12 \mu\text{m}$, on obtient d'après les équations 5.31 et 5.32 : $\mu_{+1,\text{poly}} = 0.9546$.

[Buralli et Morris 1992] supposent que les images parasites sont fortement défocalisées et génèrent un voile de lumière uniforme sur l'image. Ce voile de lumière fait chuter la FTO polychromatique d'un facteur égal à $\mu_{m,\text{poly}}$ à toutes les fréquences spatiales $\nu \neq 0$. On multiplie donc les FTO polychromatiques issues de Code V, notées $\text{FTO}_{F_k, Z_l, \text{CV}}$, pour chaque champ F_k et chaque zoom Z_l , par le facteur $\mu_{m,\text{poly}}$ de façon à obtenir les FTO du système optique entier :

$$\text{FTO}_{F_k, Z_l}(\nu) = \begin{cases} 1 & \text{si } \nu = 0 \\ \mu_{+1,\text{poly}} \text{FTO}_{F_k, Z_l, \text{CV}}(\nu) & \text{si } \nu \neq 0 \end{cases} \quad (5.33)$$

Les FTM optiques de la combinaison avec diffractif sont données à la figure 5.7. La surface diffractive fait que la courbe de FTM est, au minimum, 0,04 en dessous de celle

d'un système limité par la diffraction, quels que soient le champ et la température. Pour les températures positives, les FTM à un champ Fk donné sont très similaires entre elles. On remarque que la combinaison ne présente pas d'astigmatisme à la température nominale : les courbes sagittales et tangentielles sont confondues, à un champ donné. À -40°C , les niveaux de FTM s'inversent : la FTM sur axe devient inférieure à la FTM dans le champ. Les niveaux restent tout de même significativement supérieurs de 0,2 au niveau de bruit qui vaut 0,02 pour le rapport signal sur bruit $\text{RSB} = 34\text{ dB}$.

Cette combinaison de matériaux et l'ajout d'une surface diffractive réduisent significativement les variations de FTM d'une température à l'autre.

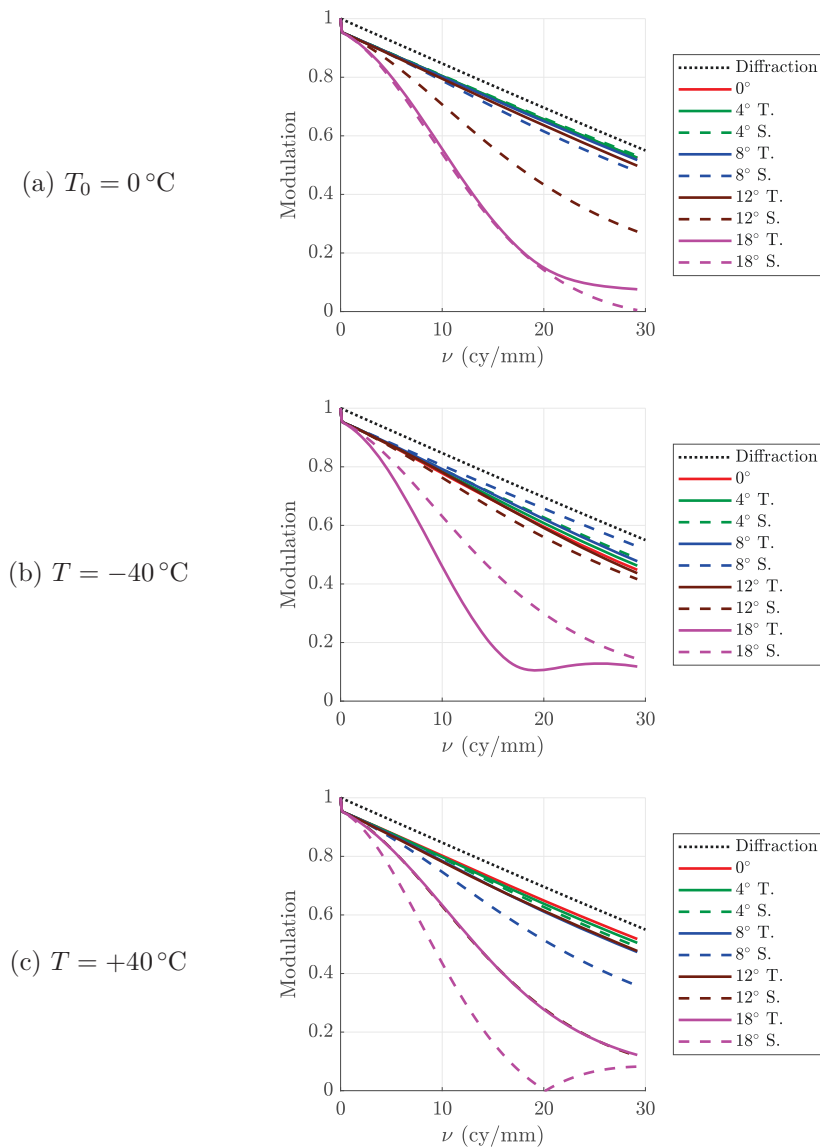


FIGURE 5.7 – FTM polychromatiques optiques de la combinaison athermalisée de manière conventionnelle, (a) à la température nominale $T_0 = 0^\circ\text{C}$ et aux températures extrêmes (b) $T = -40^\circ\text{C}$ et (c) $T = +40^\circ\text{C}$.

5.3.4 Optimisation conjointe avec surface binaire

L'objectif est maintenant de calculer une solution optique plus simple en optimisant le système suivant le critère de conception conjointe J_o décrit dans le chapitre précédent. Nous souhaitons conserver un seul matériau, ici le germanium, pour la tenue aux conditions extérieures. L'objectif est de rendre le système quasi-insensible à la défocalisation thermique. Pour cela, nous allons reprendre le principe du codage de pupille pour l'augmentation de la profondeur de champ et rendre le système quasi insensible à la défocalisation ψ de manière générale.

5.3.4.1 Utilisation d'un masque de phase binaire

La première solution est d'utiliser un masque de phase qui sera gravé sur une des deux lentilles. Le point de départ de l'optimisation est la combinaison en germanium obtenue à la section 5.3.2.1. La défocalisation thermique qui a été estimée est de $\delta f_{\mp 40^\circ\text{C}} = \pm 50 \mu\text{m}$, ce qui correspond à un chemin optique de $\psi = \pm 0,44 \lambda$. La défocalisation étant peu importante, un masque de phase binaire à deux anneaux est suffisant. Le masque de phase est inséré dans le diaphragme d'ouverture de la combinaison. Il gravé sur la surface L1R1 qui est sphérique. On note r_1 le paramètre du masque. À $r = r_1$, la surface présente une marche dont la hauteur est telle que :

$$h = \frac{\lambda_0}{2(n_{\text{Ge}} - 1)} = 1,7 \mu\text{m} \quad (5.34)$$

Le profil de la surface est donné à la figure 5.8.

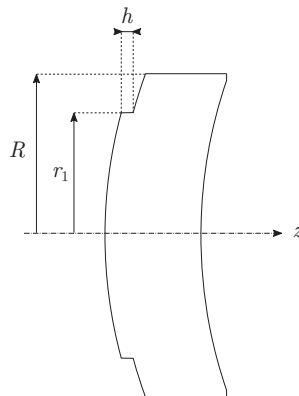


FIGURE 5.8 – Coupe de la lentille L1 avec L1R1 sphérique et comportant un masque de phase binaire à 2 anneaux. La hauteur de la transition du masque de phase est exagérée pour faciliter la visualisation.

5.3.4.2 Contraintes d'optimisation

L'ensemble des variables θ de l'optimisation regroupe les rayons de courbure des 4 dioptries, l'épaisseur des 2 lentilles, l'écart entre verres, le tirage, les coefficients des asphériques et le paramètre r_1 du masque de phase. Au départ de l'optimisation, $r_1 = 0,8R$, avec $R = 4,8 \text{ mm}$ le rayon d'ouverture de la surface L1R1.

L'objectif est de rendre les FTM quasi-invariantes d'une configuration Zk en température à l'autre, et suffisamment supérieures au niveau de bruit pour éviter son amplification après déconvolution. On remarque que d'une configuration à l'autre, les FTM ne sont pas écroulées et gardent un niveau acceptable sur l'axe (proche de la FTM d'un système en limite de

diffraction). Il sera aisé de les faire se rapprocher entre elles ; des contraintes pondérées sur la FTM suffisent. Lors de l'optimisation suivant J_o , en plus des contraintes énoncées dans la section précédente, on modifie la fonction d'erreur par l'ajout des termes quadratiques suivants, calculés à partir de la FTM tangentielle FTM_T sur l'axe (au champ F1) :

$$\left[\Delta FTM_T^\theta \right]_1 = \left[FTM_{T,Z2}^\theta - FTM_{T,Z1}^\theta \right] \quad (5.35)$$

$$\left[\Delta FTM_T^\theta \right]_2 = \left[FTM_{T,Z3}^\theta - FTM_{T,Z1}^\theta \right] \quad (5.36)$$

Les deux termes sont munis de poids égaux à 1. On ajoute les contraintes d'inégalité stricte sur le rayon interne du masque :

$$0 < r_1 < R \quad (5.37)$$

5.3.4.3 Solution optique obtenue

La solution optique obtenue est de type *Petzval* : les lentilles L1 et L2 en germanium sont convergentes. Sa forme est très similaire à celle de la combinaison conventionnelle tout germanium non athermalisée. Elle est présentée à la figure 5.9. Elle comporte deux asphériques, la première en L1R2 et la seconde en L2R1, en plus du masque binaire à 2 anneaux. Nous avons vérifié que les surfaces asphériques étaient mesurables (et fabricables), *i.e.* qu'elles présentent des pentes acceptables et aucun point d'inflexion, avec la fonction Code V VFA qui fournit un indicateur sur la mesurabilité de la surface à l'interféromètre VeriFire de Zygo [Küchel 2009].

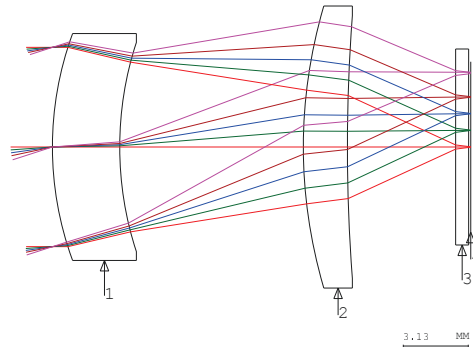


FIGURE 5.9 – Schéma de la combinaison optique de courte focale, tout germanium, optimisée conjointement selon le critère J_o .

5.3.4.4 Performances

Les FTM optiques sont présentées à la figure 5.10, colonne 1. Pour un champ donné, les FTM sont quasi invariantes selon la température, sauf au champ F5 pour lequel la variation de FTM sagittale ou tangentielle est de l'ordre de 0,1 d'une température à l'autre. La combinaison est donc bien athermalisée. Remarquons que pour une température donnée, les FTM sont quasi invariantes dans le champ, sauf au champ F5 pour lequel la FTM sagittale est bien inférieure aux autres FTM. On obtient ainsi une combinaison athermalisée, de profondeur de champ augmentée et de qualité image quasi invariante dans le champ.

La figure 5.11 présente les FTM après filtrage détecteur et déconvolution. Le filtre de déconvolution est le filtre de Wiener moyen, moyenné sur l'ensemble des 5 valeurs de champ

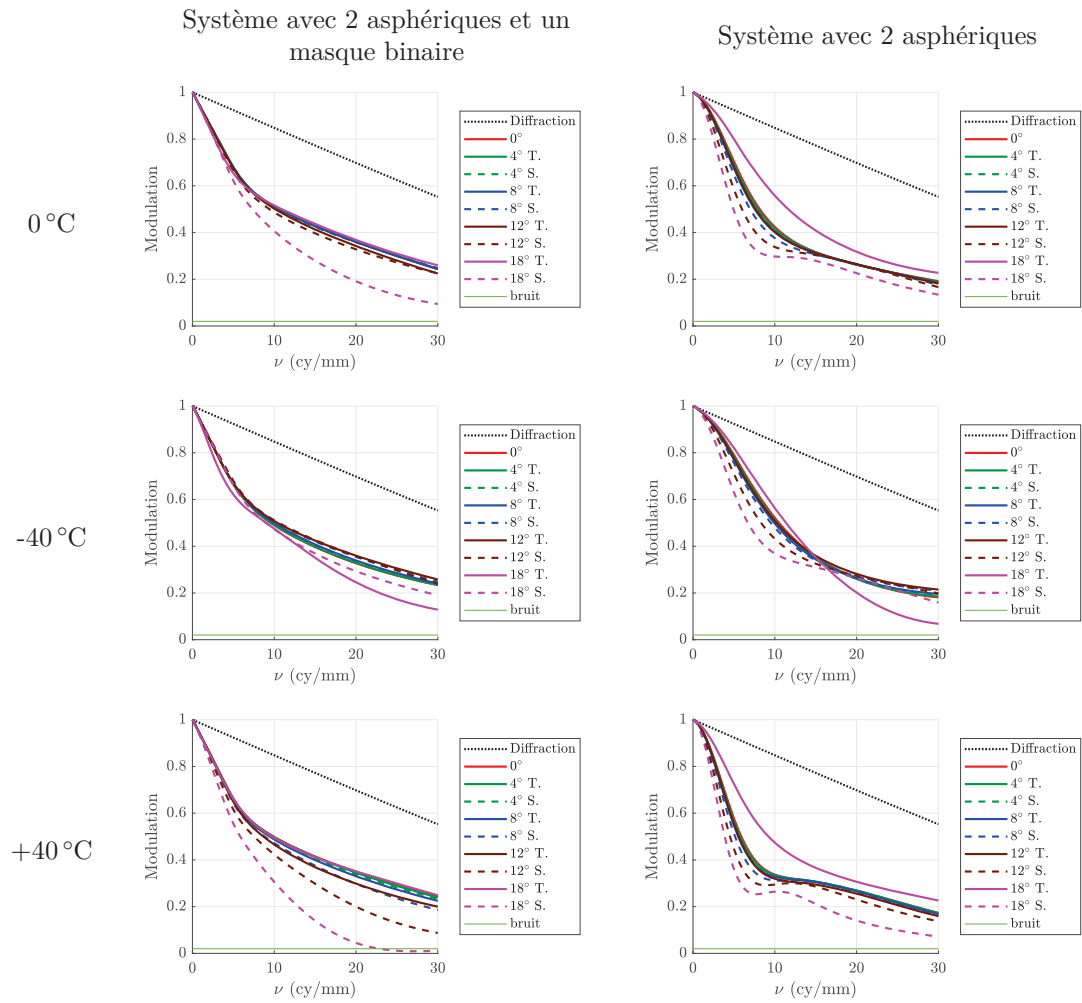


FIGURE 5.10 – FTM polychromatiques optiques de la combinaison en germanium optimisée de manière conjointe avec deux asphériques et une surface binaire (colonne 1) et avec deux asphériques seulement (colonne 2).

