



HAL
open science

Mise en phase des grands interféromètres: Méthode de La Diversité de Phase Chromatique - Développement et Implémentation sur le démonstrateur hypertélescope fibré SIRIUS

Nassima Tarmoul

► **To cite this version:**

Nassima Tarmoul. Mise en phase des grands interféromètres: Méthode de La Diversité de Phase Chromatique - Développement et Implémentation sur le démonstrateur hypertélescope fibré SIRIUS. Instrumentation et méthodes pour l'astrophysique [astro-ph.IM]. Université Nice Sophia Antipolis, 2011. Français. NNT: . tel-00703667

HAL Id: tel-00703667

<https://theses.hal.science/tel-00703667>

Submitted on 4 Jun 2012

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.

UNIVERSITE DE NICE-SOPHIA ANTIPOLIS - UFR Sciences
Ecole Doctorale Sciences Fondamentales et Appliquées

THESE

pour obtenir le titre de
Docteur en Sciences
de l'UNIVERSITE de Nice-Sophia Antipolis

Discipline : Sciences de l'Univers

présentée et soutenue par
Nassima TARMOUL

Mise en phase des grands interféromètres Méthode de La Diversité de Phase Chromatique

Développement et Implémentation
sur le démonstrateur hypertélescope fibré SIRIUS

Thèse dirigée par Denis MOURARD
soutenue le 10 Novembre 2011

Jury :

M. Philippe AMRAM	Professeur	<i>Président du Jury</i>
M ^{me} Françoise DELPLANCKE	Chercheur	<i>Examineur</i>
M. Jean-Michel LE DUIGOU	Ingénieur	<i>Examineur</i>
M. Fabien MALBET	Directeur de Recherche	<i>Rapporteur</i>
M. Denis MOURARD	Astronome	<i>Directeur de Thèse</i>
M. Guy PERRIN	Astronome	<i>Examineur</i>
M. François REYNAUD	Professeur	<i>Rapporteur</i>

Remerciements

Dans cette partie, je témoigne ma gratitude envers les personnes qui ont contribué positivement à ce travail de Thèse, aussi bien sur le plan professionnel que personnel.

Je souhaite tout d'abord remercier mon Directeur de Thèse, Denis, qui m'a suivi et soutenu tout au long de ces années, je lui suis très reconnaissante de ses précieux conseils et de sa confiance.

Je remercie chaleureusement Philippe Amram qui m'a fait l'honneur d'être le Président du Jury, j'ai beaucoup appris à ses côtés lors de mon année à Marseille et sa présence à ma soutenance de Thèse m'a fait très plaisir.

Comme un retour aux sources, j'ai eu le plaisir de retrouver mon Professeur d'Optique de Limoges en tant que Rapporteur de Thèse, François Reynaud que je remercie chaleureusement pour l'inspiration et l'enthousiasme qu'il m'a insufflé. Je remercie également Fabien Malbet d'avoir contribué à l'amélioration de ce manuscrit de par ses critiques constructives et ses recommandations.

Je remercie les examinateurs de mon Jury, Françoise Delplancke, Guy Perrin et Jean Michel Le Dui-gou pour m'avoir fait l'honneur d'accepter de sanctionner mon travail de Thèse et pour leurs remarques pertinentes.

Ce travail de Thèse n'aurait pu se réaliser sans l'appui financier des organismes publics tels que le Centre National de la Recherche Scientifique et le Centre National d'Etudes Spatiales.

Je remercie le personnel de l'Ecole Doctorale Sciences Fondamentales et Appliquées, en particulier Marie-France Gallorini et Hélène Politano ; ainsi que Sonia Ivaldi du Collège des Etudes Doctorales pour l'encadrement et l'aide qu'elles apportent aux doctorants. J'ajoute aux personnes ayant compté au long de ces années Nadia Hohweiller et Roger Moukengué de la Chambre de Commerce et d'Industrie de Nice pour leurs conseils et leur bienveillance.

Je tiens à remercier les collègues de l'équipe SIRIUS qui m'ont accompagné et avec qui j'ai passé de bons moments en particulier François Hénault, Jean-Michel Clause, Alain Spang, Christophe Baillet, Paul Girard, Nicolas Mauclet, Alain Roussel, Eloi Perrin et Jan Dupont. Si j'élargis la SIRIUS team, je rajoute Yves Rabbia, Benedikt Justen et bien sûr Fabien Patru, le créateur de SIRIUS !

Présent à mes côtés depuis le début, je remercie ma famille qui a supporté la distance géographique et les longs moments d'absence nécessaires à ce travail de Thèse. Mon très cher père pour sa confiance et son soutien sans faille, ma très chère mère dont les paroles encourageantes et l'enthousiasme resteront à jamais gravés dans mon esprit ; ainsi que mes frères et sœurs pour avoir été là quand il le fallait. Une mention particulière à mes nièces et neveux qui ont su, notamment par leur talent artistique, égayer mes journées de recherche !

Je tiens à saluer les ambassadeurs du petit écureuil, Belkacem Belarbi, Béatrice Cousté, Romain Chevalier et Magalie Gayot, pour leur confiance et coopération.

Et bien sûr, une Thèse ne serait pas une Thèse sans les amis qu'ils soient doctorants, collègues ou acolytes avec qui j'ai partagé au quotidien, en espérant n'oublier personne : Sylvain Viallet, Joëlle Béraud,

Berrak Tayoglu, Caroline Grèverie, Clément Courde, Fatmé Allouche, Wassila Dali-Ali, Karima Alem, Stéphanie Lopez, Stéphanie Godier, Sylvie Robbe et Catherine Blanc. Je n'oublie pas mes amis de l'atelier Théâtre de l'Université de Nice : Auriane Goarant, Rachid Aït-Ouzdi et Franck Rainaut.

Merci à tous !

Table des matières

I	Le cophasage	15
1	Introduction : Position de la Problématique	16
1.1	Contexte Interférométrie / Hypertelescope	16
1.1.1	Interférométrie	16
1.1.2	Hypertelescope ou Densifieur de pupille	23
1.2	Le Projet SIRIUS	27
1.2.1	SIRIUS dans le cadre du projet VIDA, 2004-2007	27
1.2.2	SIRIUS avec un cophaseur actif, 2007-2010	30
1.2.3	Autres démonstrateurs de densifieurs de pupille actifs	30
1.3	<i>Article : Direct imaging with highly diluted apertures - II. Properties of the point spread function of a hypertelescope</i>	32
1.4	Besoin en cophasage	43
1.4.1	Pourquoi cophaser ?	43
1.4.2	Distinction cophasage / cohérencage	43
1.4.3	Comment ?	46
2	Etat de l'art du cophasage	47
2.1	Différentes techniques de mesure en phase	47
2.1.1	Méthode ABCD	47
2.1.2	Méthode des franges dispersées (" <i>Dispersed Fringe Tracking</i> ")	48
2.1.3	Méthode des speckles dispersés (" <i>Dispersed Speckle method</i> ")	48
2.1.4	La diversité de phase (" <i>Phase Diversity</i> ")	49
2.2	Suivi de franges sur quelques interféromètres (" <i>Fringe Tracking</i> ")	50
2.3	Etude comparative de ces méthodes	50
2.4	Performances à améliorer	52
2.5	<i>Article : Study of a new cophasing system for hypertelescopes</i>	54
II	La Diversité de phase chromatique en théorie	63
3	Notre proposition : Diversité de Phase Chromatique	64
3.1	Contexte et justification de la méthode	64
3.1.1	Contraintes et hypothèses initiales	64
3.1.2	Origine et inspirations de la Diversité de Phase Chromatique	64
3.2	Description de la méthode	68
3.2.1	Modélisation Mathématique	68
3.2.2	Dynamique de recherche, notion de Capture range	71
3.2.3	Exemple numérique	74

4	Analyse théorique : simulations numériques	75
4.1	Caractérisation des paramètres	75
4.1.1	Définition de la pupille	75
4.1.2	Détermination des paramètres spectraux	79
4.1.3	Paramètres de l'algorithme : le pas d'échantillonnage	81
4.1.4	Critères de performances du code	82
4.1.5	Magnitude limite atteignable	82
4.1.6	Robustesse	83
4.2	Simulations sur le ciel pour deux projets	85
4.2.1	Etude "SIRIUS sur le ciel"	85
4.2.2	Projet POPS	87
4.2.3	Etude comparative des deux projets	95
4.3	<i>Article : Multi-axial integrated optics solution for POPS, a 2nd-generation VLTI fringe tracker</i>	95
III	La Diversité de phase chromatique en pratique	109
5	Mise en œuvre pratique sur le banc SIRIUS	110
5.1	Description générale du banc	110
5.2	Concept et choix techniques des sous-systèmes du banc	111
5.2.1	Source	111
5.2.2	Densifieur	111
5.2.3	Séparation des voies	120
5.2.4	Voie <i>Science</i>	120
5.2.5	Cophaseur actif	121
5.3	<i>Article : Implementation of the Chromatic Phase Diversity method on the SIRIUS test bench</i>	129
6	Expérimentations	140
6.1	Critères de performances	140
6.1.1	Contraste en fonction de la différence de marche	140
6.1.2	Erreur de mesure en fonction du pas de l'algorithme	140
6.1.3	Dynamique de recherche des pistons	140
6.2	Première lumière sur SIRIUS et ajustements du banc	141
6.3	Images corrigées et contrastes correspondants	142
6.4	Expérimentations en densification maximale	143
6.4.1	Figures d'interférence	143
6.4.2	Détermination des pistons	143
6.5	Performances en fonction de la densification de la pupille de sortie	144
6.6	Expérimentations en densification partielle	145
6.6.1	Etude des bases 0-1 et 0-4	145
6.6.2	Etude à six voies	145
IV	Conclusion	151
V	Annexes	155
7	Valorisation des compétences des docteurs : Un Nouveau Chapitre de la Thèse ®	156
7.1	Cadre général et enjeux de ma thèse	158
7.1.1	Enjeux	158