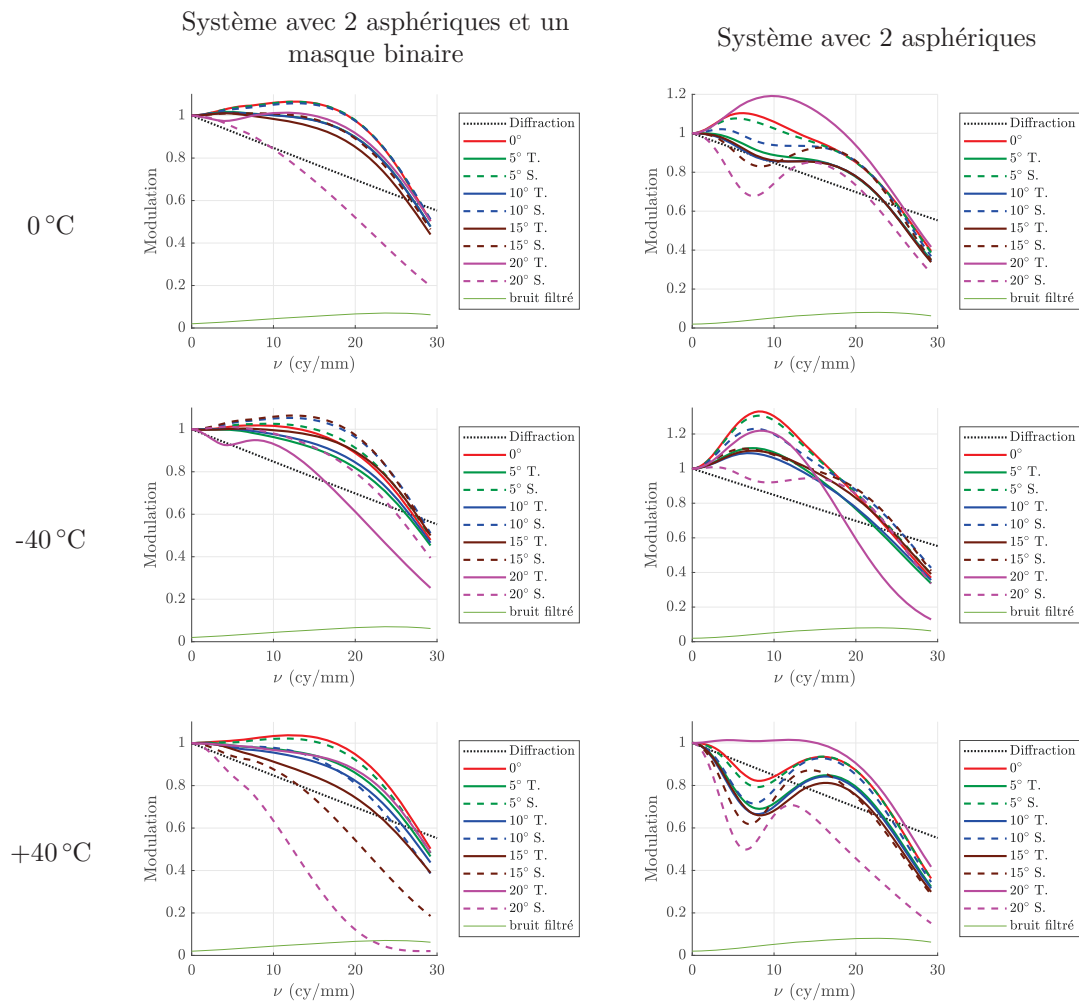


FIGURE 5.11 – FTM polychromatiques après déconvolution de la combinaison en germanium optimisée de manière conjointe avec deux asphériques et une surface binaire (colonne 1) et avec deux asphériques seulement (colonne 2).

et des 3 valeurs de température correspondant aux 3 configurations Z_l :

$$\tilde{d}(\nu) = \frac{\sum_{l=1}^3 \sum_{k=1}^5 [\tilde{h}_{Z_l, F_k}^{\theta_{\text{opt}}}(\nu)]^* \cdot S_{\text{OO}}(\nu)}{\sum_{l=1}^3 \sum_{k=1}^5 |\tilde{h}_{Z_l, F_k}^{\theta_{\text{opt}}}(\nu)|^2 S_{\text{OO}}(\nu) + S_{\text{bb}}(\nu)} \quad (5.38)$$

où $\tilde{h}_{Z_l, F_k}^{\theta_{\text{opt}}}(\nu)$ sont les FTO optiques avec le filtrage du détecteur, S_{OO} est la DSP objet et S_{bb} est la DSP du bruit. Dans ce chapitre, la DSP objet choisie est la DSP générique $S_{\text{OO}}(\nu) = \nu^{-2.5}$. La densité spectrale de bruit est telle que le rapport signal à bruit est $\text{RSB} = 34 \text{ dB}$. L'ajout du post-traitement permet, comme attendu, de rehausser les FTMs sur axe et jusqu'au champ moyen F4. Les FTMs au champ maximal F5 chutent rapidement aux fréquences spatiales proche de la fréquence de Nyquist et on conserve une forte différence entre la FTM tangentielle et sagittale pour ce champ, quelle que soit la température. En particulier, à $T_{\text{max}} = +40 \text{ °C}$, la FTM sagittale du champ F5 qui passait en dessous du niveau de bruit à partir de 20 cy/mm avant déconvolution n'a pas pu être réhaussée et se trouve toujours en dessous du niveau de bruit filtré après traitement.

5.3.5 Optimisation conjointe sans surface binaire

Regardons maintenant s'il est possible d'obtenir une solution acceptable avec des surfaces sphériques et asphériques seulement, sans utiliser de masque de phase binaire. Le point de départ de l'optimisation est la solution en germanium obtenue dans la section précédente à laquelle on enlève le masque. La surface asphérique en L1R2 est déplacée en L1R1, dans le diaphragme d'ouverture. Cela permet de contrôler les aberrations indépendantes du champ, comme l'aberration sphérique. La seconde surface asphérique en L2R2 est conservée, permettant de contrôler les aberrations de champ.

L'ensemble des paramètres des lentilles (rayons de courbure, coefficients des asphériques, épaisseurs au centre des lentilles et écart entre-verres au centre) sont les variables θ de l'optimisation. L'optimisation est effectuée selon le critère approché J_o , avec les mêmes contraintes et termes quadratiques ajoutés à la fonction d'erreur que précédemment.

La combinaison optique obtenue est présentée à la figure 5.12. Elle est de type *Petzval* et son allure reste similaire à la combinaison précédente avec masque binaire.

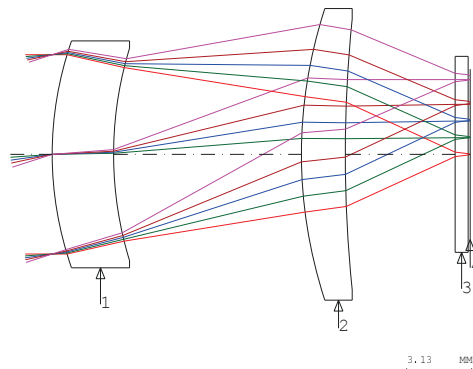


FIGURE 5.12 – Schéma de la combinaison optique de courte focale, tout germanium, sans masque binaire, optimisée conjointement selon le critère J_o .

Les FTMs optiques sont présentées à la figure 5.10, colonne 2. Elles sont quasi invariantes selon le champ et selon la température. Leurs niveaux aux basses fréquences spatiales sont

néanmoins plus bas que les niveaux de FTM du système optique avec masque. Par exemple, à $T_0 = 0^\circ\text{C}$, les FTM, à 10 cy/mm, hors champ F5, du système avec 2 asphériques sont environ de 0,1 en-dessous de celles du système avec masque. À la fréquence de Nyquist, l'écart est réduit à moins de 0,05. On constate d'ailleurs que le niveau des FTM du système sans masque est suffisamment élevé pour rester supérieur au niveau de bruit après déconvolution, à tous champs, comme le montre la figure 5.11, colonne 2. Pour ce système, la FTM tangentielle dans le champ F5 est supérieure aux autres courbes, et cet effet est amplifié par la déconvolution.

Les images données par le système après déconvolution ainsi que les valeurs de la qualité image (QI) associées sont présentées dans la figure 5.13 sur l'axe, et dans la figure 5.14 dans le champ maximal F5 (colonnes 4). Pour comparaison, on présente également les images que fournissent le système non athermalisé (colonnes 1), le système athermalisé de manière conventionnelle (colonnes 2) et le système athermalisé par conception conjointe avec surface binaire (colonnes 3). Pour chaque système, la déconvolution est calculé d'après la formule du filtre de Wiener moyen, à partir des FTO pour les trois températures et les cinq champs (cf. équation 5.38). La DSP objet est la DSP générique. Le bruit est tel que $\text{RSB} = 34\text{ dB}$.

On constate tout d'abord que la qualité d'image du système non athermalisé varie largement d'une température à l'autre et en fonction du champ. Dans le champ maximal (figure 5.14, colonne 1), on remarque la différence de « flou » dans les directions tangentielle (verticale) et sagittale (horizontale) notamment liée à l'astigmatisme causant une chute de FTM localement qui ne peut être restaurée par le traitement d'images, et qui est différent selon T . Pour les trois systèmes athermalisés, les performances sont quasi invariantes selon la température, sur l'axe d'une part, et dans le champ F5 d'autre part. Remarquons que la QI sur l'axe du système conventionnel est bien supérieure à celles des systèmes co-conçus, même si l'écart de QI n'est pas perceptible à l'œil de façon significative. Dans le champ, les performances baissent. Les systèmes co-conçus ont une QI légèrement plus élevée que celle du système conventionnel.

5.3.6 Conclusion

Nous avons proposé trois solutions athermalisées de courte focale et comprenant deux lentilles : une de manière optique passive conventionnelle et les deux autres par conception conjointe. La première solution, conventionnelle, comprend deux matériaux différents, 3 surfaces asphériques et une surface diffractive asphérique de type Fresnel. La deuxième solution, obtenue par conception conjointe, ne comprend plus qu'un seul matériau, deux surfaces asphériques et une surface binaire simple avec une seule transition gravée sur une surface sphérique. Enfin, la dernière solution, également obtenue par conception conjointe, comprend un seul matériau et deux surfaces asphériques seulement.

Nous avons montré en ce sens que la conception conjointe permet d'obtenir une solution optique plus simple que l'approche conventionnelle. La qualité image après déconvolution est équivalente, sauf dans le champ extrême, à la qualité image de la solution conventionnelle munie également d'un traitement de déconvolution.

Enfin, nous avons vu que la conception conjointe permet non seulement de rendre la solution optique quasi invariante selon la température mais également quasi invariante dans le champ, ce qui en fait un point fort.

La conception d'un système optique de courte focale est simple dans le domaine LWIR car les défocalisations thermiques induites par les changements de température sont faibles. Notre objectif dans la section suivante va être d'étudier la conception conjointe d'une combinaison optique à longue focale.

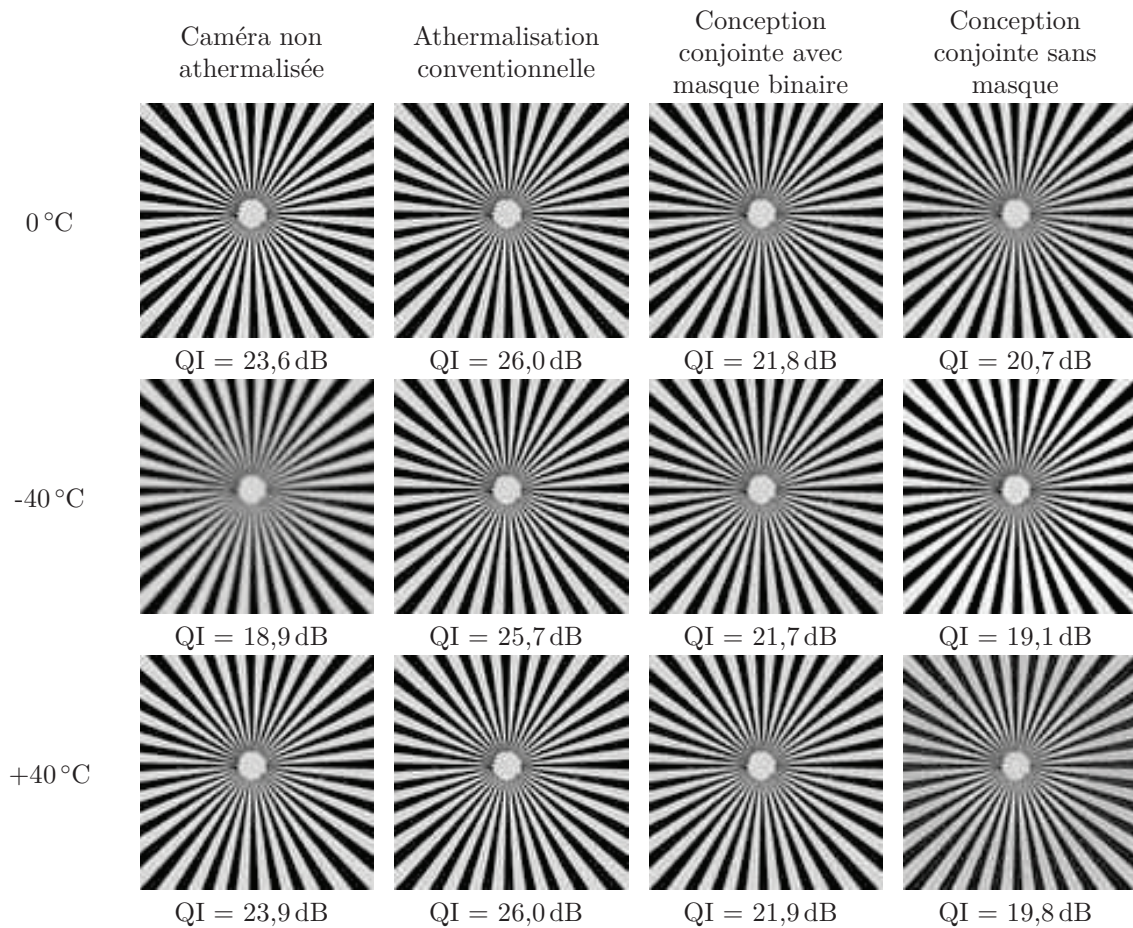


FIGURE 5.13 – Détail (centre) de l'image de la mire de Siemens selon la température T , au champ F1, vu par le système non athermalisé (colonne 1), par le système athermalisé de façon conventionnelle (colonne 2), puis par le système athermalisé de façon conjointe avec masque binaire (colonne 3) et sans masque binaire (colonne 4). Pour tous les systèmes et toutes les températures, les images sont affichées après déconvolution.

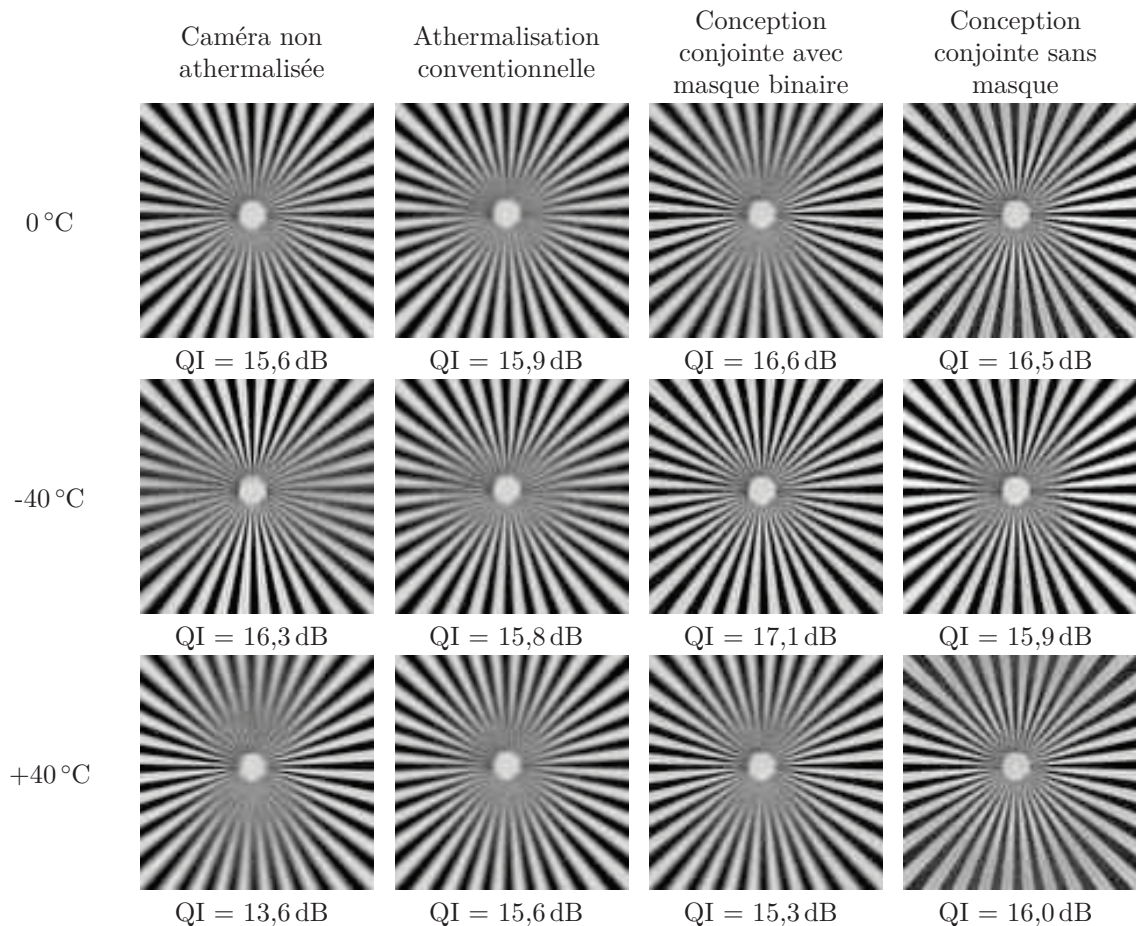


FIGURE 5.14 – Détail (centre) de l'image de la mire de Siemens selon la température T , au champ F5, vu par le système non athermalisé (colonne 1), par le système athermalisé de façon conventionnelle (colonne 2), puis par le système athermalisé de façon conjointe avec masque binaire (colonne 3) et sans masque binaire (colonne 4). Pour tous les systèmes et toutes les températures, les images sont affichées après déconvolution.

5.4 Simplification d'un objectif infrarouge LWIR athermalisé à longue focale

Nous abordons, dans cette section, le cas d'un système de longue focale $f = 48$ mm. La défocalisation induite par les variations de température étant directement proportionnelle à la focale, elle sera donc plus élevée que précédemment et donc plus difficile à corriger. Notre objectif est de proposer un schéma optique à longue focale qui soit plus simple qu'un schéma qu'on obtiendrait par optimisation conventionnelle et athermalisation optique passive.

Pour l'optimisation, la contrainte suivante a été imposée : une des lentilles doit être en chalcogénure IRG 25 dont les caractéristiques thermiques et chromatiques ont été présentées dans les tableaux 5.1 et 5.3, pages 106 et 108. Notons que pour la tenue à l'environnement, la lentille frontale doit rester en germanium. Avec l'IRG 25, la combinaison présentera alors, en plus de la défocalisation thermique induite par les matériaux utilisés, du chromatisme axial et longitudinal. Deux façons de considérer le problème s'offrent alors :

- la première façon est similaire à l'approche utilisée jusqu'à présent. Elle consiste à optimiser le système optique suivant le critère J_o , en multi-configurations où chaque configuration correspond à une température donnée. Des termes quadratiques sont ajoutés au critère afin de rendre la FTM optique quasi-invariante selon T , et on veillera à corriger la combinaison du chromatisme.
- la seconde façon consiste à utiliser le chromatisme axial afin de compenser la défocalisation thermique. Dans ce second cas, le critère J_o doit être modifié de façon à prendre le chromatisme en compte.

Comme la valeur de focale est forte, le chromatisme est élevé et difficile à corriger. Cela demanderait, comme on l'a vu dans la section 1, l'utilisation d'un troisième matériau différent du Ge et de l'IRG 25 ou d'une surface diffractive. Cela introduirait une complexité dans le système que l'on souhaite éviter.

Nous allons donc considérer la seconde approche. L'idée est d'autoriser la présence de chromatisme axial contrôlé, *i.e.* d'un écart contrôlé sur l'axe optique entre les foyers associés aux longueurs d'onde extrêmes, pour compenser l'effet de la température. Nous adopterons une stratégie d'optimisation conjointe légèrement différente à celle présentée jusqu'à présent qui sera expliquée dans la suite.

La démarche de conception est la suivante. La première étape consiste à estimer les seuils de défocalisation thermique et de chromatisme axial acceptables, *i.e.* pour lesquels la FTM ne doit pas passer par zéro. Ces seuils serviront à borner les écarts de foyers en fonction de λ et de T lors de l'optimisation sous Code V. La deuxième étape consiste à calculer en lentille mince une combinaison qui satisfasse aux seuils thermiques et chromatiques évalués précédemment. Ce schéma optique servira de point de départ et d'aide à la conception de la combinaison en lentilles épaisses sous Code V, constituant la troisième et dernière étape.

5.4.1 Spécifications

Les spécifications de la combinaison optique sont données dans le tableau 5.9. La combinaison doit avoir une ouverture élevée, égale à $f/1.35$. Le pas d'échantillonnage du détecteur est identique à celui utilisé pour le système de courte focale. La monture mécanique est en aluminium. La température de référence est $T_0 = 0^\circ\text{C}$.

Une contrainte de la conception est d'avoir une lentille en IRG 25 dans la combinaison. L'IRG 25 est un composé $\text{Ge}_{28}\text{Sb}_{12}\text{Se}_{60}$ [Schott 2017b] ; la lentille constituée par ce matériau

Focale	$f = 48 \text{ mm}$
Nombre d'ouverture	$N = 1.35$
Encombrement maximal	$L_{\max} = 100 \text{ mm}$
Tirage minimal	$t_{\min} = 5 \text{ mm}$
Demi-champ maximal	$11,7^\circ$
Distortion maximale	4%
Pas d'échantillonnage détecteur	$p = 17 \mu\text{m}$ ($\nu_{\text{Nyq}} = 29,4 \text{ cy/mm}$)
Bande spectrale	LWIR $\lambda \in [8 \mu\text{m}; 12 \mu\text{m}]$
Plage de température sur laquelle le système doit être athermalisé	$T \in [-40^\circ\text{C}; 40^\circ\text{C}]$

TABLE 5.9 – Spécifications générales de l'objectif infrarouge à longue focale.

sera fabriquée par moulage [Zhang *et al.* 2003]. Ses surfaces ne pourront qu'être planes ou sphériques. Par ailleurs, son diamètre d'ouverture ne doit pas dépasser 40 mm.

5.4.2 Évaluation des seuils thermiques et chromatiques acceptables

Le critère choisi pour estimer les défocalisations acceptables est basé sur la FTM. Plus précisément, on évalue l'évolution, en fonction de la défocalisation, de la valeur de la FTM polychromatique d'une lentille parfaite à la fréquence de Nyquist – là où la FTM est la plus basse.

5.4.2.1 Détermination du seuil de défocalisation thermique

La défocalisation thermique se traite comme la défocalisation dans le sens général. On note ε l'écart de défocalisation suivant l'axe optique. La FTO monochromatique, notée FTO_λ , d'une lentille parfaite en présence de défocalisation a pour expression [Levi et Austing 1968] :

$$\text{FTO}_\lambda(\nu'_\lambda) = \frac{4}{\pi} \int_{\nu'_\lambda}^1 \sqrt{1-x^2} \cos [a_\lambda(\varepsilon)(x - \nu'_\lambda)] dx \quad (5.39)$$

avec ν'_λ , la fréquence spatiale normalisée par rapport à la fréquence de coupure optique $\nu_{\text{so}} = 1/(\lambda N)$:

$$\nu'_\lambda = \frac{\nu}{\nu_{\text{so}}} = \nu \lambda N \quad (5.40)$$

et $a_\lambda(\varepsilon)$ le coefficient dépendant de λ et de la défocalisation axiale ε défini de la façon suivante :

$$a(\lambda, \varepsilon) = \frac{8\pi\Delta(\varepsilon)}{\lambda} \quad (5.41)$$

où $\Delta(\varepsilon_T)$ est l'écart normal dû à la défocalisation ε défini à l'équation 1.8, page 10, et que nous rappelons ici :

$$\Delta(\varepsilon) = -\varepsilon \frac{\beta^2}{2} \quad (5.42)$$

avec $\sin \beta = 1/(2N)$.

Sur la bande spectrale $[\lambda_{\min}; \lambda_{\max}]$, la FTO polychromatique a pour expression :

$$\text{FTO}_{\text{poly}}(\nu'_\lambda) = \frac{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} w(\lambda) \text{FTO}_\lambda(\nu'_\lambda) d\lambda}{\int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} w(\lambda) d\lambda} \quad (5.43)$$

où $w(\lambda)$ est la pondération spectrale associée à λ . On suppose que la pondération est uniforme sur la bande spectrale considérée :

$$\forall \lambda \in [\lambda_{\min}; \lambda_{\max}], w(\lambda) = 1 \quad (5.44)$$

La FTM polychromatique, qui correspond au module de la FTO polychromatique, est alors donnée par :

$$\text{FTM}_{\text{poly}} = \frac{1}{\lambda_{\max} - \lambda_{\min}} \left| \int_{\lambda_{\min}}^{\lambda_{\max}} \text{FTO}_{\lambda}(\nu'_{\lambda}) d\lambda \right| \quad (5.45)$$

La valeur de la FTM polychromatique à la fréquence de Nyquist en fonction de la défocalisation ε , par exemple la défocalisation thermique, est représentée à la figure 5.15 (courbe rouge). Comme attendu, elle chute avec ε , et présente des rebonds à partir de 90 cy/mm qui sont liés aux rebonds que présente la FTM elle-même selon la fréquence et dont les positions varient avec ε . La défocalisation thermique acceptable $[\varepsilon_T]_{\text{cible}}$ est telle que la FTM ne s'annule pas pour $0 \leq \varepsilon \leq [\varepsilon_T]_{\text{cible}}$. Nous prendrons également en compte le fait que la FTM, pondérée par la DSP de la scène observée, doit être supérieure au niveau de bruit pour en limiter l'amplification après déconvolution. On choisira :

$$[\varepsilon_T]_{\text{cible}} = 80 \mu\text{m} \quad (5.46)$$

La FTM à ν_{Nyq} pour $[\varepsilon_T]_{\text{cible}}$ vaut 0,06.

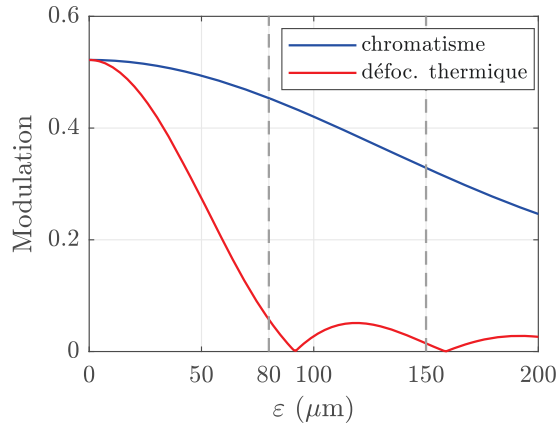


FIGURE 5.15 – Évolution théorique pour un système idéal ouvert à $f/1,35$ de la FTM polychromatique à la fréquence de Nyquist ν_{Nyq} en fonction de la défocalisation thermique (courbe rouge) et du chromatisme axial (courbe bleue).

Remarquons que la défocalisation thermique acceptable correspond à la distance entre le foyer à T_0 et le foyer à T avec $|T - T_0| = \Delta T$. Entre $T_0 - \Delta T$ et $T_0 + \Delta T$, la défocalisation admissible est alors :

$$[\varepsilon_T]_{\text{cible,tot}} = 2 \cdot [\varepsilon_T]_{\text{cible}} = 160 \mu\text{m} \quad (5.47)$$

5.4.2.2 Détermination du seuil de chromatisme axial

La défocalisation correspondant au chromatisme axial, *i.e.* la distance séparant les foyers associés aux longueurs d'onde extrêmes $\lambda_{\min} = 8 \mu\text{m}$ et $\lambda_{\max} = 12 \mu\text{m}$, a une influence légèrement différente sur la FTM qu'une défocalisation pure comme la défocalisation thermique. La dispersion modifie l'écart normal et donc la défocalisation avec λ [Greivenkamp 2014].

Ici, ε représente l'écart de chromatisme axial total du système, *i.e.* la distance entre le foyer $F_{\lambda_{\min}}$ pour la longueur d'onde λ_{\max} et le foyer $F_{\lambda_{\max}}$ pour la longueur d'onde λ_{\min} , en supposant que le chromatisme n'est pas replié. Lorsque ε augmente, les foyers aux différentes longueurs d'onde s'écartent les uns des autres, *i.e.* le chromatisme axial augmente.

On considère que le foyer de référence est à la longueur d'onde

$$\lambda_0 = \frac{\lambda_{\min} + \lambda_{\max}}{2} \quad (5.48)$$

On suppose que la défocalisation $\varepsilon_c(\lambda)$ liée au chromatisme axial exprimée à une longueur d'onde λ donnée varie de façon linéaire avec λ , et vaut 0 à λ_0 , $-\varepsilon/2$ à λ_{\min} et $+\varepsilon/2$ à λ_{\max} :

$$\varepsilon_c(\lambda) = \frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_{\max} - \lambda_{\min}} \cdot \varepsilon \quad (5.49)$$

L'écart normal en présence de chromatisme est :

$$\Delta_{C,\lambda}(\varepsilon) = -\varepsilon_c(T) \frac{\beta^2}{2} \quad (5.50)$$

La valeur de la FTM polychromatique à la fréquence de Nyquist en fonction de l'écart total ε de chromatisme axial est présentée à la figure 5.15 (courbe bleue). Comme nous l'avons dit plus haut, plus la défocalisation ε est élevée, plus les foyers aux différents longueurs d'onde sont éloignés les uns des autres, ce qui aura pour effet que, par exemple, au foyer $F(\lambda_{\max})$, la FTM monochromatique à λ_{\min} chutera de façon plus importante. La FTM polychromatique résultante sera donc plus basse.

L'objectif est de trouver une valeur $[\varepsilon_{CA}]_{\text{cible}}$ telle que la FTM polychromatique ne soit pas trop basse mais qui permette de compenser les dérives thermiques. Pour une valeur de défocalisation thermique ε_T donnée, la FTM polychromatique résultante est la moyenne pondérée des FTM monochromatiques subissant la défocalisation fixe ε_T et une défocalisation variable selon λ qui peut être de signe contraire et donc compenser ε_T . L'utilisation du chromatisme axial permet en ce sens d'augmenter la plage de défocalisation admissible du système. On choisit $[\varepsilon_{CA}]_{\text{cible}}$ proche de $[\varepsilon_T]_{\text{cible,tot}}$:

$$[\varepsilon_{CA}]_{\text{cible}} = 150 \mu\text{m} \quad (5.51)$$

5.4.3 Mise en place en lentille mince

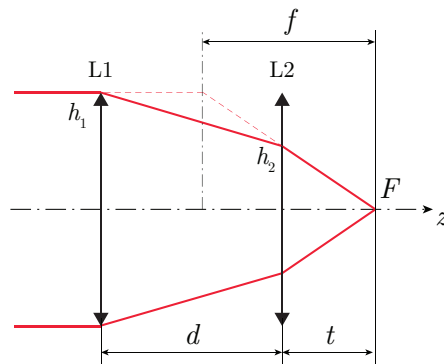
Avant d'initier la conception de la combinaison sous Code V, une étape intermédiaire consiste à élaborer un schéma optique préliminaire, en lentille mince, qui permet d'avoir un ordre de grandeur du nombre de lentilles, de l'encombrement et du tirage nécessaires afin que la combinaison puisse respecter les seuils $[\varepsilon_T]_{\text{cible}}$ et $[\varepsilon_{CA}]_{\text{cible}}$ estimés précédemment.

Le point de départ choisi pour cette optimisation est le doublet de courte focale, en germanium, qui a été obtenu en conception conjointe, dans la section 5.3. On a cherché l'équivalent de cette combinaison en lentilles minces, *i.e.* l'association de deux lentilles minces qui donnent des puissances optiques, un tirage et un encombrement similaires. L'équivalence en lentille mince de ce doublet donne un système dont la focale f , l'encombrement L , le tirage t et la distance entre les 2 lentilles d sont donnés dans le tableau 5.10. En lentille mince, on vérifie que $L = d + t$. Le doublet est schématisé à la figure 5.16.

La focale du système à concevoir est plus élevée d'un facteur $\times 4,15$. Le doublet équivalent à grande focale est obtenu par l'homothétie de ses paramètres f , L , t , et d du facteur $\times 4,15$. Ces nouvelles valeurs sont présentées dans le tableau 5.11 (colonne 1).

focale f	11,5 mm
encombrement L	19,2 mm
tirage t	6,2 mm
distance d entre L1 et L2	13 mm

TABLE 5.10 – Caractéristiques en lentille mince du doublet de courte focale.

FIGURE 5.16 – Schéma en lentilles minces d'un doublet de type *Petzval*.

	après homothétie	augmentation de L	diminution de t
encombrement L	80,1 mm	100 mm	100 mm
tirage t	25,9 mm	25,7 mm	10,0 mm
distance d entre L1 et L2	54,2 mm	73,8 mm	90 mm
ε_T	195 μm	182 μm	158 μm

TABLE 5.11 – Caractéristiques en lentille mince a) du doublet de courte focale et b) du doublet de grande focale obtenu par homothétie de a).

On suppose que le diaphragme d'ouverture est positionné sur L1. Le rayon de la pupille d'entrée est h_1 . La défocalisation thermique vaut, d'après l'équation 5.24, page 110, pour deux lentilles en Ge :

$$\varepsilon_T(\Delta T) = -f_0^2 \Delta T \left(\frac{1}{\eta_{\text{Ge}}} + \alpha_{\text{Al}} \right) \left[C_1 + \left(\frac{h_2}{h_1} \right)^2 C_2 \right] \quad (5.52)$$

D'après la figure 5.16, on montre que les puissances optiques des lentilles L1 et L2 notées C_1 et C_2 sont :

$$C_1 = \left(1 - \frac{t}{f} \right) \frac{1}{d} \quad (5.53)$$

$$C_2 = \frac{d - f + t}{td} \quad (5.54)$$

La défocalisation thermique devient alors :

$$\varepsilon_T(\Delta T) = -\Delta T \left(\frac{1}{\eta_{\text{Ge}}} + \alpha_{\text{Al}} \right) \left[\frac{(f - t)^2}{d} + t \right] \quad (5.55)$$

La valeur de ε_T pour $\Delta T = 40^\circ\text{C}$ est égale à 195 μm (cf. tableau 5.11).

L'équation 5.55 montre qu'une première méthode pour diminuer la valeur de ε_T est d'augmenter d et donc l'encombrement L dans la limite des spécifications indiquées dans le tableau 5.9. En faisant cela, ε_T est réduit de 13 μm (cf. tableau 5.11, colonne 2). Une seconde méthode, en sus de la première, consiste de réduire t , d'après l'équation 5.55, ce qui permet de réduire la défocalisation à 158 μm . Néanmoins, la réduction n'est pas suffisante et reste supérieure à $[\varepsilon_T]_{\text{cible}}$.

Il est alors nécessaire d'introduire une troisième lentille. La lentille L1 est dédoublée en deux lentilles L1 et L2, où L2 est en IRG 25. Dans ce cas, la défocalisation thermique vaut $\varepsilon_T = 83 \mu\text{m}$ qui est de l'ordre de la valeur de défocalisation acceptable. Cette configuration à trois lentilles est donc satisfaisante du point de vue de la défocalisation thermique et l'optimisation sous Code V partira d'un tel point de départ. La contrainte sur l'écart de foyers dû au chromatisme axial sera imposée directement dans l'optimisation sous Code V.

5.4.4 Déroulement de l'optimisation conjointe

Pour l'optimisation sous Code V, le point de départ est calculé à partir du doublet à courte focale, dont les différents paramètres sont modifiés par homothétie. On dédouble la lentille de tête en une lentille frontale en Ge et une lentille L2 en IRG 25.