7.1.2	Moi dans la thèse	159
7.2	Déroulement, gestion et coût estimé du projet	159
7.3	Compétences, qualités professionnelles et personnelles	163
7.3.1	Compétences scientifiques	163
7.3.2	Compétences gestionnaires et managériales	163
7.3.3	Compétences communicationnelles	163
7.3.4	Compétences pédagogiques	164
7.3.5	Benchmarking	164
7.4	Impact de ce travail de thèse	164
8	Documentations techniques, résultats supplémentaires	165
8.1	Document de spécifications du banc SIRIUS	165
8.2	Plan de test du banc SIRIUS	196
8.3	Documentation technique de la caméra Kappa	203
8.4	Tutoriel du logiciel de contrôle de la caméra	208
8.5	Résultats obtenus sur les bases 0-1, 0-2, 0-3 et 0-5	211
	Bibliographie	213

Table des figures

1.1	Speckles sur l'image au foyer d'un télescope	17
1.2	Photo du Keck II	18
1.3	Optique adaptative au VLTI	19
1.4	Thirty Meter Telescope	20
1.5	European-Extremely Large Telescope	20
1.6	Types de recombinaison	21
1.7	Figures d'interférences d'un interféromètre spatial	22
1.8	Nombre de publications en instrumentation en astronomie	24
1.9	Relation Objet-Image	25
1.10	Méthodes de densification	26
1.11	Principe de l'hypertélescope	27
1.12	Structure d'HYPERTEL	28
1.13	Géante rouge simulée	28
1.14	Résultats de simulations d'HYPERTEL	29
1.15	Schéma bloc de SIRIUS dans le projet VIDA	29
1.16	Configurations et FEP des deux versions de SIRIUS	31
1.17	Schéma bloc de SIRIUS en mode cophasé	31
1.18	Schéma de principe de CARLINA	32
1.19	Pourquoi cophaser ?	44
1.20	Effets de la différence de marche	45
1.21	Principe du déphasage	45
2.1	Principe de la méthode ABCD	48
2.2	Principe de la méthode des speckles dispersés	49
2.3	Principe de CHAMP (CHARA)	51
2.4	Lignes à retard du VLTI	53
3.1	Principe de la méthode des franges dispersées	66
3.2	Principe de la méthode de Diversité de Phase Chromatique	69
3.3	Plan pupille et module de la FTO correspondante	70
3.4	Dynamique de recherche pour une longueur d'onde	72
3.5	Dynamique de recherche pour deux longueurs d'onde	73
3.6	Dynamique de recherche pour trois longueurs d'onde	73
3.7	Dynamique de recherche pour trois canaux spectraux	74
4.1	Description de l'algorithme de Diversité de Phase Chromatique	76
4.2	Comparaison pour trois taux de densification	77
4.3	Influence de la redondance de la pupille	78
4.4	Outil de calcul des magnitudes limites	84
4.5	Principe de la photonisation	85
4.6	Résultats de SIRIUS en mode cohérence	87
4.7	Résultats de SIRIUS en mode cophasage	88

4.8	Principe général de POPS	89
4.9	Paramètres du composant d'optique intégrée	89
4.10	Configuration de la pupille de sortie de POPS	90
4.11	Résultats de POPS en mode cohérençage pour quatre télescopes	91
4.12	Résultats de POPS en mode cophasage pour six télescopes	92
4.13	Résultats de POPS en mode cohérençage pour six télescopes	93
4.14	Résultats obtenus en fonction du pas de recherche	94
5.1	Schéma bloc du banc SIRIUS	110
5.2	Schéma optique de SIRIUS	112
5.3	Gabarits de la source LEUKOS	113
5.4	Configuration de la pupille d'entrée de SIRIUS	114
5.5	Description du masque photométrique	115
5.6	Mise en œuvre pratique du module d'injection	116
5.7	Ligne à retard fibrée	118
5.8	Implémentation de la pupille de sortie	119
5.9	Dimensionnement de la pupille de sortie	120
5.10	Implémentation du détecteur Science	121
5.11	Principe de l'éclateur en longueurs d'onde	122
5.12	Profils de transmission des trois dichroïques	123
5.13	Profils d'intensité des trois canaux spectraux	124
5.14	Mise en œuvre pratique de l'éclateur en longueurs d'onde	124
5.15	Vue des trois faisceaux sur la pupille du recombineur	125
5.16	Principe du recombineur	126
5.17	Mise en œuvre pratique du recombineur	127
6.1	Première lumière sur SIRIUS	141
6.2	Figures d'interférence après corrections du banc	142
6.3	Contraste de la base 0-4	143
6.4	Figures d'interférence en densification maximale	143
6.5	Mesures obtenues sur la base 0-1 en densification maximale	144
6.6	Mesures obtenues sur la base 0-4 en densification maximale	145
6.7	Influence de la densification sur la détermination des pistons	146
6.8	Influence du pas de recherche en fonction sur la détermination des pistons	147
6.9	Figure d'interférences à six voies en densification partielle	148
6.10	Mesures de stabilité en mode asservi et non asservi pour une pose courte	149
6.11	Mesures de stabilité en mode non asservi pour une pose longue	150
8.1	Résultats pour les bases 0-1, 0-2, 0-3 et 0-5	212

Liste des tableaux

1.1	Principaux interféromètres utilisés dans le monde	23
1.2	Performances à atteindre sur le VLTI	46
2.1	Comparatif des méthodes de cophasage	52
4.1	Triplets étudiés dans ce manuscrit	80
4.2	Performances attendues dans le visible	81
4.3	Performances attendues dans l'infrarouge	81
4.4	Performances obtenues en fonction du pas de recherche	82
4.5	Paramètres considérés pour le calcul de la magnitude	82
4.6	Paramètres du composant d'optique intégrée	88
4.7	Paramètres d'entrées de l'algorithme	94
5.1	Combinaisons de pupilles utilisées	114
5.2	Caractéristiques des fibres optiques	116
5.3	Paramètres des canaux spectraux	123

Résumé

Afin d'augmenter les capacités d'imagerie et de résolution des instruments d'observation en astronomie, la prospective Haute Résolution Angulaire propose d'augmenter le nombre de sous-pupilles des interféromètres optiques. Associés à des techniques de densification de pupille, les futurs interféromètres seront capables d'imager des cibles astrophysiques faibles et/ou de taille apparente réduite. Il en résulte des contraintes instrumentales constituant le défi technique et technologique dans lequel s'inscrit mon travail de Thèse.

Les conditions de propagation et la qualité de recombinaison des faisceaux collectés par chaque sous-pupille régissent les performances en termes de stabilité de l'image et de sensibilité des réseaux optiques. Pour garantir un mélange interférométrique cohérent et la possibilité d'observer sur des temps d'intégrations supérieurs à quelques millisecondes, il est nécessaire de maintenir la différence de marche optique à une valeur inférieure à la fraction de longueur d'onde grâce à un dispositif de cophasage.

Je propose une méthode dédiée à la mise en phase des grands interféromètres : la Diversité de Phase Chromatique. Celle-ci est fondée sur une analyse spectrale des images à plusieurs longueurs d'onde permettant de déterminer en temps réel les différences de marche optique à compenser par les lignes à retard de l'instrument. Après une étude théorique et numérique de la méthode à travers l'analyse de cas réalistes, je présente sa mise en œuvre pratique sur le banc hypertélescope fibré SIRIUS développé à l'Observatoire de la Côte d'Azur.

Abstract

In order to increase the imaging capabilities and the attainable resolution of the observing instruments in astronomy, the High Angular Resolution prospective proposes to increase the number of sub-apertures of the optical interferometers. Thanks to densification techniques, future interferometers will be capable of imaging faint and small (apparent size) astrophysical targets. The resulting instrumental constraints define the technical and technological challenge in which my Thesis work is performed.

The propagation conditions and the recombining quality of the collected beams govern the performances of the image, in terms of stability and instrument sensitivity. To ensure a coherent interferometric mix and the possibility of observing during long integration times, it is necessary to maintain the optical path difference to a value lesser than a fraction of wavelength thanks to a cophasing device.

I propose a method dedicated to cophase large interferometers : the Chromatic Phase Diversity. It is based on the spectral analysis of multi-wavelength images allowing to determine in real time the optical path difference to be compensated by the instrument delay lines. After a theoretical and numerical study of the method, I describe its practical implementation on the fibered hypertlescope testbench SIRIUS developed at the Observatoire de la Côte d'Azur (Nice, France).

Avant-propos

Un des objectifs majeurs en astronomie est d'observer des objets célestes de plus en plus éloignés, de faible intensité avec une résolution la plus élevée possible. Connaissant ces contraintes, les axes de recherche en instrumentation optique sont principalement dédiés à améliorer la sensibilité des instruments, minimiser les perturbations rencontrées par le front d'onde collecté et optimiser le traitement du signal afin d'en tirer un maximum d'information exploitable.

Parmi tous les concepts instrumentaux existants, je m'intéresse aux interféromètres optiques, capables d'atteindre la haute résolution angulaire. Cette technique d'observation associée au principe de densification de pupille permet d'augmenter à la fois la résolution angulaire et la sensibilité de l'instrument d'un facteur non négligeable [22]. Ce concept, également appelé hypertélescope, a été validé par plusieurs démonstrateurs que je décris plus loin, dont le banc optique SIRIUS qui m'intéresse particulièrement dans cette étude.

Le contexte d'exploitation du banc SIRIUS consistait initialement à caractériser le principe de densification appliqué à un interféromètre spatial fibré observant dans le visible [30]. Cette étude s'inscrivait dans le cadre du projet VIDA, dédié à l'application de la densification de pupille au VLTI [31].

Afin de satisfaire aux exigences des futurs grands réseaux de télescopes, une conclusion importante apportée par cette étude contraint la minimisation de la différence de marche optique de l'instrument à mieux que la fraction de longueur d'onde [32]. C'est dans ce contexte que la méthode de Diversité de Phase Chromatique a été développée puis implémentée sur le banc SIRIUS.

Ce manuscrit est ordonné en quatre parties principales :

J'explique dans la Partie I le coeur de mon sujet d'étude à savoir : la mise en phase des interféromètres, aussi appelée cophasage.

Je commence cette partie par le Chapitre 1 précisant le contexte de ce travail de thèse : j'y présente un historique des techniques développées au fil des ans et un guide de la technique d'interférométrie. Ceci m'ammène à expliquer pourquoi le cophasage est nécessaire et comment il est réalisé.

Je détaille ensuite dans le Chapitre 2 les principales techniques de cophasage existantes ainsi que leurs performances actuelles. Grâce à cette revue, je précise les besoins et améliorations à apporter au dispositif de cophasage.

La deuxième partie de ce manuscrit (Partie II) est consacrée à la description de la méthode de cophasage que j'ai développée : la Diversité de Phase Chromatique.

Après l'avoir exposée mathématiquement (*cf.* Chapitre 3), je présente les études numériques qui m'ont permis de caractériser chacun des paramètres entrant en jeu dans la méthode (*cf.* Chapitre 4).

J'achève cette partie par une application théorique de la Diversité de Phase Chromatique, avec des paramètres réalistes, sur deux projets, dont l'un (POPS [43]) est dédié au VLTI et répond à l'appel d'offre 2008 "2GFT" de l'ESO.

La mise en œuvre pratique de la méthode sur le banc SIRIUS est détaillée dans la partie III. Les

concepts étudiés puis intégrés sont définis dans le Chapitre 5.2 : chaque sous-système y est décrit.

Les critères de performances utilisés pour caractériser le banc ainsi que les expérimentations que j'ai menées sont décrites dans le Chapitre 6.

Dans la conclusion (*cf.* Partie IV) de ce manuscrit, je présente les performances et les limites de la technique de Diversité de Phase Chromatique en terme de détermination de pistons ainsi que de stabilité d'intensité. Ceci me permet finalement de définir les perspectives à envisager dans le cadre de l'étude du banc SIRIUS ainsi que, plus généralement, sur les méthodes de cophasage.

Première partie

Le cophasage

Chapitre 1

Introduction : Position de la Problématique

1.1 Contexte Interférométrie / Hypertelescope

Avant de pouvoir observer et analyser les astres et l'univers, il est nécessaire de spécifier et de développer des technologies capables d'atteindre les objectifs astrophysiques tout en s'affranchissant au mieux des contraintes environnementales éventuelles. En effet, l'onde de l'objet observé se propage dans le vide sans être perturbée, puis traverse l'atmosphère terrestre avant d'être collectée par la pupille d'entrée du télescope. Elle est enfin acheminée jusqu'au détecteur : les mesures réalisées permettent aux astrophysiciens de caractériser l'astre.

Grâce aux performances et aux avancées des techniques d'observation, l'instrumentation permet d'obtenir des données de plus en plus résolues d'objets de plus en plus faibles ; l'analyse de ces données et leur confrontation aux modèles numériques par les astrophysiciens permettent d'étudier les astres.

L'Astronomie est donc avant tout une science pluridisciplinaire reposant sur différents domaines d'expertise : optique, informatique, automatique et mécanique, ...

1.1.1 Interférométrie

Au travers des étapes de développement des techniques d'observation, je présente ci-après les enjeux et les avancées de l'astronomie instrumentale pour ensuite détailler la technique d'interférométrie.

Historique

Le premier tournant technique en astronomie fut réalisée par Galileo Galilei en 1610. Au moyen d'une lunette pointée vers le ciel, il bouleverse la vision du Monde en appuyant l'hypothèse que la Terre n'est pas le centre de l'Univers.

Depuis lors, l'instrumentation n'a cessé de défier les contraintes technologiques à la recherche de la haute résolution angulaire notamment. Cette notion caractérise la capacité d'un télescope (dans ce contexte) à discerner les détails les plus fins possibles afin d'analyser au mieux les astres observés. Dans le cadre de l'étude des objets faibles et d'objets complexes, la prospective Haute Résolution Angulaire a défini comme objectif de pouvoir distinguer des détails de taille apparente de l'ordre de la milliarcseconde. Les objets d'intérêt scientifique sont par exemple les surfaces stellaires et leur environnement ou encore le cœur des noyaux de galaxie.

Je traite par la suite de la technique d'observation qui permet d'accéder à la haute résolution angulaire. Celle-ci est fondée sur le phénomène d'interférence découvert par Thomas Young au début du XIX^{ème} siècle. Ce n'est qu'en 1868, qu'Hippolyte Fizeau [11] envisage de l'appliquer à l'astronomie. En 1920, Albert

Michelson réalise une poutre interférométrique grâce à laquelle il mesure le premier diamètre stellaire [29].

Les longueurs d'ondes radio étant moins contraignantes en terme notamment de détection et de transport que les ondes optiques, la radioastronomie se développe plus aisément dans un premier temps. Il faudra attendre les années 1970 avant que l'astronomie optique ne lève certaines limitations grâce aux avancées technologiques et techniques.

Nous allons voir par la suite en quoi les perturbations rencontrées par l'onde sont préjudiciables à l'astronomie optique et comment elles ont été traitées.

En traversant l'atmosphère terrestre, l'état de phase de l'onde collectée par les télescopes est perturbée. Ces fluctuations aléatoires, causées par l'inhomogénéité de l'atmosphère, génèrent un phénomène d'interférences constructives et destructives : l'image au foyer du télescope est constituée de petites taches nommées tavelures ou *speckles* (voir Fig. 1.1). Le pouvoir de résolution effectif des télescopes, limité par les perturbations atmosphériques, n'atteint pas sa valeur nominale λ/D , λ étant la longueur d'onde d'observation et D le diamètre de l'ouverture.

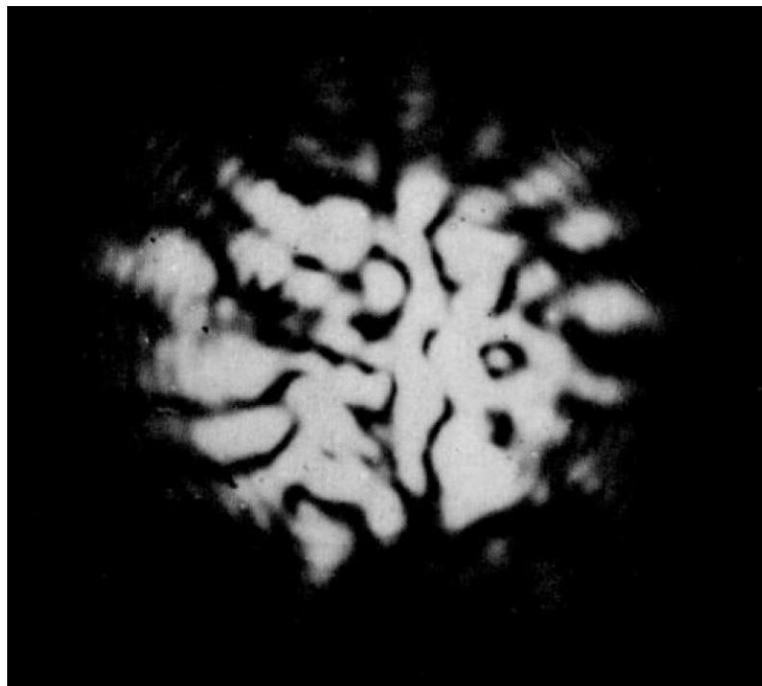


FIGURE 1.1 – Image focale simulée d'une étoile ponctuelle obtenue avec un télescope de 2m de diamètre (©Labeyrie [20]).

C'est ainsi qu'Antoine Labeyrie développe en 1970 la technique de l'interférométrie des tavelures (*speckle interferometry*) afin d'exploiter au maximum le potentiel des télescopes monolithiques [20]. Cette technique consiste dans un premier temps à enregistrer sur de très courtes poses (de l'ordre de quelques millisecondes) les images perturbées afin de figer les speckles. Dans un second temps, un traitement des images dans le domaine de Fourier permet de caractériser l'objet observé.

Sitôt ce facteur limitant levé, la résolution est contrainte par le phénomène de diffraction : cette dernière est inversement proportionnelle au diamètre de l'ouverture considérée. L'enjeu consiste alors à augmenter le diamètre des surfaces collectrices des télescopes. Augmenter la taille des ouvertures permet également d'accroître le nombre de photons collectés favorisant une meilleure sensibilité de l'instrument.

Le premier défi qui en découle est la réalisation de grands miroirs monolithiques : à ce jour les plus grands sont ceux du VLTI (Very Large Telescope Interferometer) dont le diamètre atteint 8.2m.

Pour réaliser des surfaces collectrices encore plus grandes, il est nécessaire d'avoir recours à la fabrication de miroirs segmentés comme ceux du Keck à l'Observatoire du Mauna Kea à Hawaï (voir Fig. 1.2) : le miroir primaire est alors composé de miroirs hexagonaux tangents.