L'optimisation est effectuée en multi-configurations, pour trois valeurs de température et trois longueurs d'onde, soit 5 configurations au total présentées dans le tableau 5.12. Les paramètres (rayons de courbure, épaisseurs de verre, écarts entre-verres, coefficients asphériques) de la configuration Z1 varient librement. Dans les autres configurations, les paramètres varient en fonction de ceux de Z1 et sont liés entre eux par les relations explicitées dans les sections précédentes.

Contrairement à l'optimisation de l'objectif à courte focale, le tirage est laissé libre pour chaque configuration. On peut donc avoir des valeurs de t différentes entre deux températures ou deux longueurs d'onde. Ceci permet, lors de cette phase d'optimisation, d'obtenir une certaine quantité de chromatisme axial ε_{CA} et une certaine valeur de défocalisation thermique ε_T . L'écart $\varepsilon_{T_{\min}}$ en valeur absolue, correspondant à la variation $-\Delta T = -40^\circ\text{C}$, est estimé suivant l'axe optique par la différence de tirage entre le zoom Z1 correspondant à T_0 et le zoom Z2 correspondant à $T_{\min} = -40^\circ\text{C}$:

$$\varepsilon_{T_{\min}} = |t(\lambda_0, T_{\min}) - t(\lambda_0, T_0)| \quad (5.56)$$

configuration Zk	λ	T
Z1	10 μm	0 °C
Z2	10 μm	-40 °C
Z2	10 μm	+40 °C
Z2	8 μm	0 °C
Z2	12 μm	0 °C

TABLE 5.12 – Configurations Code V pour l'optimisation des combinaisons infrarouges longue focale.

De même, pour une variation de température $\Delta T = 40$ °C, la défocalisation thermique $\varepsilon_{T_{\max}}$ est :

$$\varepsilon_{T_{\max}} = |t(\lambda_0, T_{\max}) - t(\lambda_0, T_0)| \quad (5.57)$$

Le chromatisme axial ε_{CA} correspond à l'écart à la température T_0 de tirage entre le zoom Z4 correspondant à $\lambda_{\min} = 8$ μm et le zoom Z5 correspondant à $\lambda_{\max} = 12$ μm :

$$\varepsilon_{CA} = |t(\lambda_{\min}, T_0) - t(\lambda_{\max}, T_0)| \quad (5.58)$$

Les écarts de tirage en fonction de la température et de la longueur d'onde sont contrôlés par l'ajout de termes quadratiques au critère d'optimisation tels que :

$$[\Delta t]_1 = \varepsilon_{T_{\min}} - [\varepsilon_T]_{\text{cible}} \quad (5.59)$$

$$[\Delta t]_2 = \varepsilon_{T_{\max}} - [\varepsilon_T]_{\text{cible}} \quad (5.60)$$

$$[\Delta t]_3 = \varepsilon_{CA} - [\varepsilon_{CA}]_{\text{cible}} \quad (5.61)$$

Les trois termes sont pondérés par le poids $w = 0,5$. Contrairement aux optimisations précédentes suivant J_o , définies dans la section 4.1.3.1, pages 77 et suivantes, et utilisées dans les sections 4.3 et 5.3, les FTM monochromatiques, sur axe et dans le champ, à chaque configuration, doivent être les plus proches possibles de la FTM d'un système limité par la diffraction.

Au cours de l'optimisation, le chromatisme latéral, qui est l'écart entre la position des images pour deux longueurs d'onde différente dans le plan du détecteur (cf. chapitre 1), est également contrôlé en bord de champ, *i.e.* pour le champ F5, car c'est pour ce champ que le chromatisme latéral est le plus important. On définit l'écart lié au chromatisme latéral ε_{CL} comme l'écart en module, à T_0 , entre les deux points d'impact dans le plan image des rayons principaux à 8 μm et 12 μm au champ maximal F5. La valeur cible est de 5 μm .

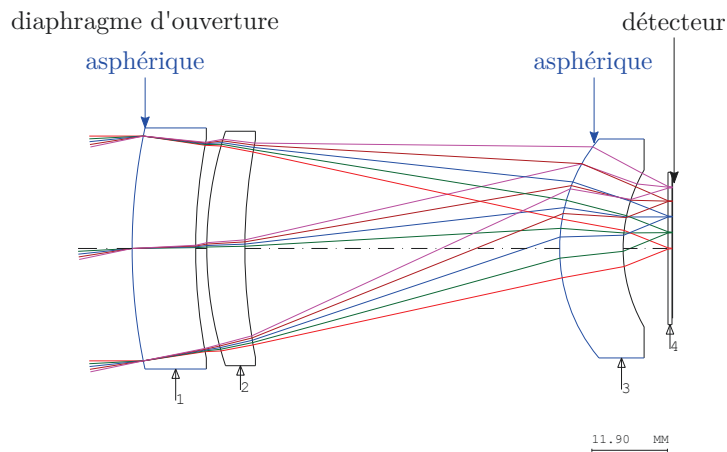
Enfin, la puissance de la lentille L2 est forcée à être positive, par inégalité stricte, pour limiter le diamètre d'ouverture de la lentille L3.

5.4.5 Combinaisons optiques obtenues par conception conjointe : S1 et S2

Deux solutions d'architecture différente ont été obtenues. On les note S1 et S2. La première combinaison S1, présentée à la figure 5.17.a, est telle que son diaphragme d'ouverture est positionné sur la lentille frontale, en L1R1. La lentille L2 en IRG 25 est placée le plus près possible de la pupille pour limiter son diamètre d'ouverture. La combinaison comporte deux surfaces asphériques d'ordre 10 placées dans le diaphragme d'ouverture L1R1 et dans le diaphragme de champ L3R1.

Les caractéristiques de la solution S1 sont présentées dans le tableau 5.13 (colonne 1). L'encombrement obtenu est plus petit que la valeur visée par le calcul en lentille mince. La combinaison présente une défocalisation thermique et du chromatisme axial et latéral

(a) Solution optique S1 :



(b) Solution optique S2 :

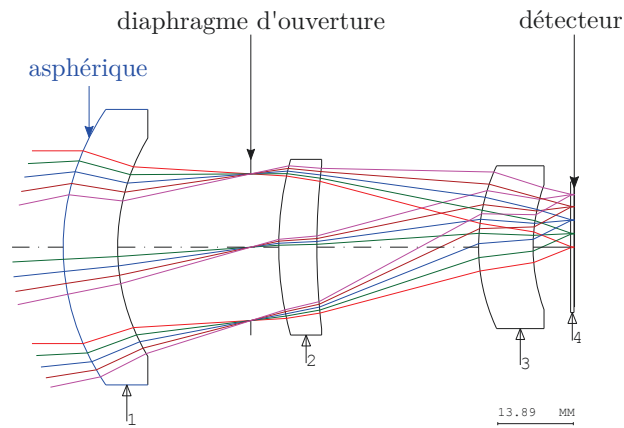


FIGURE 5.17 – Schémas optiques des deux solutions infrarouges (a) S1 et (b) S2 à longue focale, obtenues par optimisation conjointe selon le critère J_o .

conformes aux valeurs cibles. La FTM polychromatique résultante sera une combinaison des FTM monochromatique aux différentes longueurs d'ondes et températures considérées dans l'optimisation. Aussi, si on diminue la valeur de $[\varepsilon_{CA}]_{\text{cible}}$, la FTM polychromatique sera plus élevée mais moins tolérante aux variations de température.

	Solution optique S1	Solution optique S2
Encombrement L (mm)	85	94
Tirage t (mm)	7,1	6,9
Diamètre ϕ_{L2} (mm)	34,4	29,9
Focale de L1 f_{L1} (mm)	385	278
Focale de L2 f_{L2} (mm)	98	68
Focale de L3 f_{L3} (mm)	48	70
Distorsion	-2,6 %	-2,1 %
Défocalisation thermique ε_T (μm)	80	84
Chromatisme axial ε_{CA} (μm)	153	130
Chromatisme longitudinal ε_{CL} (μm)	8	8

TABLE 5.13 – Caractéristiques des solutions S1 et S2 à longue focale obtenues par conception conjointe.

Une seconde combinaison a été optimisée en prenant comme seuil $[\varepsilon_{CA}]_{\text{cible}} = 130 \mu\text{m}$. Il s'agit de la combinaison S2 présentée à la figure 5.17.b et dont les caractéristiques figurent dans le tableau 5.13, colonne 2. Le diaphragme d'ouverture a été déplacé entre L1 et L2. La lentille L2 est proche du diaphragme d'ouverture pour limiter son diamètre. Comme le diaphragme d'ouverture est situé après la lentille L1 convergente, le diamètre d'ouverture ϕ_{L1R1} de cette dernière sera plus élevée qu'auparavant. Néanmoins, comme le Ge est un matériau dense et cher, la lentille ne doit pas être trop grande de façon à limiter son coût et à déplacer le centre de gravité de la combinaison vers l'avant. Pour cela, la valeur de ϕ_{L1R1} a été limitée, lors de l'optimisation, en introduisant la contrainte pondérée suivante calculée pour le zoom Z1 :

$$[\Delta\phi_{L1R1}] = \phi_{L1R1}(\lambda_0, T_0) - [\phi_{L1R1}]_{\text{cible}} \quad (5.62)$$

avec $[\phi_{L1R1}]_{\text{cible}} = 47 \text{ mm}$. Le poids associé est $w_{\phi_{L1R1}} = 0.05$. On constate que cette combinaison présente un encombrement plus élevé que S1 (cf. tableau 5.13) sans dépasser pour autant les 100 mm prévus par le calcul en lentilles minces. Le diamètre de L2 est réduit par rapport à celui de la combinaison S1. S2 présente également une distorsion en barillet légèrement plus faible. Les écarts de chromatisme axial et latéral sont conformes aux valeurs cibles. La défocalisation thermique est légèrement supérieure à $80 \mu\text{m}$ mais reste toutefois acceptable.

Ces deux combinaisons constituent donc des solutions satisfaisantes à notre problème d'optimisation.

5.4.6 Performances de S1 et S2

Les FTM polychromatiques des deux combinaisons S1 et S2 sont présentées à la figure 5.18 pour un spectre uniforme sur $[8 \mu\text{m}; 12 \mu\text{m}]$. On constate que pour les deux combinaisons, les FTM sont quasi-invariantes selon le champ, d'une température à l'autre. Pour la solution S1, les variations extrêmes de modulation entre les différents champ est de l'ordre de 0,1. L'athermalisation est réalisée : les FTM sont quasi-invariantes d'une température à l'autre. On remarque que les courbes aux températures extrêmes sont légèrement inférieures, à basses fréquences, à la courbe pour $T_0 = 0^\circ\text{C}$. Dans le cas de la solution S2, les courbes sont très proches d'un champ à l'autre – l'écart entre les champs vaut 0.05 – et d'une température à

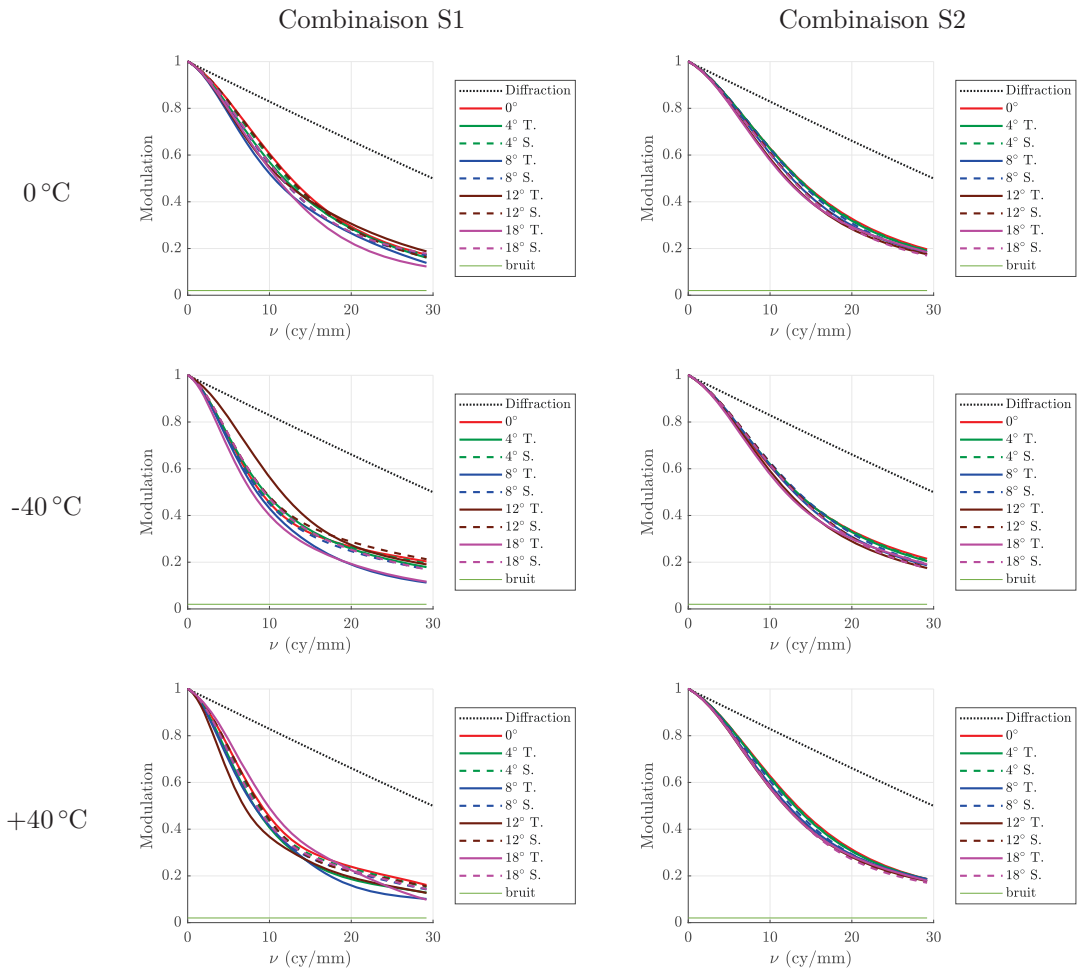


FIGURE 5.18 – FTM optiques des combinaisons S1 (colonne 1) et S2 (colonne 2) obtenues par conception conjointe.

l'autre. Pour les deux solutions la valeur des FTM à ν_{Nyq} sont de l'ordre de 0,2 et sont suffisamment supérieures au niveau de bruit pour limiter son amplification après déconvolution.

Les FTM des deux solutions après déconvolution sont présentées à la figure 5.19 sur une bande spectrale uniforme. Les FTM de la solution S2 restent quasi-invariantes selon le champ et la température, contrairement à celles de la solution S1. En cela, la solution S2 semble préférable.

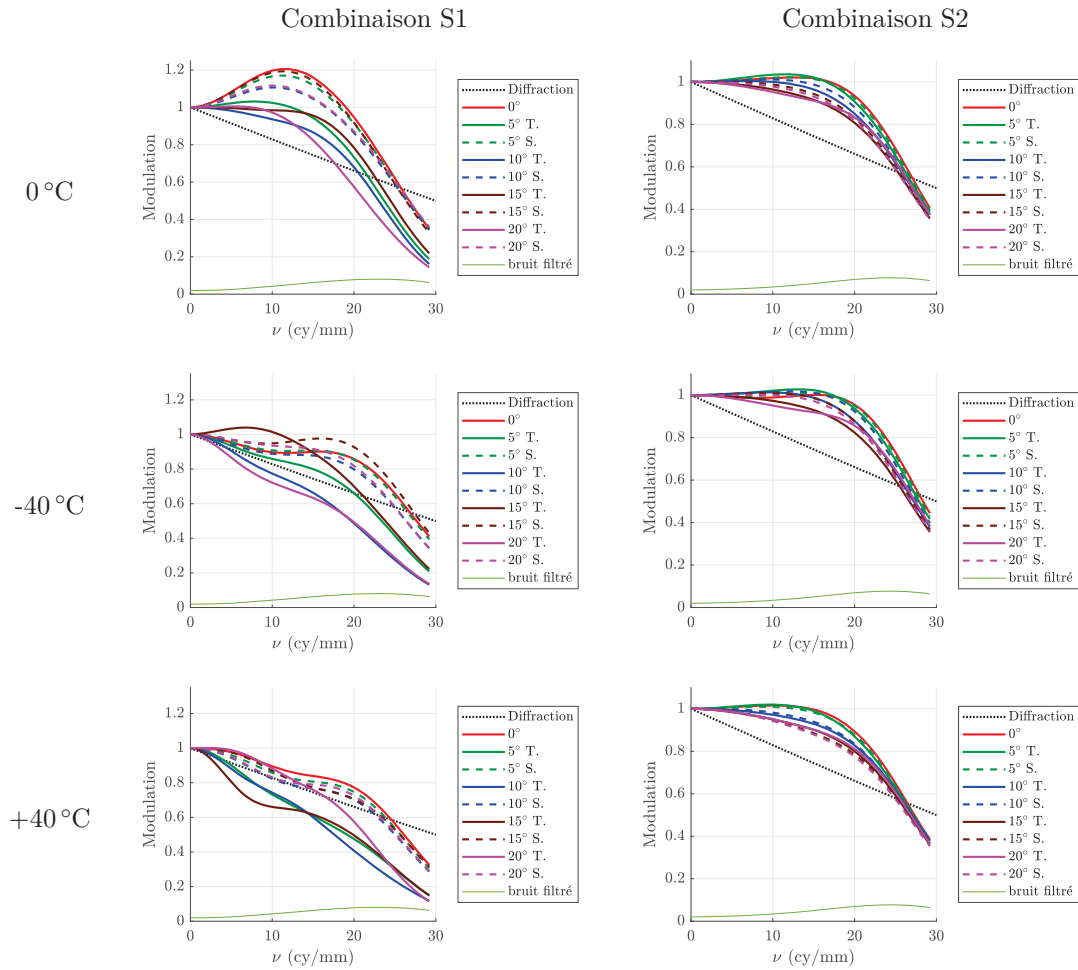


FIGURE 5.19 – FTM sur une bande spectrale uniforme après filtrage détecteur et déconvolution.