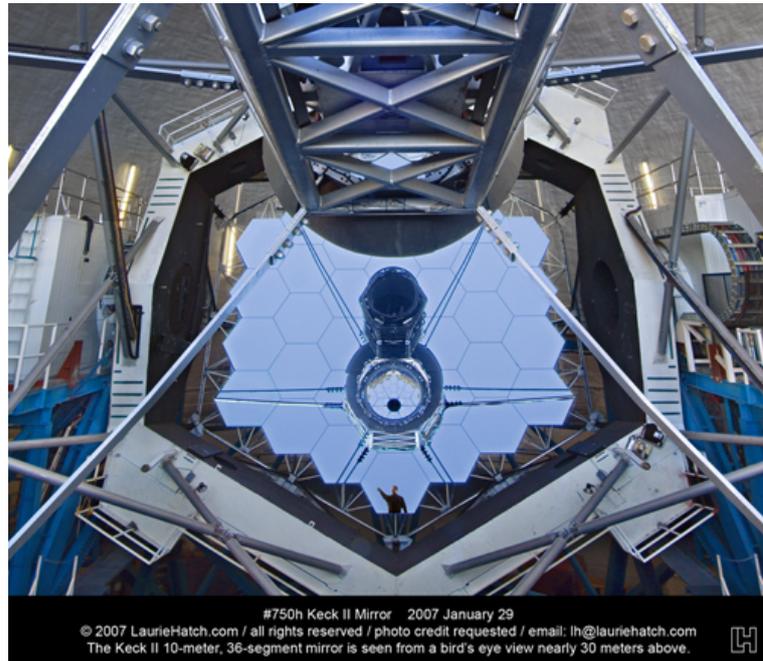


FIGURE 1.2 – Photo du Keck II (©Laurie Hatch). Ce miroir primaire de 10m de diamètre est composé de 36 segments hexagonaux.

Le deuxième défi est le contrôle de l'état de phase de l'onde collectée : plus un miroir est grand, plus il est lourd et par conséquent se déforme et risque de s'effondrer sous sa masse. L'enjeu technologique est de fabriquer des miroirs les moins lourds et donc les plus fins possibles.

Les quatre grands télescopes du VLTI ont une épaisseur de 17cm pour une masse de 22 tonnes chacun. Dans le cas des miroirs segmentés, la surface d'onde du miroir primaire doit être continue pour maintenir la qualité du front d'onde.

Dans les deux cas, la solution mise en oeuvre consiste à utiliser des actionneurs sous toute la surface du miroir en des points stratégiques. Pour procéder au réglage du front d'onde des miroirs, l'instrument pointe une étoile de référence (proche de l'objet à observer), un capteur de front d'onde détecte les corrections à envoyer aux actionneurs, enfin ceux-ci modifient en réponse la forme du miroir. Ce type de corrections est ré-actualisée environ toutes les minutes. La figure 1.3 représente la boucle fermée du système d'*optique active* utilisée sur les télescopes du VLTI.

En ce qui concerne les miroirs segmentés, d'une part, le front d'onde de chaque segment doit être corrigé, et d'autre part, l'ensemble des segments doit avoir une surface continue. L'inconvénient par rapport à un miroir monolithique est la présence d'aberration de piston entre les différents segments qui ne sont pas détectables par les capteurs de front d'onde habituels (type Shack Hartmann) [37]. Cette aberration de piston, *i.e.* une différence de marche entre les différents segments, est discutée en détail dans les chapitres suivants.

Dans le but de compenser en temps réel les perturbations dues à l'atmosphère, la technique dite d'*optique adaptative* est développée dans les années 1990 [39]. Cette technique a le même principe que l'optique active, la différence est la fréquence de correction du front d'onde : beaucoup plus élevée pour pouvoir suivre les fluctuations de l'atmosphère qui sont de l'ordre de quelques millisecondes. Grâce à cette technique, il est possible d'observer des objets faibles tout en atteignant le pouvoir de résolution nominal

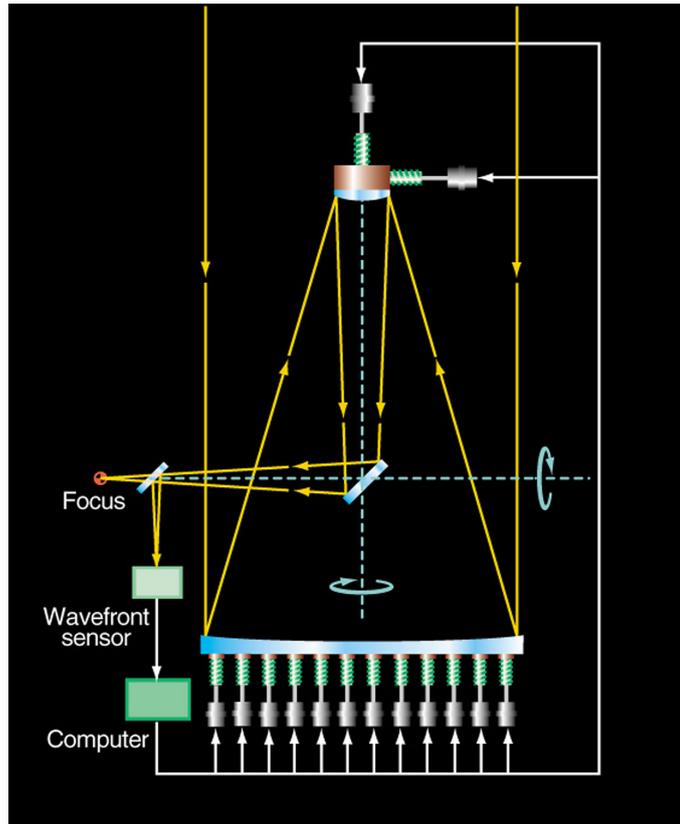


FIGURE 1.3 – Système d’optique active mise en oeuvre sur les grands télescopes du VLTI (©ESO).

du télescope.

Dans cette course au détail, des projets américains et européens ont pour objectif de construire des télescopes de 30m (*Thirty Meter Telescope*), Fig. 1.4, et 42m (*European Extremely Large Telescope*), Fig. 1.5, respectivement.

Ces télescopes seront évidemment de type segmentés et nécessiteront des systèmes d’optiques active et adaptative complexes.

Dès 1974, l’interférométrie stellaire est de retour avec l’Interféromètre à 2 Télescopes I2T réalisé par A. Labeyrie [21] (Nice, France). Dans le cas des réseaux interférométriques très dilués, la résolution dépend de la distance entre les télescopes (ligne de base) et non de leur diamètre : la haute résolution angulaire devient alors accessible et d’autre part, les problèmes de réalisation liés à la construction d’un télescope monolithique de grand diamètre sont palliés indirectement. L’interférométrie optique devenant une discipline à part entière en astronomie, les instruments et groupes de travail se multiplient dans le monde entier.

Désormais, deux principaux axes de recherche sont dédiés à l’astronomie en Haute Résolution Angulaire : l’imagerie directe grand champ au moyen de la technologie monolithique d’une part, et l’observation à très haute résolution angulaire dans un champ étroit grâce à l’interférométrie.

Principe de l’interférométrie

Il s’agit d’une technique optique fondée sur la nature ondulatoire de la lumière : pour obtenir des interférences lumineuses, la lumière émise par une source est séparée en plusieurs systèmes d’ondes qui sont recombinaés après avoir parcouru des chemins optiques distincts. La différence de trajet entre les bras



FIGURE 1.4 – Vue d'artiste du TMT (issue du site *www.tmt.org*)

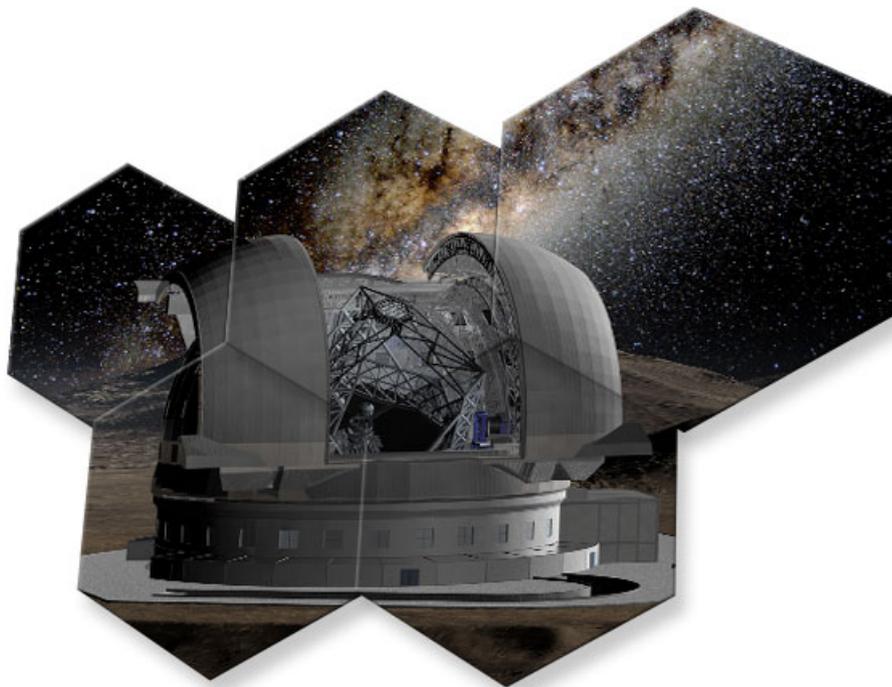


FIGURE 1.5 – Vue d'artiste de l'E-ELT (issue du site *www.eso.org*).

d'un interféromètre est appelée différence de marche optique (DDM).

Les modes de recombinaison possibles sont :

Le mode coaxial : les faisceaux sont recombinaison deux à deux suivant le même axe optique, c'est le cas par exemple pour un interféromètre de type Michelson comme illustré sur la Fig. 1.6 (colonne gauche). Dans ce type de recombinaison, la détection se fait sur un seul pixel : la différence de marche est modulée temporellement sur un des bras de l'interféromètre.