Dans le cas monochromatique néanmoins, pour certaines longueurs d'onde proches des extrêmes $8\ \mu\text{m}$ ou $12\ \mu\text{m}$, on peut s'attendre à de faibles valeurs de FTM.

Les images après déconvolution et les QI associées pour les deux systèmes S1 et S2 sont données en figure 5.20, pour le champ F1 sur l'axe, et en figure 5.21, pour le champ maximal F5. Chaque système donne des images de qualité quasi identique en fonction de T , sur l'axe d'une part et dans le champ maximal d'autre part. De plus, le système S2 conserve une bonne QI autour de 21 dB sur quel que soit le champ, contrairement au système S1 pour lequel la QI perd 6 dB dans le champ F5.

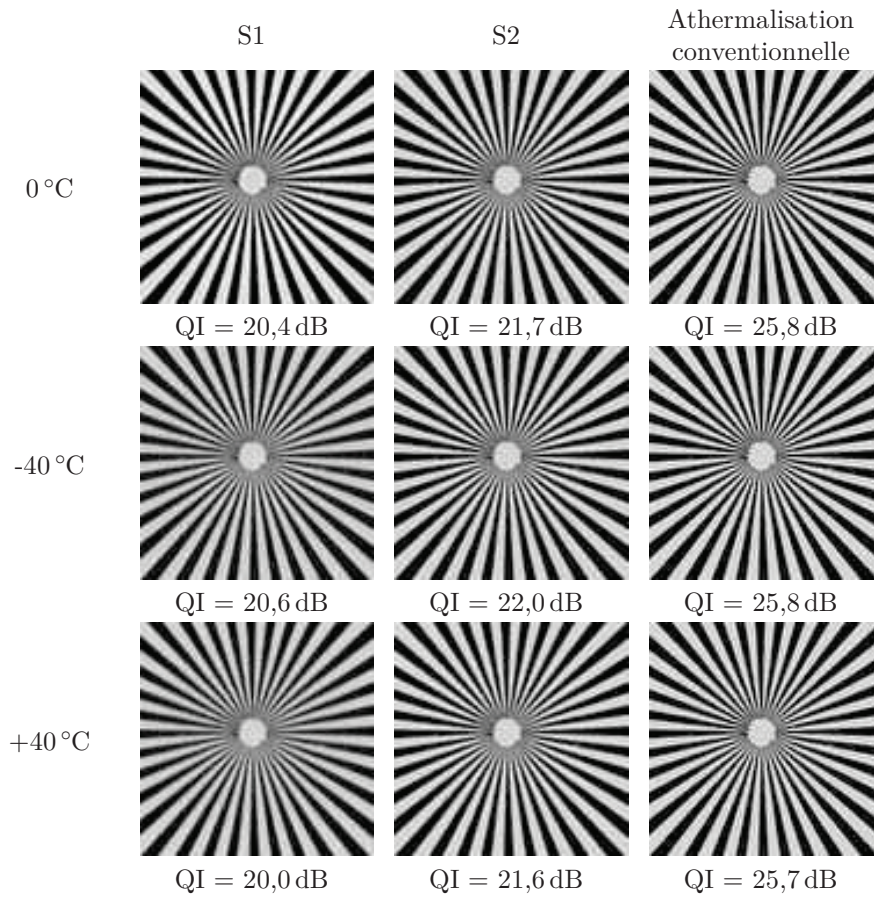


FIGURE 5.20 – Détail (centre) de l'image de la mire de Siemens selon la température T , au champ F1, vu par le système S1(colonne 1), S2 (colonne 2), et par le système athermalisé de façon conventionnelle (colonne 3). Pour tous les systèmes et toutes les températures, les images sont affichées après déconvolution.

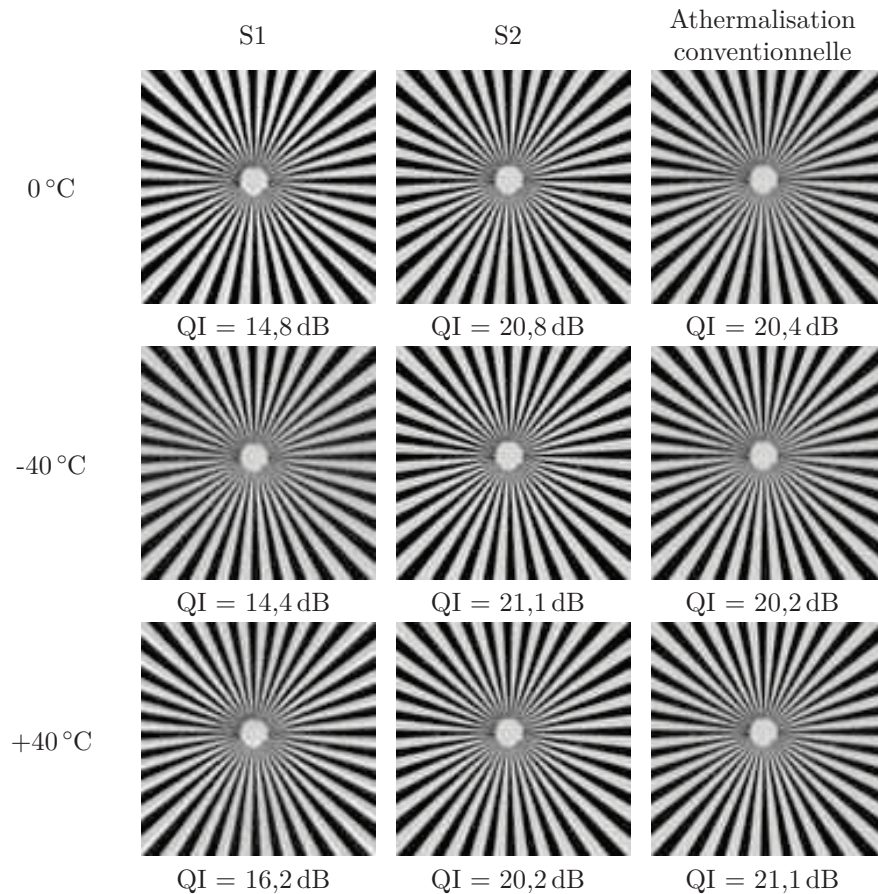


FIGURE 5.21 – Détail (centre) de l'image de la mire de Siemens selon la température T , au champ F5, vu par le système S1(colonne 1), S2 (colonne 2), et par le système athermalisé de façon conventionnelle (colonne 3). Pour tous les systèmes et toutes les températures, les images sont affichées après déconvolution.

5.4.7 Optimisation conventionnelle

La combinaison conventionnelle athermalisée de manière optique passive a été optimisée, en parallèle des travaux de la thèse, par un concepteur opticien de Thales Angénieux. La conception a été faite à partir de la combinaison S1. L'optimisation a été effectuée selon le critère basé sur la taille RMS du Spot Diagram.

Son schéma est présenté à la figure 5.22. La combinaison comporte trois lentilles : L1 divergente en Ge, L2 convergente en IRG 25 et L3 convergente en Ge. Le diaphragme d'ouverture est positionné sur la lentille frontale en L1R1. La combinaison comprend trois surfaces asphériques positionnées en pupille L1R1 et sur la lentille de champ en L3R1 et L3R2.

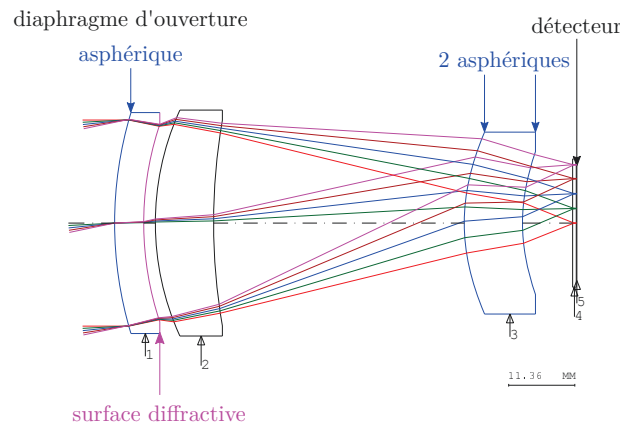


FIGURE 5.22 – Schéma de la combinaison à grande focale conçue de manière classique avec athermalisation optique passive.

Afin de corriger le chromatisme, une surface diffractive est ajoutée à la combinaison. Elle doit être placée à proximité ou sur la lentille L2 qui induisant le plus de chromatisme. Pour des contraintes de réalisation, la surface diffractive est déplacée sur une lentille en germanium, sur la surface L1R2 qui est la plus proche de la lentille L2. Il s'agit d'un réseau blazé d'ordre $m = 1$ calculé à la longueur d'onde de référence $\lambda_0 = 10 \mu\text{m}$. Son profil de phase est asphérique et décrit par l'équation 5.29, page 120. Après optimisation, la surface diffractive comporte 8 anneaux.

Les caractéristiques de la combinaison sont données dans le tableau 5.14. L'encombrement total vaut 79 mm et est légèrement inférieur à celui des solutions S1 et S2 (cf. tableau 5.13). Comme attendu, la surface diffractive permet d'annuler le chromatisme axial. La méthode permet de réduire la défocalisation thermique à $15 \mu\text{m}$. Comme S1 et S2, la combinaison comporte un résidu de chromatisme latéral de $8 \mu\text{m}$.

Les FTM optiques de la combinaison sont présentées à la figure 5.23, colonne 1. L'utilisation de la lentille diffractive fait chuter les FTM aux fréquences spatiales non nulles d'un facteur égale à l'efficacité de diffraction du réseau, que l'on suppose égale à celle obtenue à la section 5.3.3.4. Les FTM après filtrage détecteur et déconvolution sont présentées en colonne 2. On constate que pour un champ donné, les FTM sont quasi-invariantes d'une température à l'autre. Pour les champs faibles et moyens, jusqu'à 12° , les FTM sont proches de la FTM d'un système en limite de diffraction. On remarque que cette combinaison présente de l'astigmatisme, notamment visible dans le champ où les FTM tangentielles et sagittales sont différentes. Après déconvolution avec le filtre de Wiener moyen calculé à partir des FTM de

Encombrement L (mm)	79
Tirage t (mm)	6,5
Diamètre ϕ_{L2} (mm)	36,2
Focale de L1 f_{L1} (mm)	-160
Focale de L2 f_{L2} (mm)	48
Focale de L3 f_{L3} (mm)	60
Distorsion	+1,7%
Défocalisation thermique ε_T (μm)	15
Chromatisme axial ε_{CA} (μm)	0
Chromatisme longitudinal ε_{CL} (μm)	8

TABLE 5.14 – Caractéristiques de la solution conventionnelle à longue focale, athermalisée de manière optique passive.

cette combinaison, cet écart est accentué. Comme le filtre de déconvolution moyenne l'ensemble des courbes et notamment la FTM dans le champ F5 qui est plus basse que les autres, la restauration de la FTM au champ F5 est moins efficace. Remarquons que, à haute fréquence, les FTM sur axe et aux champs moyens après déconvolution sont supérieures aux FTM après déconvolution de la combinaison S2. Cela vient du fait qu'elles étaient déjà supérieures aux FTM de S2 avant déconvolution. Grâce à cela, l'amplification du bruit par la déconvolution est plus faible à moyenne fréquence pour le système conventionnel que pour le système S2. Aux hautes fréquences, l'amplification du bruit est équivalente pour les deux systèmes.

Les images simulées, données par ce système, sont présentées aux figures 5.20, sur l'axe, et 5.21, dans le champ maximal (colonnes 3). On remarque la supériorité de la QI sur l'axe pour ce système par rapport aux systèmes S1 et S2 obtenus par conception conjointe. À l'œil, les images sur l'axe apparaissent légèrement plus contrastées que pour les deux autres systèmes. Dans le champ maximal, la QI du système conventionnel décroît et devient similaire à celle du système S2.

5.4.8 Conclusion

Nous avons montré par une autre stratégie d'optimisation conjointe que l'athermalisation était possible par cette méthode pour une combinaison à grande focale. En conception conventionnelle, la solution doit présenter 3 asphériques et une surface diffractive pour être corrigé des dérives thermiques et du chromatisme. En conception conjointe, en relâchant les dérives thermiques et le chromatisme de façon contrôlée, la meilleure combinaison obtenue (S2) ne présente qu'un asphérique en tête. Par ailleurs, après déconvolution, les performances de S2 dans le champ sont quasi-invariantes, contrairement à la combinaison conventionnelle où le champ F5 est plus faible que les autres – néanmoins, les performances du système conventionnel demeurent similaires voire supérieures en terme de qualité image par rapport à S2. Nous avons donc obtenu avec l'optimisation conjointe une combinaison athermalisée, simplifiée et de performances similaires à la conception conventionnelle.

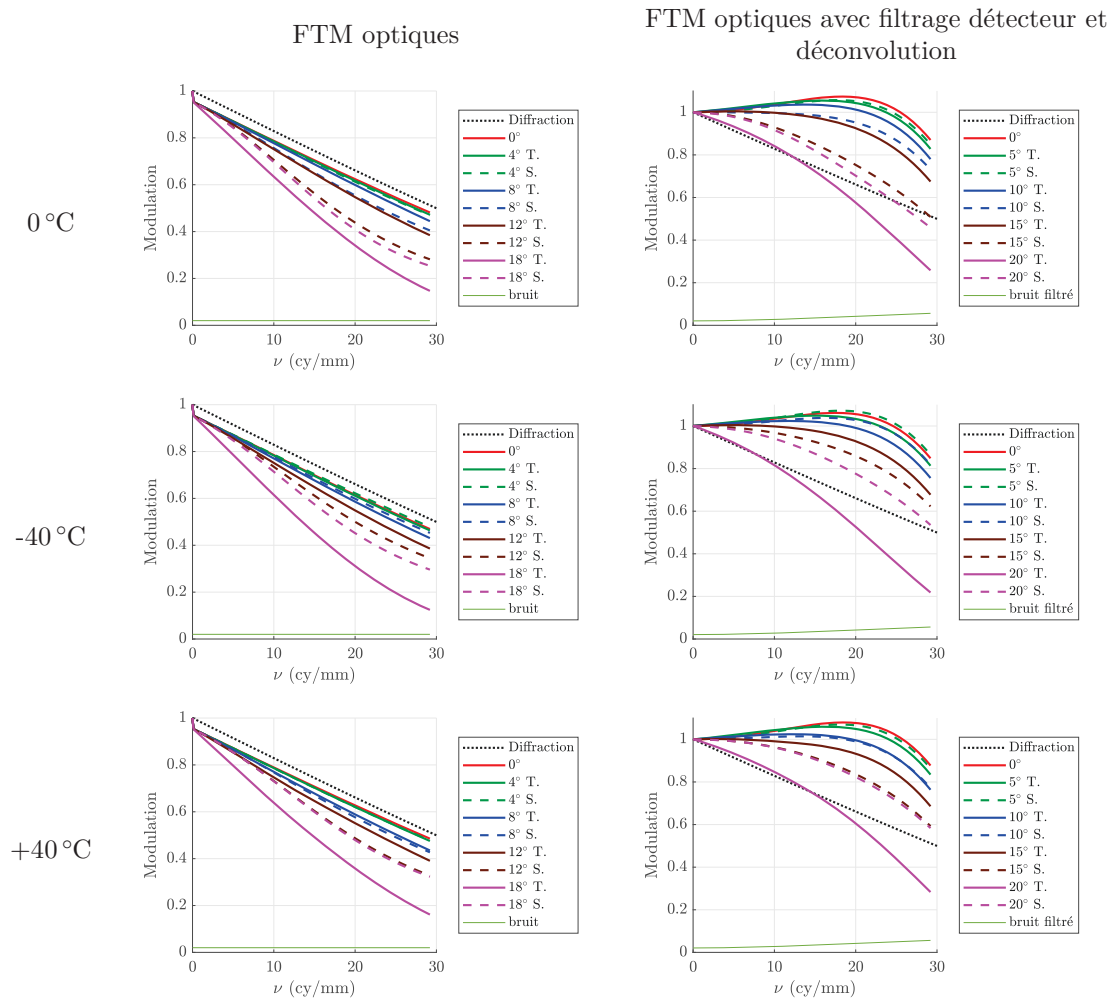


FIGURE 5.23 – FTM de la combinaison athermalisée de façon conventionnelle (optique passive).