Le mode multiaxial : les faisceaux recombinaison ne proviennent pas de la même direction, comme illustré sur la Fig. 1.6 (colonne droite). Dans ce cas, le détecteur n'est plus monopixel, les franges sont codées spatialement suivant les axes x et y du détecteur.

Les faisceaux peuvent être recombinaison en plan pupille ou en plan image dans les deux modes.

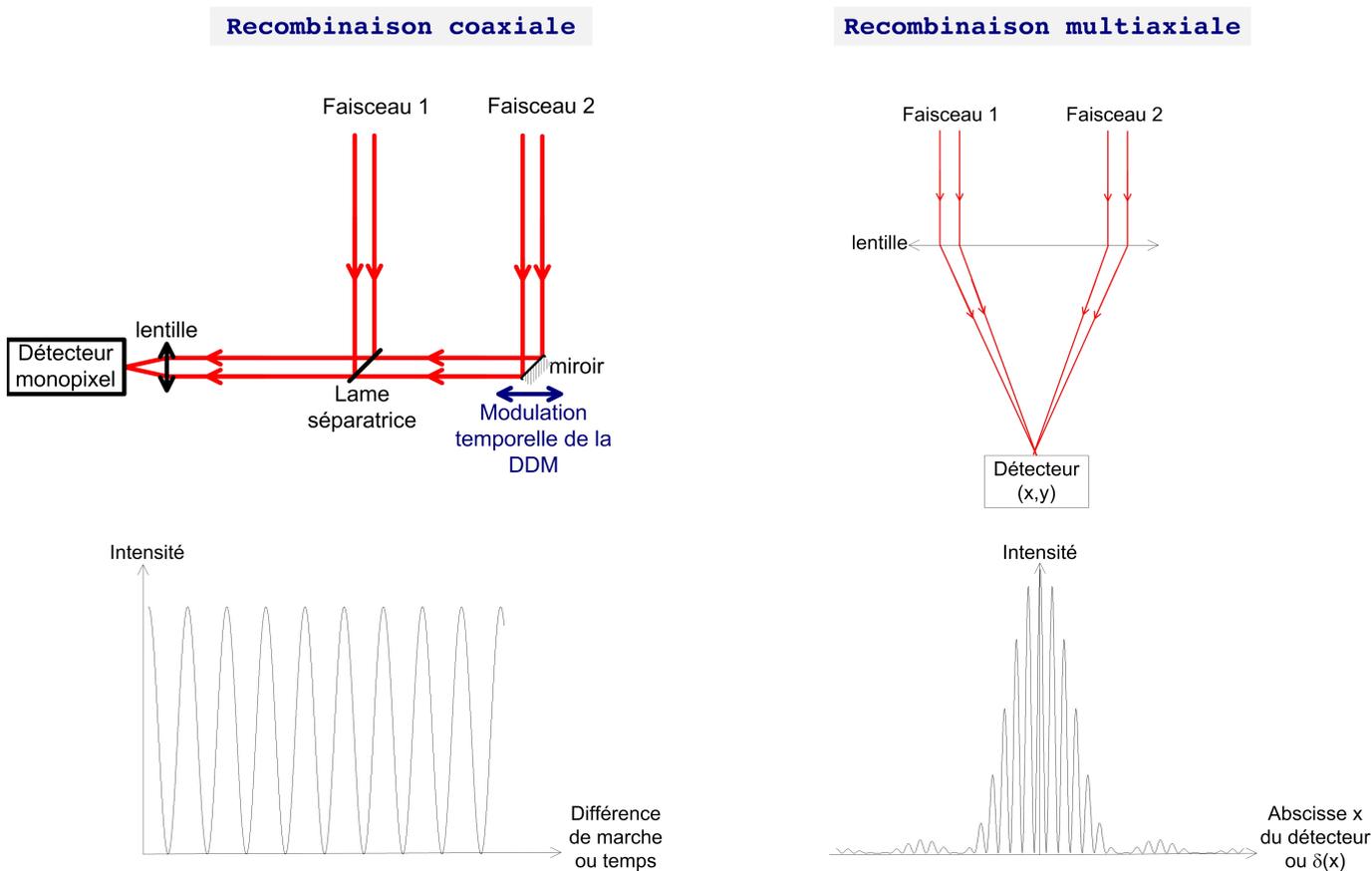


FIGURE 1.6 – Principes et figures d'interférence des deux modes de recombinaison. A gauche : recombinaison coaxiale dans le plan de la lame séparatrice (en plan pupille), à droite recombinaison multiaxiale dans le plan du détecteur (en plan image (x,y)).

Pour observer le phénomène d'interférence entre les deux systèmes d'onde, la différence de marche doit être inférieure à une grandeur appelée longueur de cohérence L_c . Celle-ci dépend des caractéristiques spectrales du montage instrumental et de la source :

$$L_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (1.1)$$

avec λ et $\Delta\lambda$ respectivement la longueur d'onde et la bande spectrale d'observation. La figure 1.7 illustre le cas d'une recombinaison multiaxiale de deux systèmes d'onde dans le plan (x,y) (haut de la figure) et montre le profil d'intensité suivant la direction x_0 (bas de la figure). La dimension d'une sous

ouverture conditionne la largeur de la figure d'interférence à cause du phénomène de diffraction, alors que la périodicité des franges dépend dans ce cas de la distance entre les deux sous ouvertures.

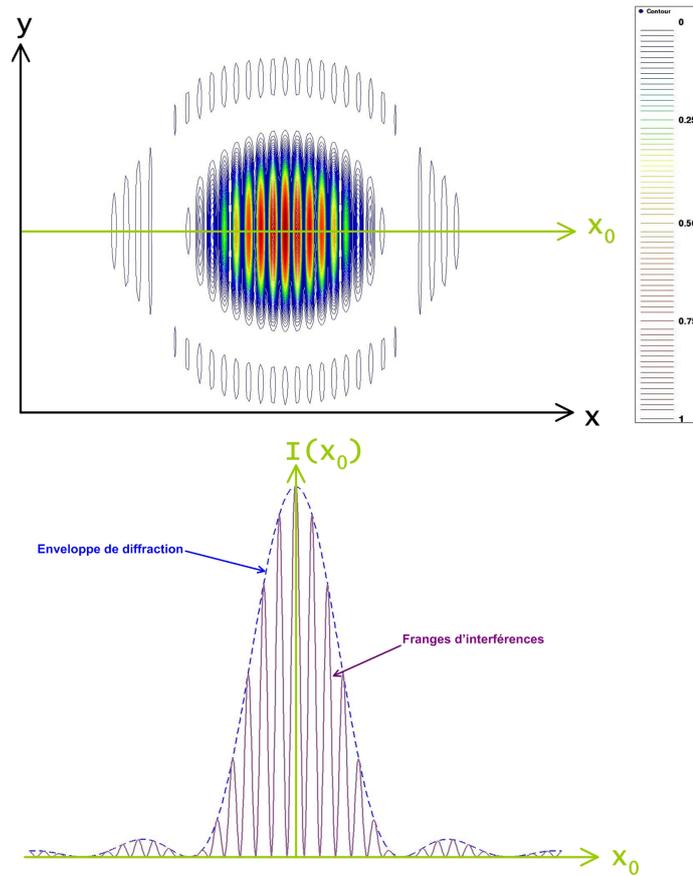


FIGURE 1.7 – En haut : Figure d'interférence d'un interféromètre spatial à deux ouvertures dans le plan image (x,y) d'un détecteur. Issues de la recombinaison multiaxiale des faisceaux collectés par deux sous pupilles, les franges d'interférences sont modulées par une enveloppe de diffraction (en bas).

En pratique, les télescopes d'un interféromètre pointent le même objet et collectent les ondes lumineuses qu'il émet. Celles-ci sont ensuite acheminées jusqu'à la station de recombinaison. Le transport de ces ondes se fait au moyen de systèmes optiques complexes et constitue encore aujourd'hui un des points durs des interféromètres (perte de flux lors de la propagation, retards instrumentaux, alignements des optiques). Le plan (u,v) correspond au plan des fréquences spatiales exploitées par l'interféromètre, celles-ci sont définies par sa configuration géométrique. A chaque paire de télescopes correspond une ligne de base projetée sur le ciel (u_0, v_0) . Celle-ci est définie telle que :

$$(u_0, v_0) = \frac{\vec{B}}{\lambda} \quad (1.2)$$

\vec{B} étant le vecteur base projeté dans le plan normal à la direction de visée, λ la longueur d'onde d'observation.

Les caractéristiques de la figure d'interférence servent par la suite à reconstruire une image de l'objet. La visibilité complexe des franges correspond en effet à la Transformée de Fourier normalisée de la distribution d'intensité de l'objet, à la fréquence spatiale des franges (u,v) (Théorème de Van Cittert et Zernike [6]). La visibilité est évaluée grâce aux mesures de contraste des franges d'interférences en fonction de la ligne de base B utilisée.

Les astrophysiciens confrontent ainsi leurs modèles avec les mesures prises pour déterminer indirectement une image et les caractéristiques de l'objet.

Interféromètres actifs

La table 1.1 détaille brièvement quelques caractéristiques des principaux interféromètres utilisés à travers le monde.