5.5 Conclusion

La méthode de conception conjointe basée sur le critère approché a été appliquée à la conception d'objectifs infrarouges athermalisés dans la bande LWIR, de courte et longue focale. Une démarche d'optimisation complète, de la prédiction du comportement en lentille mince à l'optimisation sous Code V de différentes architectures optiques, a été menée. En parallèle, nous avons calculé des combinaisons athermalisées de façon optique passive conventionnelle.

Les combinaisons obtenues par conception conjointe sont plus simples que les solutions conventionnelles car elles ne nécessitent pas de surfaces diffractives et font intervenir moins de surfaces asphériques, ce qui en facilite la fabrication et le test. Elles présentent de plus une profondeur de champ augmentée ainsi que des performances quasi homogènes dans le champ. Enfin, la prise en compte simultanée du chromatisme et de la défocalisation thermique dans l'optimisation permet à ces deux aberrations de se compenser, ce qui ajoute un degré de liberté supplémentaire dans la simplification du système.

Ces exemples illustrent bien l'intérêt de la démarche que nous avons introduite. L'introduction de critères de conception conjointe originaux à l'intérieur du logiciel Code V permet de donner accès à des combinaisons optiques plus simples et plus efficaces tout en permettant au concepteur opticien de conserver des démarches d'optimisation et un environnement de travail qui lui sont familiers.

Conclusion générale et perspectives

Conclusion

Grâce aux progrès récents en électronique et traitement numérique, les systèmes d'imagerie actuels comportent des algorithmes de traitement d'images puissants et complexes qui permettent d'améliorer la qualité des images fournies par l'optique. Il apparaît que la prise en compte simultanée de l'optique et du traitement dès la phase de conception permet d'aboutir à des performances supérieures. Cette démarche porte le nom de conception conjointe.

Dans cette thèse, j'ai mis en œuvre cette approche pour améliorer et simplifier des systèmes d'imagerie qui couplent une combinaison optique et un traitement de déconvolution afin de fournir la meilleure qualité d'image possible. Comme la conception d'une combinaison optique est autant une science qu'un art, mon objectif a été de proposer des méthodes de conception conjointe qui s'intègrent le plus harmonieusement possible à l'environnement de travail du concepteur opticien, et donc au logiciel de conception optique qu'il utilise. Cet objectif a été poursuivi de manière graduée, en augmentant de manière progressive la complexité des combinaisons optiques optimisées.

La première étude a consisté à optimiser un masque de phase pour l'extension de profondeur de champ d'une caméra compacte visible à forte ouverture ($f/1,2$) dont la combinaison optique avait été, au préalable, optimisée de manière conventionnelle. Les paramètres de la fonction de phase du masque et la distance de mise au point constituaient les variables du problème d'optimisation. Ces paramètres étant peu nombreux et n'étant pas soumis à des contraintes spécifiques, la boucle d'optimisation a été implémentée par le logiciel de calcul numérique MATLAB. Cependant, comme la combinaison optique présentait des aberrations qui devaient être prises en compte dans l'optimisation, j'ai utilisé le logiciel de conception optique Code V afin de simuler précisément, par tracé de rayons, la réponse de l'optique avec le masque de phase, et ainsi calculer le critère de conception conjointe à chaque itération de la boucle d'optimisation. Préalablement à ma thèse, un masque de phase avait déjà été optimisé en adoptant cette démarche, sur l'axe et sous illumination monochromatique, puis avait été fabriqué. J'ai tout d'abord vérifié, par simulation, la robustesse de ce masque à des conditions d'emploi réelles, *i.e.* en champ non-nul et en illumination polychromatique. Des mesures expérimentales précises de la fonction de transfert de modulation (FTM) du système avec et sans déconvolution m'ont permis ensuite de démontrer une augmentation de profondeur de champ effective d'un facteur $\times 2,5$. De plus, l'algorithme de déconvolution a été implémenté en temps réel sur une carte FPGA. La faible consommation électrique mesurée ainsi que la conservation de la compacité du système par l'ajout simple d'un masque de phase permettent de valider l'usage de cette technique pour la conception des systèmes embarqués.

Dans cette première étude, seuls les paramètres du masque de phase étaient optimisés, la combinaison optique restant figée. L'objectif suivant a été d'optimiser l'ensemble des paramètres d'un système optique. Comme la conception optique est un problème complexe nécessitant des contraintes spécifiques, j'ai choisi d'utiliser l'algorithme d'optimisation du lo-

giciel Code V qui prend en compte ces contraintes de manière native. J'ai alors proposé un critère d'optimisation conjointe alternatif au critère de qualité image utilisé antérieurement, qui présente l'intérêt de pouvoir être implémenté de manière efficace dans Code V, et *a priori* dans tout autre logiciel de conception optique. Ce critère fait usage d'une des fonctions de mérite classiques de Code V, à savoir le diamètre RMS du spot diagram, à laquelle des termes quadratiques ont été ajoutés de sorte à rendre les FTM quasi invariantes selon un paramètre donné (défocalisation, champ, température) et suffisamment supérieures au niveau de bruit pour en limiter l'amplification après déconvolution. Ce critère est basé sur la réponse de l'optique et prend en compte de manière implicite l'effet d'un filtre de déconvolution unique. Il présente l'avantage de rendre facilement accessible la conception conjointe en respectant les usages, les méthodes et les outils usuels du concepteur opticien.

Ce nouveau critère a tout d'abord été validé en l'appliquant à l'optimisation d'un masque d'extension de profondeur de champ à combinaison optique fixée. J'ai montré que les résultats obtenus sont similaires à ceux fournis par le critère de qualité de l'image déconvoluée utilisé précédemment. Il a ensuite été appliqué à l'amélioration d'une combinaison optique proche infrarouge à très forte ouverture ($f/0,75$) qui avait été préalablement optimisée de manière classique. Grâce à la conception conjointe, la qualité de l'image a été homogénéisée dans le champ et la masse de l'optique a été réduite de façon significative en modifiant les épaisseurs des lentilles et en relâchant les contraintes de forme sur les dioptries.

J'ai ensuite utilisé cette méthode pour concevoir des combinaisons optiques n'ayant pas de contreparties classiques. J'ai considéré la problématique de la conception d'objectifs infrarouges athermalisés dans la bande 8-12 μm en mettant en œuvre deux approches différentes. D'une part, une combinaison optique simple de courte focale a été optimisée conjointement, avec et sans masque binaire gravé sur une surface, en rendant les performances d'imagerie quasi invariantes en fonction de la température. D'autre part, une combinaison de longue focale a été optimisée en exploitant le chromatisme axial qui permet de compenser la défocalisation induite par la température et ajoute ainsi un degré de liberté supplémentaire dans la simplification du système. Il est à noter qu'en faisant cela, j'ai utilisé une démarche classique en conception optique (la compensation d'une aberration par une autre) au service de la conception conjointe, en tenant compte du traitement numérique. Cela a été rendu possible par l'intégration d'un critère de co-conception au sein même du logiciel de conception optique. Dans les deux approches, les combinaisons obtenues par conception conjointe sont plus simples que les schémas optiques athermalisés de façon classiques, en ce que leurs surfaces sont plus simples à réaliser et à tester.

Perspectives

Les travaux menés pendant cette thèse ont permis de démontrer que l'utilisation simultanée d'un critère conception conjointe et d'un logiciel de conception optique permet d'améliorer l'optimisation de combinaisons optique de complexités variables. Le premier des systèmes conçus, reposant sur un objectif de forte ouverture et un masque d'extension de la profondeur de champ, a été réalisé de bout en bout, en allant jusqu'à l'implémentation temps réel du traitement, et a permis de valider expérimentalement l'efficacité de la démarche. Dans le cas des combinaisons optiques plus complexes, l'intégration du critère de co-conception au sein même du logiciel de calcul optique a permis d'obtenir des systèmes optiques plus simples en admettant certains défauts qui sont compensés par le traitement de déconvolution. Ces résultats ouvrent de nombreuses perspectives en termes de conception optique, de traitement d'images et de conception de systèmes d'imagerie dotés de nouvelles fonctionnalités.

Conception de combinaisons optiques

Sur le plan de la conception optique, le développement le plus immédiat est l'analyse fine des aberrations présentes dans un système conçu conjointement. Il sera très intéressant de déterminer les types d'aberrations et leurs quantités qui apparaissent avec la conception conjointe pour un ensemble focale, ouverture et champ maximal donné. On peut espérer dégager de cette analyse des « règles » sur la configuration optique à choisir, le type de surfaces à utiliser et leur position dans la combinaison.

D'autre part, dans les travaux que j'ai menés, les améliorations induites par la conception conjointe ont été principalement portées sur la simplification des surfaces optiques, à savoir l'utilisation de surfaces sphériques ou asphériques qui soient facilement réalisables et mesurables. Une perspective intéressante est d'évaluer la capacité de la conception conjointe à réduire le nombre de lentilles d'une combinaison. Pour cela, on peut envisager d'introduire des surfaces plus complexes, comme la combinaison linéaire de polynômes de Zernike ou d'autres optiques free-form [Kubala *et al.* 2003].

Enfin, un point majeur dans la conception des systèmes optiques qui a été peu traité dans cette thèse est le tolérancement des combinaisons obtenues. Il est essentiel de considérer ce point dans le processus global de la conception conjointe d'un système en vue de sa fabrication. Cette étape s'effectue généralement conjointement avec le concepteur mécanicien et nécessite la connaissance des méthodes de fabrication et de montage des optiques qui seront mises en jeu. On peut espérer que la conception conjointe puisse permettre dans certains cas de relâcher des contraintes mécaniques de positionnement des éléments optiques ce qui pourrait avoir un grand impact sur le coût de réalisation de certains systèmes.

Algorithmes de traitement d'images

Mes travaux se sont concentrés sur l'optimisation de la combinaison optique en supposant que la déconvolution est effectuée par un filtre de Wiener « moyen » unique quelle que soit la valeur de défocalisation, de champ ou de température. Pour relaxer cette contrainte, on peut envisager des traitements adaptatifs qui seraient utilisés notamment pour les systèmes dont les paramètres géométriques varient, comme les zooms, ou lorsque les propriétés spectrales de la scène sont connues comme par exemple pour l'observation de points lasers de faible largeur spectrale. Une autre perspective intéressante est d'utiliser des algorithmes de déconvolution plus élaborés prenant en compte des connaissances a priori sur la nature de l'image ou les variations de la PSF dans le champ. Dans ces études, un aspect important restera le compromis entre amélioration de la qualité de l'image et l'augmentation de la complexité du traitement et surtout de l'optimisation du système global. Dans d'autres cas, il sera au contraire intéressant de réduire encore la complexité des algorithmes, en optimisant par exemple la taille et la forme du noyau de déconvolution implémenté sur la carte FPGA [Robinson et Stork 2006]. L'optimum optique pourrait alors ne pas être le même.

D'autre part, le modèle de bruit utilisé dans ces travaux est additif gaussien, ce qui est peu représentatif du bruit réel dans certains cas. Il sera intéressant de considérer des modèles de bruit plus proches des phénomènes observés, et d'adapter le critère de qualité image et les algorithmes de traitement en conséquence.

Enfin, une autre perspective intéressante est de considérer des applications d'imagerie où la qualité de l'image telle que nous l'avons définie n'est pas le critère le plus pertinent. Par exemple, on pourra utiliser des critères plus représentatifs de la perception visuelle lorsque l'image est destinée à être vue par l'œil humain. Il existe également des domaines d'applications où des critères de détection, identification et reconnaissance, qui spécifient notamment des valeurs de FTM à atteindre à certaines fréquences spatiales, sont plus adaptés.

Extension à des imageurs dotés de nouvelles fonctionnalités

Le domaine de l'imagerie computationnelle, ou *computational imaging*, est en plein essor. Il consiste à concevoir des systèmes d'imagerie dotés de capacités augmentées, comme la vision 3D ou plénoptique, en faisant coopérer l'optique et le traitement des données. Dans les nombreux concepts d'imageurs de ce type qui sont proposés pour le multi-média, la télédétection ou l'imagerie biomédicale, l'implémentation de traitements sophistiqués est en général privilégiée par rapport à l'optimisation de l'optique. Je pense qu'il y aurait intérêt dans ce domaine aussi, à mettre en œuvre la conception conjointe, dans une direction opposée à celle prise dans cette thèse : l'optimisation des optiques permettrait de relâcher les contraintes sur les algorithmes, et ainsi d'augmenter la rapidité d'acquisition ou la qualité des informations extraites de ces systèmes. Des résultats récents démontrent les potentialités de cette approche [Trouvé 2012, Verrier *et al.* 2016], et les techniques et méthodes développées dans cette thèse pourraient être utiles pour atteindre ces objectifs.

Annexe A

Polynômes de Zernike

Les polynômes de Zernike Z_n^m utilisés par Code V pour l'analyse de l'écart normal dans la pupille de sortie sont définis dans [Born et Wolf 1999] de la manière suivante :

$$Z_n^m(u, \phi) = \begin{cases} \sqrt{2(n+1)}R_n^m(u) \cos(m\phi) & \text{si } m > 0 \\ \sqrt{n+1}R_n^0(u) & \text{si } m = 0 \\ -\sqrt{2(n+1)}R_n^{-m}(u) \sin(m\phi) & \text{si } m < 0 \end{cases} \quad (\text{A.1})$$

avec m et n entiers tels que $0 \leq |m| \leq n$ et $m+n$ pair, $u = h/h_{\max}$ est la coordonnée radiale normalisée par rapport au rayon h_{\max} de la pupille de sortie et R_n^m le polynôme de Zernike radial défini par :

$$R_n^m(u) = \sum_{s=0}^{(n-m)/2} \frac{(-1)^s (n-s)!}{s! \left(\frac{n+m}{2} - s\right)! \left(\frac{n-m}{2} - s\right)!} u^{n-2s} \quad (\text{A.2})$$

L'écart normal s'écrit alors :

$$\Delta(y, u, \phi) = \sum_{\substack{0 \leq |m| \leq n \\ m+n \text{ pair}}} c_{nm}(y) Z_n^m(u, \phi) \quad (\text{A.3})$$

ce qui revient à une combinaison linéaire des polynômes de Seidel. Les polynômes de Zernike et les aberrations associées sont listés dans le tableau A.1 jusqu'à l'ordre 5.

Ordre	Polynôme Z_n^m	Aberration
1	$Z_0^0(u, \phi) = 1$ $Z_1^1(u, \phi) = 2u \cos \phi$ $Z_1^{-1}(u, \phi) = 2u \sin \phi$ $Z_2^0(u, \phi) = \sqrt{3}(2u^2 - 1)$	Piston Tilt à 0° Tilt à 90° Défocalisation et courbure de champ
3	$Z_4^0(u, \phi) = \sqrt{5}(6u^4 - 6u^2 + 1)$ $Z_3^{-1}(u, \phi) = \sqrt{8}(3u^3 - 2u) \cos \phi$ $Z_3^{-1}(u, \phi) = \sqrt{8}(3u^3 - 2u) \sin \phi$ $Z_2^2(u, \phi) = \sqrt{6}u^2 \cos 2\phi$ $Z_2^{-2}(u, \phi) = \sqrt{6}u^2 \sin 2\phi$	aberration sphérique coma à 0° coma à 90° astigmatisme à 0° astigmatisme à 45°
5	$Z_6^0(u, \phi) = \sqrt{7}(20u^6 - 30u^4 + 12u^2 - 1)$ $Z_5^{-1}(u, \phi) = \sqrt{12}(10u^5 - 12u^3 + 3u) \cos \phi$ $Z_5^{-1}(u, \phi) = \sqrt{12}(10u^5 - 12u^3 + 3u) \sin \phi$ $Z_4^2(u, \phi) = \sqrt{10}(4u^4 - 3u^2) \cos 2\phi$ $Z_4^{-2}(u, \phi) = \sqrt{10}(4u^4 - 3u^2) \sin 2\phi$ $Z_3^3(u, \phi) = \sqrt{8}u^3 \cos 3\phi$ $Z_3^{-3}(u, \phi) = \sqrt{8}u^3 \sin 3\phi$	aberration sphérique coma à 0° coma à 90° astigmatisme à 0° astigmatisme à 45° trèfle à 0° trèfle à 30°

TABLE A.1 – Polynômes de Zernike et aberrations associées selon [Born et Wolf 1999].

Annexe B

Expression de quelques surfaces optiques

On désigne par z la flèche de la surface considérée. On note r la coordonnée radiale qui décrit la surface.

B.1 Surface sphérique

La surface sphérique est caractérisée par sa courbure c ou par son rayon de courbure $R_c = 1/c$. Elle est décrite par l'équation :

$$z(r) = \frac{cr^2}{1 + \sqrt{1 - c^2r^2}} \quad (\text{B.1})$$

B.2 Surface conique

La surface conique est caractérisées en sus de la courbure par la constante de conicité k :

$$z(r) = \frac{cr^2}{1 + \sqrt{1 - (1+k)c^2r^2}} \quad (\text{B.2})$$

Le cas $k = 0$ correspond à la surface sphérique. Pour $0 < k < 1$, la surface est une parabole. Pour $k = 1$, la surface est elliptique. Pour $k > 1$ la surface est hyperbolique.

B.3 Surface asphérique

B.3.1 Surface asphérique polynomiale

Les surfaces asphériques polynomiales, surfaces ASP sous Code V, sont des surfaces coniques auxquelles est ajouté un polynôme en puissance de r^2 :

$$z(r) = \frac{cr^2}{1 + \sqrt{1 - (1+k)c^2r^2}} + \sum_{p \geq 2} a_p r^{2p} \quad (\text{B.3})$$

On définit le degré de la surface asphérique comme $N = 2p_{\max}$. Dans le logiciel Code V, les premiers termes du polynôme sont notés de la sorte : $A = a_2$, $B = a_3$, $C = a_4$, $D = a_5$, etc.... Remarquons que k et a_2 agissent tous deux sur r^4 . Il est préférable de ne pas faire varier simultanément ces deux paramètres, et de n'en faire varier qu'un seul des deux pour améliorer la convergence de l'optimisation et limiter la valeur des termes d'asphérisation.

B.3.2 Variation des coefficients asphériques en fonction de la température

Considérons une surface asphérique usinée sur un matériau M de coefficient de dilatation thermique α_M qui correspond à une variation relative de longueur induite par une variation de température. On note T_0 la température de référence, ΔT une variation de température donnée, et T la température définie telle que $T = T_0 + \Delta T$.

On modélise la dépendance en température T de la surface asphérique par la dépendance en T de ses paramètres $c(T)$, $k(T)$ et l'ensemble des coefficients $a_p(T)$ pour $p \geq 2$. Dans la thèse, on suppose que les surfaces asphériques sont telles que $k = 0$. Le rayon de courbure varie de façon affine avec ΔT [Jamieson 1981] (limitation à un développement limité d'ordre 1) :

$$R_c(T) = R_c(T_0)(1 + \alpha_M \Delta T) \quad (\text{B.4})$$

D'après la formule B.3, les coefficients a_p , pour $p \geq 2$, sont de dimensions égales à une puissance de la longueur L que l'on peut noter de la façon suivante :

$$[a_p] = L^{-2p+1} \quad (\text{B.5})$$

où $[a_p]$ désigne la dimension du coefficient a_p .

On a alors que :

$$[a_p^{1/-2p+1}] = L \quad (\text{B.6})$$

La variation de a_p en présence de ΔT est alors telle que :

$$a_p^{1/-2p+1}(T) = a_p^{1/-2p+1}(T_0)(1 + \alpha_M \Delta T) \quad (\text{B.7})$$

soit, en élevant l'expression B.7 à la puissance $-2p + 1$:

$$a_p(T) = a_p(T_0)(1 + \alpha_M \Delta T)^{-2p+1} = \frac{a_p(T_0)}{(1 + \alpha_M \Delta T)^{2p-1}} \quad (\text{B.8})$$

Annexe C

Dispersion chromatique de matériaux infrarouges

La dépendance de l'indice du matériau à la longueur d'onde est modélisée par la formule de Sellmeier qui peut s'écrire d'après [Code V 2017c] comme :

$$n(\lambda)^2 = 1 + \sum_{k=1}^N \frac{B_k \lambda^2}{\lambda^2 - C_k^2} \quad (\text{C.1})$$

Dans [Code V 2017c], le nombre de terme maximal est $N = 6$. Les constantes B_k et C_k dépendent de la température. Elles sont données par les fabricants à une température T donnée (généralement, la température ambiante).

Les constantes de la dispersion chromatique pour les différents matériaux, indiquées dans [Code V 2017a, Schott 2017b], sont donnés dans le tableau C.1.

	Ge	Si	ZnSe	IRG 25
B_1	14,983 54	0,224 561 1	0,169 272 826 7	2,758 371 864 418 28
B_2	$1,425 477 \times 10^{-4}$	10,446 95	0,414 933 764	3,098 060 505 994 97
B_3	-1,793 335	-0,086 617 959 9	4,341 242 875	1,647 591 147 890 1
B_4	-	-	0,071 553 803 89	-
B_5	-	-	3,076 100 059	-
C_1	0,481 622 7	0,620 785 1	0,411 225 083 4	0
C_2	4,321 441	0,290 424 7	0,359 617 193 1	0,399 562 866 116 53
C_3	172,6044	37,689 36	0,197 243 281 1	45,108 512 828 746 6
C_4	-	-	31,346 290 09	-
C_5	-	-	49,937 586 29	-

TABLE C.1 – Coefficients B_k et C_k de la formule de Sellmeier donnés à $T = 27^\circ\text{C}$ pour le germanium Ge, à $T = 26^\circ\text{C}$ pour le silicium Si, à $T = 20^\circ\text{C}$ pour le sélénium de zinc ZnSe et à $T = 22^\circ\text{C}$ pour l'IRG 25 [Code V 2017a, Schott 2017b].

Les indices calculés selon l'équation C.1 d'après les coefficients donnés dans le tableau C.1 sont donnés dans le tableau C.2

La dépendance en température peut être décrite par le modèle suivant [Schott 2017c] :

$$\frac{dn}{dT}(\lambda, T) = \frac{n^2(\lambda, T_0) - 1}{2n(\lambda, T_0)} \times \left(D_0 + 2D_1\Delta T + 3D_2\Delta T^2 + \frac{E_0 + 2E_1\Delta T}{\lambda^2 - \lambda_{TK}^2} \right) \quad (\text{C.2})$$

Indice	Ge	Si	ZnSe	IRG 25
$n(\lambda = 8 \mu\text{m})$	4,005 26	3,419 17	2,417 31	2,609 73
$n(\lambda = 10 \mu\text{m})$	4,003 07	3,418 74	2,406 52	2,603 12
$n(\lambda = 12 \mu\text{m})$	4,002 07	3,418 77	2,392 99	2,595 07

TABLE C.2 – Indices. pour différentes longueurs d’onde de la bande LWIR pour les matériaux Ge, Si, ZnSe et IRG 25.

Les données sont généralement fournies à la discrétion des fabricants et peu communiquées. La variation de n avec T pour les différents matériaux utilisés dans cette thèse a été calculée en interne à Thales Angénieux.

Annexe D

Influence de la température sur un masque de phase binaire

On considère un masque de phase binaire, de phase alternativement égale à 0 ou π . Soit h la hauteur de la transition entre un anneau de phase nulle et un anneau de phase égale à π :

$$h = \frac{\lambda}{2(n-1)} \quad (\text{D.1})$$

avec n l'indice du substrat sur lequel le masque est usiné. On suppose que l'effet de la température provoque une dilatation linéaire de la hauteur de marche h du masque de phase binaire, telle que :

$$h(T) = h(T_0)(1 + \alpha\Delta T) \quad (\text{D.2})$$

correspondant à une variation relative de h :

$$\delta h = \frac{h(T) - h(T_0)}{h(T_0)} = \alpha\Delta T \quad (\text{D.3})$$

Dans le cas d'un masque usiné sur une surface plane d'un substrat en germanium, pour $T_0 = 0^\circ\text{C}$ et $\Delta T = \pm 40^\circ\text{C}$, la variation relative de la hauteur de la transition vaut $\delta h = \pm 0,024\%$. Les hauteurs de transition $h(T)$ et la phase équivalente $\varphi(T)$ sont données dans le tableau D.1. On rappelle que l'expression de la phase équivalente est définie par :

$$\varphi(T) = \frac{2\pi(n-1)h(T)}{\lambda} \quad (\text{D.4})$$

température T	$h(T)$ (en μm)	$\varphi(T)$ (en rad)
0°C	1,6649	π
40°C	1,6653	$1,0002\pi$
-40°C	1,6645	$0,9998\pi$

TABLE D.1 – Variations en fonction de la température de la hauteur de transition h et de la phase associée φ d'un masque de phase binaire en Ge défini à la température nominale de 0°C .

On suppose que le masque de phase binaire comporte N anneaux. Il possède alors $N - 1$ rayons notés $r_1, r_2, \text{etc.}$. De la même manière, on suppose que la variation de température entraîne une variation affine de la taille du masque, et donc de ses rayons, en fonction de T . On a donc que, pour $k \in \llbracket 1, N - 1 \rrbracket$

$$r_k(T) = r_k(T_0)(1 + \alpha\Delta T) \quad (\text{D.5})$$

La variation relative des rayons vaut $\delta r_k = \alpha \Delta T$ et est identique pour tous les rayons. Pour un masque en Ge et pour les valeurs T_0 et ΔT considérées précédemment, la variation relative vaut également $\delta r_k = \pm 0,024 \%$

En définitive, l'influence de la température est faible sur la hauteur de transtion et les rayons d'un masque de phase binaire. Son effet peut donc être négligé.

Liste des publications et communications

Publication dans une revue à comité de lecture

M.-A. Burcklen, F. Diaz, F. Leprêtre, J. Rollin, A. Delboulbé, M.-S. L. Lee, B. Loiseaux, A. Koudoli, S. Denel, P. Millet, F. Duhem, F. Lemmonier, H. Sauer et F. Goudail, *Experimental demonstration of extended depth-of-field f/1.2 visible High Definition camera with jointly optimized phase mask and real-time digital processing*. Journal of the European Optical Society : Rapid publications, European Optical Society, 2015, 10, pp.15046.

Brevet

J. Rollin, F. Diaz et M.-A. Burcklen, *Procédé d'optimisation d'une architecture d'objectif infrarouge corrigée des dérives thermiques et achromatisée et système de captation d'image associé*, demande de brevet FR 1601490 déposée le 13 octobre 2016 détenue par THALES.

Conférences

M.-A. Burcklen, F. Diaz, F. Leprêtre, J. Rollin, A. Delboulbé, M.-S. L. Lee, B. Loiseaux, S. Denel, A. Koudoli, P. Millet, F. Lemmonier, H. Sauer et F. Goudail, *Extension de la profondeur de champ par codage de pupille : optimisation et caractérisation des performances*. Journées d'Imagerie Optique Non Conventionnelle (GdR-ISIS), Mars 2015, PARIS, France.

M.-A. Burcklen, F. Diaz, J. Rollin, M.-S. L. Lee, B. Loiseaux, H. Sauer et F. Goudail, *Conception conjointe de l'optique et du traitement d'images appliquée à l'athermalisation d'un objectif infrarouge*. Journées d'Imagerie Optique Non Conventionnelle (GdR-ISIS), Mars 2016, PARIS, France.

M.-A. Burcklen, F. Diaz, F. Leprêtre, M.-S. L. Lee, A. Delboulbé, B. Loiseaux, P. Millet, F. Duhem, F. Lemmonier, H. Sauer et F. Goudail, *Recent advances in joint optical-digital design for optronics applications*. SPIE DEFENSE + COMMERCIAL SENSING, Apr 2016, Baltimore, Maryland, USA, United States. Proceeding SPIE, 9822, 2016, Advanced Optics for Defense Applications : UV through LWIR.

M.-A. Burcklen, F. Diaz, J. Rollin, M.-S. L. Lee, B. Loiseaux, H. Sauer et F. Goudail, *Conception conjointe de l'optique et du traitement d'image appliquée à l'athermalisation d'un objectif infrarouge*. 3ème Journée Thématique du Club Calcul Optique (SFO), Mai 2016, PALAISEAU, France.

M.-A. Burcklen, F. Diaz, J. Rollin, M.-S. L. Lee, B. Loiseaux, H. Sauer et F. Goudail, *Nouvelle méthode de conception des systèmes d'imagerie basée sur l'optimisation conjointe de l'optique et du traitement d'image*. Journée Co-conception de systèmes hybrides (GdR-ISIS), Juin 2016, PARIS, France.

Bibliographie

- BALBOA, R. M. et GRZYWACZ, N. M. (2003). Power spectra and distribution of contrasts of natural images from different habitats. *Vision Research*.
- BAUMER (2011). *Notice technique : Baumer EXG50 camera*.
- BEHRMANN, G. P. et BOWEN, J. P. (1993). Influence of temperature on diffractive lens performance. *Appl. Opt.*, 32(14):2483–2489.
- BETENSKY, E., KREITZER, M. . et MOSKOVICH, J. . (1995). *Handbook of Optics*, chapitre 16 Camera Lenses.
- BORN, M. et WOLF, E. (1999). *Principles of Optics, 7th (expanded) edition*. Cambridge University Press.
- BURALLI, D. A. et MORRIS, G. M. (1992). Effects of diffraction efficiency on the modulation transfer function of diffractive lenses. *Appl. Opt.*, 31(22):4389–4396.
- CARON, N. et SHENG, Y. (2008). Polynomial phase masks for extending the depth of field of a microscope. *Appl. Opt.*, 47(22):E39–E43.
- CATHEY, W. T. et DOWSKI, E. R. (2002). New paradigm for imaging systems. *Appl. Opt.*, 41(29):6080–6092.
- CATHEY, W. T., FRIEDEN, B. R., RHODES, W. T. et RUSHFORTH, C. K. (1984). Image gathering and processing for enhanced resolution. *J. Opt. Soc. Am. A*, 1(3):241–250.
- CHAVEL, P. (2010). Aberrations et diffraction. Cours de l’Institut d’Optique.
- CODE V (2017a). CODE V Glass Catalog Updates. Lien : www.synopsys.com/optical-solutions/support/support-glass-catalog.html.
- CODE V (2017b). *CODE V Lens System Setup Reference Manual*. Synopsys Code V. Chap. 6 Defining Complex Surface. CODE V Version 11.0.
- CODE V (2017c). *CODE V Lens System Setup Reference Manual*. Synopsys Code V. CODE V Version 11.0.
- CODE V (2017d). *CODE V Optimization Reference Manual*. Synopsys Code V. CODE V Version 11.0.
- CODE V (2017e). *CODE V Setup and Operation Reference Manual*. Synopsys Code V. CODE V Version 11.0.
- DEMENIKOV, M. et HARVEY, A. R. (2010). Image artifacts in hybrid imaging systems with a cubic phase mask. *Opt. Express*, 18(8):8207–8212.

- DENIS, L., THIÉBAUT, E., SOULEZ, F., BECKER, J.-M. et MOURYA, R. (2015). Fast approximations of shift-variant blur. *Int. J. Comput. Vision*, 115(3):253–278.
- DIAZ, F. (2011). *Système d'imagerie hybride par codage de pupille*. Thèse de doctorat, Université Paris Sud XI.
- DIAZ, F., GOUDAIL, F., LOISEAUX, B. et HUIGNARD, J.-P. (2009). Increase in depth of field taking into account deconvolution by optimization of pupil mask. *Opt. Lett.*, 34(19):2970–2972.
- DIAZ, F., GOUDAIL, F., LOISEAUX, B. et HUIGNARD, J.-P. (2010). Comparison of depth-of-focus-enhancing pupil masks based on a signal-to-noise-ratio criterion after deconvolution. *J. Opt. Soc. Am. A*, 27(10):2123–2131.
- DIAZ, F., LEE, M.-S. L., REJEAUNIER, X., LEHOUCQ, G., GOUDAIL, F., LOISEAUX, B., BANSROPUN, S., ROLLIN, J., DEBES, E. et MILS, P. (2011). Real-time increase in depth of field of an uncooled thermal camera using several phase-mask technologies. *Opt. Lett.*, 36(3):418–420.
- DOWSKI, E. R. et CATHEY, W. T. (1995). Extended depth of field through wave-front coding. *Appl. Opt.*, 34(11):1859–1866.
- DOWSKI, E. R., CROMACK, R. H. et SARAMA, S. D. (2000). Wavefront coding : jointly optimized optical and digital imaging systems. volume 4041, pages 114–120.
- DUFFIEUX, P.-M. (1946). *L'intégrale de Fourier et ses applications à l'optique*. Oberthur.
- ELMALEM, S. et MAROM, E. (2013). Infrared imaging-passive thermal compensation via a simple phase mask. *Rom. Rep. Phys.*, 65:700–710.
- ELMALEM, S. et MAROM, E. (2016). All-optical athermalization of infrared imaging systems using thermally dependent binary phase masks. *Journal of Optics*, 18(6):065604.
- FALCÓN, R., GOUDAIL, F., KULCSÁR, C. et SAUER, H. (2017). Performance limits of binary annular phase masks codesigned for depth-of-field extension. *Optical Engineering*, 56(6):065104.
- FISHER, R., TADIC-GALEB, B. et YODER, P. (2008). *Optical System Design, Second Edition*. McGraw-Hill.
- FLIR (2017). *Notice technique : FLIR PVS-7 Night Vision Goggles*.
- GARCIA-NUNEZ, D. S. et MICHKA, D. (1989). The design of athermal infrared optical systems. *Proc.SPIE*, 1049:1049 – 1049 – 4.
- GEYL, R. (1991). *Systèmes Optiques*, chapitre Le calcul des combinaisons. Ecole d'été de la Société Français d'Optique.
- GOULD, S., ARFVIDSSON, J., KAEHLER, A., SAPP, B., MESSNER, M., BRADSKI, G., BAUMSTARCK, P., CHUNG, S. et NG, A. Y. (2007). Peripheral-foveal vision for real-time object recognition and tracking in video. In *Proceedings of the 20th International Joint Conference on Artificial Intelligence, IJCAI'07*, pages 2115–2121, San Francisco, CA, USA. Morgan Kaufmann Publishers Inc.