Désignation	Lieu, Pays	N_T	BW
CHARA Array [2]	Mont Wilson, États Unis	6 (1m)	V, R, I, J, H, K
Keck Interferometer KI [35]	Mauna Kea , États Unis	2(+2 en <i>Nulling</i>) (10m)	J, H, K, L, N
ISI[16]	Mont Wilson, États Unis	2 (1.65m)	mid-I
LBTI[17]	Arizona, États Unis	2 (8.4m)	I
MROI[34]	Socorro, États Unis	10 (1.43m)	V, I
NPOI[41]	Anderson Mesa, États Unis	6 (0.35m)	V, R, I
SUSI[42]	New South Wales, Australie	2 (0.20m)	B, V, R, I
VLTI[40]	Mont Paranal, Chili	4 UT (8,2m) + 4AT (1,8m)	J, H, K, N

TABLE 1.1 – Principaux interféromètres utilisés dans le monde, N_T correspond au nombre de télescopes, BW aux bandes spectrales d'observation, les diamètres des ouvertures sont données entre parenthèses. A la suite du nom des instruments, sont indiqués les références des articles correspondants.

Publications liées à l'interférométrie

La figure 1.8, issue du site OLBIN [23], fournit le nombre d'articles publiés en fonction de l'interféromètre utilisé pour extraire des données observationnelles, en fonction du sujet traité et du type d'objet étudié. On remarque que le VLTI est de loin le plus fructueux des interféromètres, que l'instrumentation représente 30% des publications et que les étoiles binaires sont les objets les plus étudiés.

Dans ce manuscrit, je m'intéresse principalement à la conception et la mise en œuvre pratique des imageurs directs et non aux observables interférométriques ou à la reconstruction d'images.

Relation Objet-Image

Je rappelle sur la figure 1.9 la relation objet-image, dans le cas général puis en particulier pour les instruments d'observation. Dans l'espace direct, la distribution d'intensité de l'image correspond à la convolution entre celle de l'objet et la réponse impulsionnelle de l'instrument. Celle-ci est notée Fonction d'Étalement de Point en optique pour un objet ponctuel à l'infini. En réalisant une Transformée de Fourier de ces quantités, on obtient le spectre spatial de l'image par un simple produit entre le spectre spatial de l'objet et la Fonction de Transfert de l'instrument. Celle-ci devient la Fonction de Transfert Optique dans le cas d'une source ponctuelle à l'infini.

1.1.2 Hypertélescope ou Densifieur de pupille

Enjeux de l'hypertélescope

Le principe de l'hypertélescope a été décrit par Antoine Labeyrie en 1996 [22]. Il s'agit d'un interféromètre utilisant le principe de densification de pupille afin d'obtenir une image directe de l'objet observé.

L'objectif d'un tel instrument est d'obtenir une répartition optimale des photons dans le plan pupille final afin d'augmenter la sensibilité et la résolution de l'interféromètre : la figure d'interférence corres-

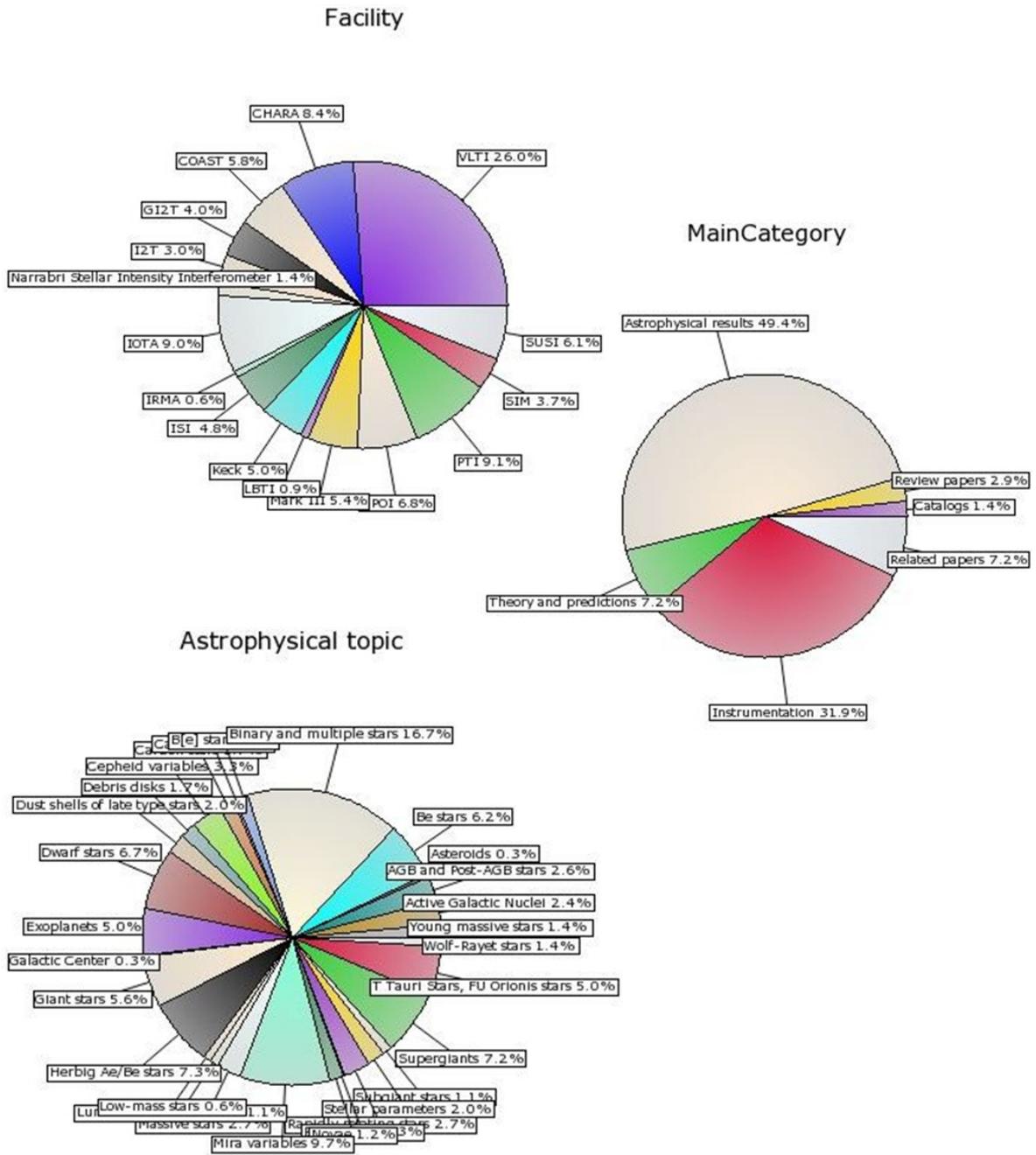


FIGURE 1.8 – Estimation du nombre d'articles publiés en fonction, de haut en bas : de l'interféromètre utilisé, du sujet dédié à l'article, de l'objet astrophysique étudié (à mi mai 2011 sur le site <http://ol-bin.jpl.nasa.gov/index.html>).

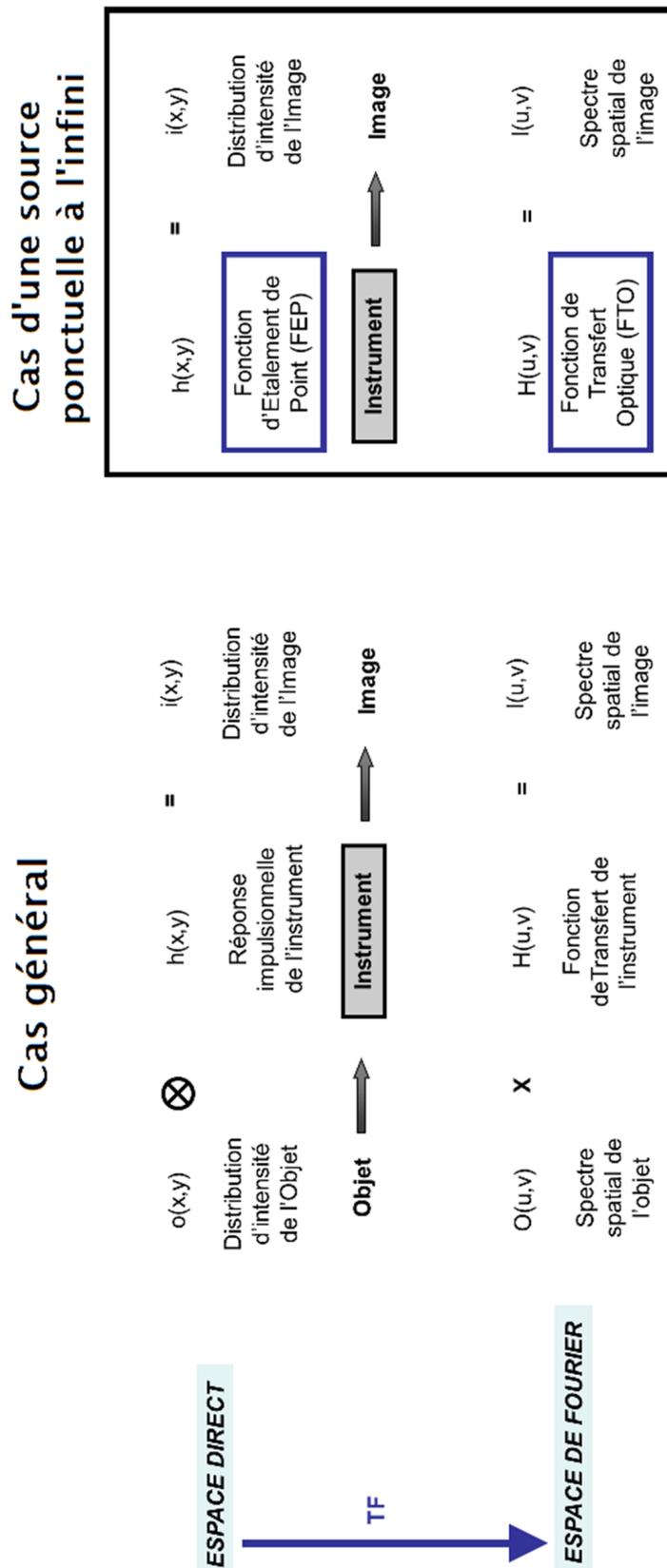


FIGURE 1.9 – Relation Objet-Image (cas général et cas d'une source ponctuelle à l'infini) dans l'espace direct et l'espace de Fourier.

pondante étant optimale, sa largeur est considérablement réduite et sa dynamique largement supérieure à celle d'un interféromètre classique.

Le principe de densification consiste à couvrir au maximum le plan des fréquences spatiales en l'échantillonnant au mieux grâce à de nombreuses petites sous ouvertures et à combler les lacunes de ce plan en reconstituant un télescope géant de diamètre équivalent à la plus grande base.

En contrepartie, les contraintes de minimisation de la différence de marche sont relevées : celle-ci devant nécessairement être inférieure à $\frac{\lambda}{10}$ [32].

Principe de fonctionnement

Un hypertélescope est composé d'une pupille d'entrée dite *diluée* et d'une pupille de sortie dite *densifiée*. Il existe deux façons de densifier une pupille d'entrée comme illustré par la figure 1.10 :

1. Rapprocher optiquement les faisceaux de la pupille diluée, dans ce cas le facteur de densification γ correspond au rapport entre la longueur de la base initiale a et la base densifiée a' tel que :

$$\gamma = \frac{a}{a'} \quad (1.3)$$

2. Augmenter la taille des faisceaux au maximum sans les faire se chevaucher. Le facteur de densification γ correspond au rapport entre le diamètre d'une sous-pupille densifiée ϕ et le diamètre initial d'une sous-pupille d :

$$\gamma = \frac{\phi}{d} \quad (1.4)$$

Dans les deux cas, la géométrie de la pupille de sortie doit être exactement homothétique à la pupille d'entrée (fameuse *règle d'or* [1], [46]).

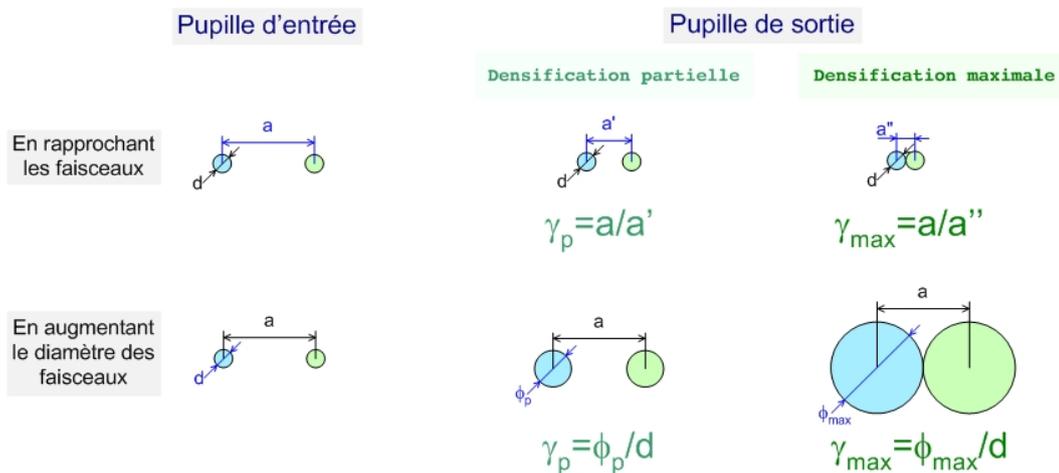


FIGURE 1.10 – Deux façons de densifier : en haut, rapprocher les faisceaux ; en bas, augmenter le diamètre des faisceaux. Les facteurs de densification γ correspondants sont indiqués en fonction des deux modes densification.

Sur la figure 1.11, la pupille d'entrée diluée collecte les faisceaux d'un objet à l'infini. Au foyer de l'instrument (foyer Fizeau) la figure d'interférence est celle d'un interféromètre classique. L'énergie est

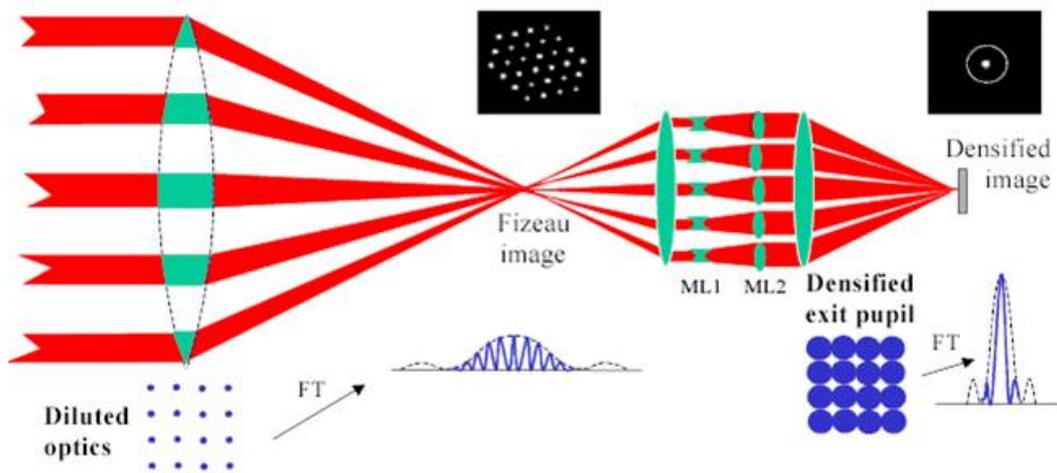


FIGURE 1.11 – Schéma de principe de l'hypertélescope (©Labeyrie).

diluée dans les lobes et la dynamique est limitée.

En augmentant le diamètre de chaque faisceau, au moyen par exemple de lunettes de Galilée inversées, la pupille de sortie est densifiée : la figure d'interférence qui en résulte concentre l'énergie dans son pic central multipliant sa hauteur par le carré du facteur de densification.

1.2 Le Projet SIRIUS

Dans le cadre de l'étude des futurs grands interféromètres, le projet SIRIUS a dans un premier temps été dédié à la caractérisation du concept de densification par fibres optiques pendant la thèse de Fabien Patru [30], puis à la validation d'une méthode de cophasage défiant les contraintes techniques des grands réseaux : la Diversité de Phase Chromatique exposée dans ce mémoire.

L'acronyme SIRIUS signifie Système Interférométrique de Recombinaison pour l'Imagerie sur l'Univers Stellaire. Ce projet est financé par le Centre National des Etudes Spatiales, par l'Institut National des Sciences de l'Univers, par l'Observatoire de la Côte d'Azur et par le Centre National de la Recherche Scientifique.

1.2.1 SIRIUS dans le cadre du projet VIDA, 2004-2007

Le projet VIDA [31] a consisté en l'étude d'un instrument de deuxième génération pour le VLTI dédié à l'imagerie directe dans le proche infrarouge. Le banc SIRIUS a été développé dans un premier temps afin de caractériser la faisabilité et les contraintes à lever d'une densification de pupille sur les télescopes du VLTI.

Fort de ces études, Fabien Patru a démontré que le cophasage des sous-pupilles à mieux qu'une fraction de longueur d'onde est le principal facteur limitant [31]. D'où l'étude et la mise en œuvre pratique d'un cophaser pendant mon travail de thèse présenté dans le paragraphe 1.2.2.

Dans le cadre de ce projet, deux principaux axes ont été étudiés par Fabien Patru :

Code HYPERTEL

Secondé d'Olivier Lardière, Fabien a développé en langage IDL le logiciel HYPERTEL afin de caractériser les différents modes de densification existants en fonction de nombreux paramètres (facteur de

densification, champs d'imagerie, objet observé, ...); certains résultats sont présentés dans l'article [33] situé au paragraphe 1.3. La figure 1.12 décrit la structure du logiciel.

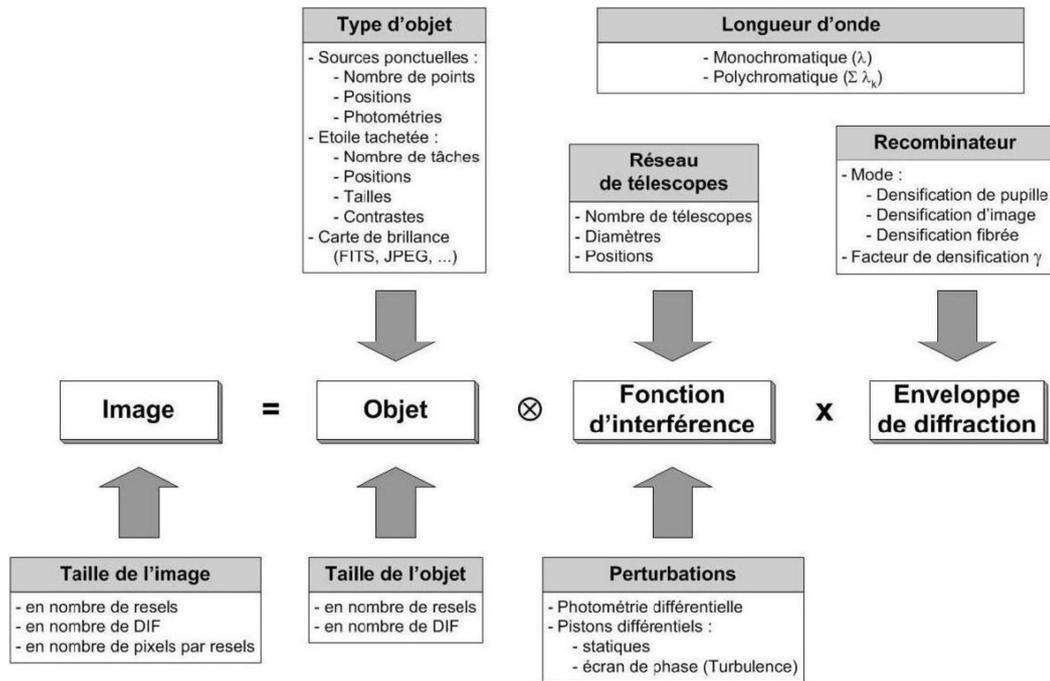


FIGURE 1.12 – Structure du logiciel HYPERTEL (©Patru).