- GREIVENKAMP, J. E. (2014). *Optical Design and Instrumentation II : Aberrations*. College of Optical Sciences, Arizona.
- GREY, D. S. (1948). Athermalization of optical systems*. *J. Opt. Soc. Am.*, 38(6):542–546.
- GRULOIS, T. (2015). *Étude de l'apport des lentilles de Fresnel pour la vision infrarouge*. Thèse de doctorat, Université Paris-Saclay.
- GUILLAUME, C.-E. (1898). Recherches sur les aciers au nickel. *J. Phys. Theor. Appl.*, 7(1):262–274.
- HOPKINS, H. (1950). *Wave Theory of Aberrations*. Clarendon Press.
- JAMIESON, T. H. (1981). Thermal effects in optical systems. *Optical Engineering*, 20:20 – 20 – 5.
- JAMIESON, T. H. (1992). Athermalization of optical instruments from the optomechanical viewpoint. *Proc. SPIE*, CR43:131 – 159. Optomechanical Design : A Critical Review.
- JOHNSON, R. R., KURAL, M. H. et MACKE, G. B. (1981). Thermal expansion properties of composite materials.
- KATTNIG, A. P. et PRIMOT, J. (1997). Model of the second-order statistic of the radiance field of natural scenes, adapted to system conceiving. *Proc. SPIE*, 3074:132–141.
- KÜCHEL, M. F. (2009). Interferometric measurement of rotationally symmetric aspheric surfaces. *Proc.SPIE*, 7389:7389 – 7389 – 34.
- KÄMMERER, J. (1979). *When is it advisable to improve the quality of camera lenses ?* www.zeiss.fr/camera-lenses/cinematographie/products/master-prime-lenses.html#arri.
- KUBALA, K., DOWSKI, E. et CATHEY, W. T. (2003). Reducing complexity in computational imaging systems. *Opt. Express*, 11(18):2102–2108.
- LEPRÊTRE, F. (2011). Réalisation de surfaces optiques de précision : procédés de fabrication. *Techniques de l'ingénieur Optique instrumentale*, base documentaire : TIB449DUO.(ref. article : e6280).
- LEVENBERG, K. (1944). A method for the solution of certain non-linear problems in least squares. *Quart. Appl. Math.*, (2):164–168.
- LEVI, L. et AUSTING, R. H. (1968). Tables of the modulation transfer function of a defocused perfect lens. *Appl. Opt.*, 7(5):967–974.
- LONDOÑO, C., PLUMMER, W. T. et CLARK, P. P. (1993). Athermalization of a single-component lens with diffractive optics. *Appl. Opt.*, 32(13):2295–2302.
- LÉPINE, T. (2017). *Optical design*. Cours de Conception Optique de l'Institut d'Optique Graduate School, Saint-Etienne.
- MAIT, J. N. (2006). A history of imaging : Revisiting the past to chart the future. *Opt. Photon. News*, 17(2):22–27.
- MALACARA, D. et MALACARA, Z. (2004). *Handbook of optical design - Second Edition*.

- MANN, A. (2009). *Infrared Optics and Zoom Lenses, Second Edition*, volume TT83. Chap. 3 : Unique Features of the Infrared Region.
- MARÉCHAL, A. (1947). *Étude des effets combinés de la diffraction et des aberrations géométriques sur l'image d'un point lumineux*. Thèse de doctorat, Faculté des sciences de l'université de Paris.
- MARQUARDT, D. W. (1963). An algorithm for least-squares estimation of nonlinear parameters. *Journal of the Society for Industrial and Applied Mathematics*, 11(2):431–441.
- MIRAUT, D. et PORTILLA, J. (2012). Efficient shift-variant image restoration using deformable filtering (part i). *EURASIP Journal on Advances in Signal Processing*, 2012(1):100.
- MUYO, G., SINGH, A., ANDERSSON, M., HUCKRIDGE, D., WOOD, A. et HARVEY, A. R. (2009). Infrared imaging with a wavefront-coded singlet lens. *Opt. Express*, 17(23):21118–21123.
- MUYO, G. D. et HARVEY, A. R. (2004). Wavefront coding for athermalization of infrared imaging systems. volume 5612, pages 5612 – 5612 – 9.
- NELDER, J. A. et MEAD, R. (1965). A simplex method for function minimization. *The Computer Journal*, 7(4):308–313.
- NIJBOER, B. (1943). The diffraction theory of optical aberrations : Part i : General discussion of the geometrical aberrations. *Physica*, 10(8):679 – 692.
- PERRY, J. W. (1943). Thermal effects upon the performance of lens systems. *Proceedings of the Physical Society*, 55(4):257.
- PHILIPS (2017). *Notice technique : MASTER PL-C Xtra*.
- POVEY, V. (1986). Athermalisation Techniques in Infra Red Systems. *Proc.SPIE*, 0655.
- PRASAD, S., PAUCA, V. P., PLEMMONS, R. J., TORGERSEN, T. C. et VAN DER GRACHT, J. (2004). Pupil-phase optimization for extended-focus, aberration-corrected imaging systems. *Proc. SPIE Advanced Signal Processing Algorithms, Architectures, and Implementations*, 5559:335–345.
- PRESS, W. H., TEUKOLSKY, S. A., VETTERLING, W. T. et FLANNERY, B. P. (1992). *Numerical Recipes in C (2Nd Ed.) : The Art of Scientific Computing*. Cambridge University Press, New York, NY, USA.
- ROBERTS, M. (1989). Athermalisation of infrared optics : A review. *Proc.SPIE*, 1049:1049 – 1049 – 10.
- ROBINSON, D. et STORK, D. G. (2006). Joint design of lens systems and digital image processing. In *International Optical Design*, page WB4. Optical Society of America.
- ROBINSON, D. et STORK, D. G. (2009a). Extending depth-of-field : Spherical coding versus asymmetric wavefront coding. In *Frontiers in Optics 2009/Laser Science XXV/Fall 2009 OSA Optics & Photonics Technical Digest*, page CThB3. Optical Society of America.
- ROBINSON, M. D. et STORK, D. G. (2008). Joint digital-optical design of imaging systems for grayscale objects. In *Optical Design and Engineering III*, volume 7100 de *Proc. SPIE*, page 710011.

- ROBINSON, M. D. et STORK, D. G. (2008). Joint digital-optical design of superresolution multiframe imaging systems. *Appl. Opt.*, 47(10):B11–B20.
- ROBINSON, M. D. et STORK, D. G. (2009b). New image processing challenges for jointly designed electro-optical imaging systems. In *2009 16th IEEE International Conference on Image Processing (ICIP)*, pages 3789–3792.
- ROGERS, P. J. et ANDREWS, G. N. (1977). The design and manufacture of a continuous zoom lens for thermal imaging in the 8 to 14 micron atmospheric window. *Proc.SPIE*, 0099:0099 – 0099 – 15.
- ROGERS, P. J. et ROBERTS, M. (1995). *Handbook of Optics - Thermal compensation techniques*, volume 1, chapitre 39.
- ROLLIN, J. (2016). Conception conjointe au premier ordre. analyses et optimisations paraxiales de combinaisons infrarouges. Rapport interne Thales Angénieux.
- RUDERMAN, D. L. (1997). Origins of scaling in natural images. *Vision Research*, 37(23):3385 – 3398.
- SAUER, H. (2013). Développement d’extensions pour la modélisation de composants "discontinus" dans code v.
- SCHOTT (2017a). *Data Sheet SCHOTT N-BK7*. SCHOTT AG.
- SCHOTT (2017b). *Infrared Chalcogenide Glass IRG 25*. SCHOTT AG. www.schott.com/advanced_optics/english/products/optical-materials/ir-materials/infrared-chalcogenide-glasses.
- SCHOTT (2017c). *Optical Glass*. SCHOTT AG.
- SHAFER, D. (2013). Lens design with extreme quality features. *Advanced Optical Technologies*, 2.
- SHANNON, R. R. (1997). *The Art and Science of Optical Design*. Cambridge University Press.
- SHI, Y. et EBERHART, R. (1998). A modified particle swarm optimizer. pages 69–73.
- SORTAIS, Y. (2013). Développement polynomial de l’écart normal. Cours de Conception Optique de l’Institut d’Optique Graduate School, Palaiseau.
- STORK, D. G. et ROBINSON, M. D. (2008). Theoretical foundations for joint digital-optical analysis of electro-optical imaging systems. *Appl. Opt.*, 47(10):B64–B75.
- SWANSON, G. J. (1989). Binary optics technology : The theory and design of multi-level diffractive optical elements. Rapport technique, Lincoln Laboratory, MIT.
- SWANSON, G. J. (1991). Binary optics technology : Theoretical limits on the diffraction efficiency of multilevel diffractive optical elements. Rapport technique, Lincoln Laboratory, MIT.
- TAYLOR, H. D. (1923). Optical designing as an art. *Transactions of the Optical Society*, 24(3):143.
- THALES (2014). *Notice technique : HELIE Night vision goggle for airborne operations*.

- THOMPSON, G. V. (1976). Temperature compensating focusing in infrared zoom lenses. brevet US4148548 (A).
- THOMPSON, K. P. (1980). *Aberration fields in tilted and decentered optical systems*. Thèse de doctorat, The University of Arizona. Directeur de thèse : Pr. R. Shack.
- THOMPSON, K. P. (2005). Description of the third-order optical aberrations of near-circular pupil optical systems without symmetry. *J. Opt. Soc. Am. A*, 22(7):1389–1401.
- THOMPSON, K. P. (2010). Multinodal fifth-order optical aberrations of optical systems without rotational symmetry : the comatic aberrations. *J. Opt. Soc. Am. A*, 27(6):1490–1504.
- TOSTIVINT, F., TISSERON, B., SULPIS, J.-P., BLIN, M., BARON, D. et ANGOULVANT, D. (2012). Method for athermalisation of an optoelectronic system and athermalised optoelectronic system. brevet WO2012042126 (A1).
- TROUVÉ, P. (2012). *Conception conjointe optique/traitement pour un imageur compact à capacité 3D*. Thèse de doctorat, École centrale de Nantes.
- TYAGUR, V. M., KUCHERENKO, O. K. et MURAV'EV, A. V. (2014). Passive optical athermalization of an ir three-lens achromat. *J. Opt. Technol.*, 4:199–203.
- TYDEX OPTICS (2017). Silicon Datasheet. Lien : www.tydexoptics.com/pdf/Si.pdf.
- UNITÉ FONCTIONNELLE VISION ET COGNITION (2017). La vision de l'oeil au cerveau. <http://www.vision-et-cognition.com/vision-et-cognition>. Site internet de l'Unité Fonctionnelle Vision et Cognition, Laboratoire de Psychologie de la Perception, UMR 8158.
- VASILJEVIC, D. et GOLOBIC, J. (1996). Comparison of the classical dumped least squares and genetic algorithm in the optimization of the doublet. *In Proceedings of the First Online Workshop on Soft Computing (WSC1)*, pages 200–204.
- VERRIER, N., FOURNIER, C., CAZIER, A. et FOURNEL, T. (2016). Co-design of an in-line holographic microscope with enhanced axial resolution : selective filtering digital holography. *J. Opt. Soc. Am. A*, 33(1):107–116.
- VETTENBURG, T., BUSTIN, N. et HARVEY, A. R. (2010). Fidelity optimization for aberration-tolerant hybrid imaging systems. *Opt. Express*, 18(9):9220–9228.
- VETTENBURG, T. et HARVEY, A. R. (2013). Holistic optical-digital hybrid-imaging design : wide-field reflective imaging. *Appl. Opt.*, 52(17):3931–3936.
- VOLKMANN, H. (1966). Ernst Abbe and His Work. *Appl. Opt.*, 5(11):1720–1731.
- WACH, H. B., DOWSKI, E. R. et CATHEY, W. T. (1998). Control of chromatic focal shift through wave-front coding. *Appl. Opt.*, 37(23):5359–5367.
- WIENER, N. (1964). *Extrapolation, Interpolation, and Smoothing of Stationary Time Series*. The MIT Press.
- WIKIPEDIA (2013). Image de voiture de la police nationale. commons.wikimedia.org/wiki/File:Voiture_de_la_Police_nationale.jpg. licence Creative Commons CC-BY-SA-3.0.
- ZHANG, X.-H., GUIMOND, Y. et BELLEC, Y. (2003). Production of complex chalcogenide glass optics by molding for thermal imaging. *Journal of Non Crystalline Solids*, 326:519–523.

Titre : Conception conjointe de l'optique et du traitement pour l'optimisation des systèmes d'imagerie

Mots clés : optimisation conjointe, systèmes d'imagerie, conception optique, traitement d'images

Résumé : Aujourd'hui, les systèmes d'imagerie sont des instruments complexes qui font interagir optique, détecteur et traitement numérique. Afin de dépasser les performances d'imagerie conventionnelles, il devient nécessaire de tenir compte de cette interaction dès la phase de conception et d'optimiser simultanément les paramètres optiques et numériques. L'objectif de ma thèse est de développer des méthodes d'optimisation conjointe pour obtenir de nouveaux systèmes à performances d'imagerie augmentées et de complexité réduite. J'ai tout d'abord étudié le cas de l'augmentation de la profondeur de champ d'une combinaison optique existante. Un masque de phase binaire a été inséré au voisinage du diaphragme d'ouverture d'un objectif ouvert à $f/1.2$ et a été optimisé de façon conjointe avec un traitement de déconvolution en utilisant le critère basé sur la qualité de l'image restaurée. L'augmentation de profondeur de champ a été quantifiée et des mesures précises de la fonction de transfert de modulation ont permis de valider expérimentalement l'efficacité de ce type d'imageur non-conventionnel. Dans ces premiers travaux, seul le masque de phase a été modifié lors de l'optimisation. Pour accroître encore l'efficacité du système d'imagerie, il est nécessaire d'optimiser l'ensemble de tous les paramètres optiques. Or l'optimisation d'une combinaison optique est un problème complexe qui doit tenir compte de contraintes spécifiques et nécessite l'utilisation d'un logiciel de calcul optique dédié, comme le logiciel Code V qui a été utilisé dans cette thèse. Comme le critère d'optimisation conjointe basé sur la qualité image n'est plus adapté à ce type d'optimisation, j'ai proposé un nouveau critère. Il se base sur les critères d'optimisation classiques de Code V, qui ont été modifiés de façon à prendre en compte de manière implicite le traitement de déconvolution. Cette méthode de conception a tout d'abord été validée dans le cas de l'optimisation d'un masque de phase pour l'extension de profondeur de champ d'une combinaison optique existante. Les résultats obtenus sont équivalents à ceux donnés par l'optimisation suivant le critère de qualité d'image. La technique a ensuite été utilisée pour améliorer une combinaison conventionnelle existante à très forte ouverture ($f/0.75$) : en modifiant ses paramètres optiques, la combinaison a été allégée et la qualité d'image a été homogénéisée sur l'ensemble du champ. Enfin, j'ai appliqué cette méthode de conception conjointe pour résoudre le problème important de la sensibilité thermique d'un système infrarouge dans la bande 8-12 μm . Cette méthode a permis de concevoir, à partir de zéro, plusieurs types de combinaisons optiques à courte et longue focale, rendues insensibles à la température. Elles présentent un schéma optique plus simple que les solutions athermalisées de façon classique, tout en ayant des performances d'imagerie similaires voire supérieures.

Title : Joint optical-digital design for imaging system optimization

Keywords : joint optimization, imaging systems, optical design, image processing

Abstract : Imaging systems are now complex instruments where lens, sensor and digital processing interact strongly together. In order to obtain better imaging performance than conventional imaging, it has become necessary to take into account this interaction in the design stage and therefore to optimize jointly optical and digital parameters. The objective of my thesis is to develop joint optical-digital optimization methods in order to obtain imaging systems with higher performance and lower complexity. I first considered extending the depth of field of an already existing lens. A binary phase mask has been inserted in the vicinity of the aperture stop of a $f/1.2$ lens, and it has been optimized jointly with a deconvolution filter using the restored image quality criterion. The increase in depth of field has been quantified, and modulation transfer function measurements have proved experimentally the efficiency of this unconventional imaging system. During this first study only the phase mask was optimized. To further increase the imaging system efficiency, all the optical parameters need to be optimized. However, optical design is a complex problem in which specific constraints have to be taken into account and for which one needs to use a dedicated software. In this thesis I used the Code V optical design software. Since the image quality-based optimization cannot be easily implemented in this type of software, I proposed a new criterion. It is based on classical optical optimization criteria used in Code V that have been modified in order to take into account deconvolution in a implicit manner. This design method has been first validated on the optimization of a phase mask for depth of field extension of an already existing lens. Results were similar to those given by the image quality-based optimization. Then this method has been used to enhance a very fast $f/0.75$ lens : by modifying its optical parameters, the lens has been simplified, and the image quality has been homogenized over the field. Eventually I applied this joint design method to solve the important problem of thermal sensitivity of an 8-12 μm infrared system. By using this method I designed from scratch several types of short and long focal length athermalized lenses. The obtained lenses are simpler than conventionally athermalized ones while having similar or even higher imaging performance.