Ce logiciel comporte deux volets : un volet *simulation* de fonction d'étalement de point ou d'image en cas d'objet non ponctuel et à l'infini ; et un volet *analyse* et caractérisation des images simulées. Ce dernier peut également être utilisé pour analyser les résultats expérimentaux du banc SIRIUS évoqué ci-après.

La figure 1.14 présente un résultat que j'ai simulé avec HYPERTEL avec comme objet la géante rouge Fig. 1.13.

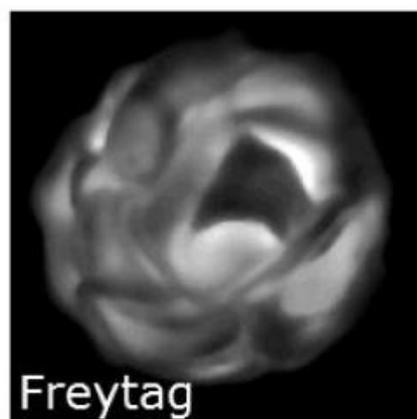


FIGURE 1.13 – Objet simulé, géante rouge de Freytag [12].

Cette étude porte sur l'influence du nombre de sous pupilles d'un hypertelescope, conservant une base maximale constante, sur le champ propre tel que décrit par Patru *et al.*[31] et [33]. On constate que le

champ propre augmente progressivement avec le nombre de télescopes : on obtient avec 96 télescopes une image fidèle à la source simulée.

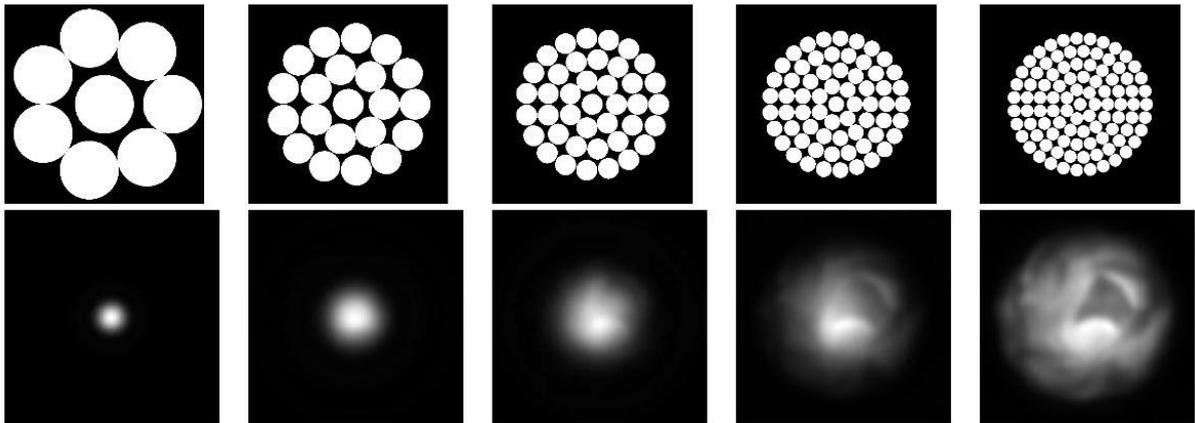


FIGURE 1.14 – En haut : Pupille densifiée de configuration type KEOPS avec, de gauche à droite, 8, 21, 40, 65 et 96 télescopes. En bas : Image directe simulée de l’objet en fonction du nombre de télescopes et pour une base maximale constante de 250m. L’enveloppe de diffraction est verrouillée par un filtrage spatial.

De façon formelle, soit B la base maximale de l’interféromètre, constante dans cette étude, soit s la base minimale entre deux télescopes : plus le nombre de télescopes augmente, plus s diminue. Or le champ propre CLF (pour *Clean Field*) est égal à :

$$CLF = \frac{\lambda}{s} [radians] = \frac{B}{s} [resel] \quad (1.5)$$

L’unité *resel* étant l’unité représentant un élément de résolution.

Cette étude permet de spécifier les paramètres de l’interféromètre en fonction des dimensions de l’objet observé : dans le cas simulé, le nombre de télescopes est déterminant pour restituer une image directe correcte.

Banc SIRIUS

D’autre part, le banc SIRIUS est un prototype de densifieur fibré ayant la configuration des 4 UT du VLTI à l’échelle 1/3000 [32].

Ce banc optique avait initialement pour objet de confronter les résultats des simulations et les résultats expérimentaux en analysant les figures d’interférence obtenues avec les deux méthodes. La figure 1.15 représente le schéma bloc du banc.

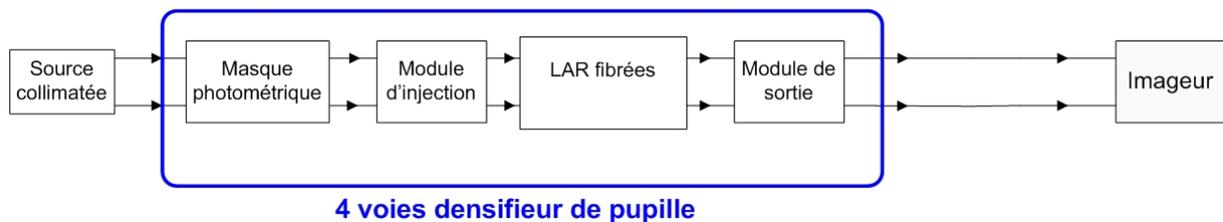


FIGURE 1.15 – Schéma bloc de SIRIUS version 1.

Ce banc a permis de valider les nouveaux concepts de densification. Les fibres optiques facilitent la reconfiguration de la pupille de sortie et un filtrage spatial corrigeant les aberrations de front d'onde, en revanche Fabien a constaté une perte de flux de 20% en injection.

Le facteur limitant mis en évidence par la thèse de Fabien Patru est la nécessité d'un système de cophasage permettant de minimiser la différence de marche optique à mieux que $\lambda/10$. Fort de ces conclusions, Denis Mourard a engagé une deuxième phase au projet SIRIUS dédiée à la proposition et l'implémentation d'une méthode de mise en phase des sous-pupilles applicable au futurs grands réseaux optiques. Je décris ci-après cette deuxième phase de SIRIUS à laquelle j'ai participé.

Ces conclusions et HYPERTEL ont été utiles à l'élaboration du banc SIRIUS cophasé où seule l'aberration de piston est à rechercher et à corriger et où la configuration a été choisie homogène pour optimiser l'énergie de la figure d'interférence : comme illustré par la figure 1.16, une configuration de type "KEOPS" permet de concentrer l'énergie dans le pic central de la figure d'interférence contrairement à la configuration type "VLTI" qui a pour effet de diluer cette énergie (démarche détaillée dans la section 5.1).

1.2.2 SIRIUS avec un cophaseur actif, 2007-2010

Description

Dans la logique d'anticipation de la complexité des futurs grands réseaux optiques et en continuité avec les conclusions données par le projet VIDA, nous avons développé et implémenté une méthode de cophasage active sur le banc SIRIUS [45]. La configuration du réseau est de type KEOPS à six sous-pupilles (Fig. 1.16).

Cette configuration permet d'expérimenter la méthode de cophasage avec un grand nombre de sous-pupilles en optimisant la fonction d'étalement de point comme illustré sur cette même figure.

Le besoin et le principe d'un système de cophasage sont décrits dans le paragraphe 1.4. Le schéma, Fig. 1.17, fait apparaître les sous-systèmes de SIRIUS en version cophasée dont la boucle d'asservissement des longueurs de bras fondée sur la méthode de Diversité de Phase Chromatique.

Objectifs

Le but du prototype SIRIUS cophasé est de valider la méthode de Diversité de Phase Chromatique (§ 3) sur un densifieur de pupille fibré composé de six ouvertures, en temps réel, avec des variations de différence de marche (pistons différentiels) de l'ordre de quelques microns.

Dans cette optique, j'ai développé un algorithme d'extractions des pistons différentiels en langage IDL que je décris dans le paragraphe 4. La mise en œuvre pratique de la méthode sur le banc SIRIUS est détaillée partie III.

1.2.3 Autres démonstrateurs de densifieurs de pupille actifs

Il existe à l'heure actuelle des bancs de test de densifieur tel que le banc hypertelescope temporel développé à Limoges au Laboratoire Xlim [36]. Ce banc fonctionne en infrarouge, la modulation temporelle de la différence de marche optique permet de sélectionner la zone d'intérêt de la figure d'interférence à observer sur un détecteur monopixel. Ce principe a été développé par François Reynaud et permet de s'affranchir de la lumière d'une étoile dans le cas d'une détection d'exoplanète.

De plus un démonstrateur sur le ciel nommé Carlina est en cours de réalisation à l'Observatoire de Haute Provence [25]. Le principe est schématisé sur la figure 1.18 : les rayons rouges représentent le faisceau collecté ; le miroir primaire est dilué sous forme de petits miroirs sur une surface sphérique ; la nacelle supportant l'optique focale est suspendue au moyen d'un ballon à Hélium. Ce prototype, fonctionnant dans l'infrarouge et le visible, possède actuellement deux ouvertures.

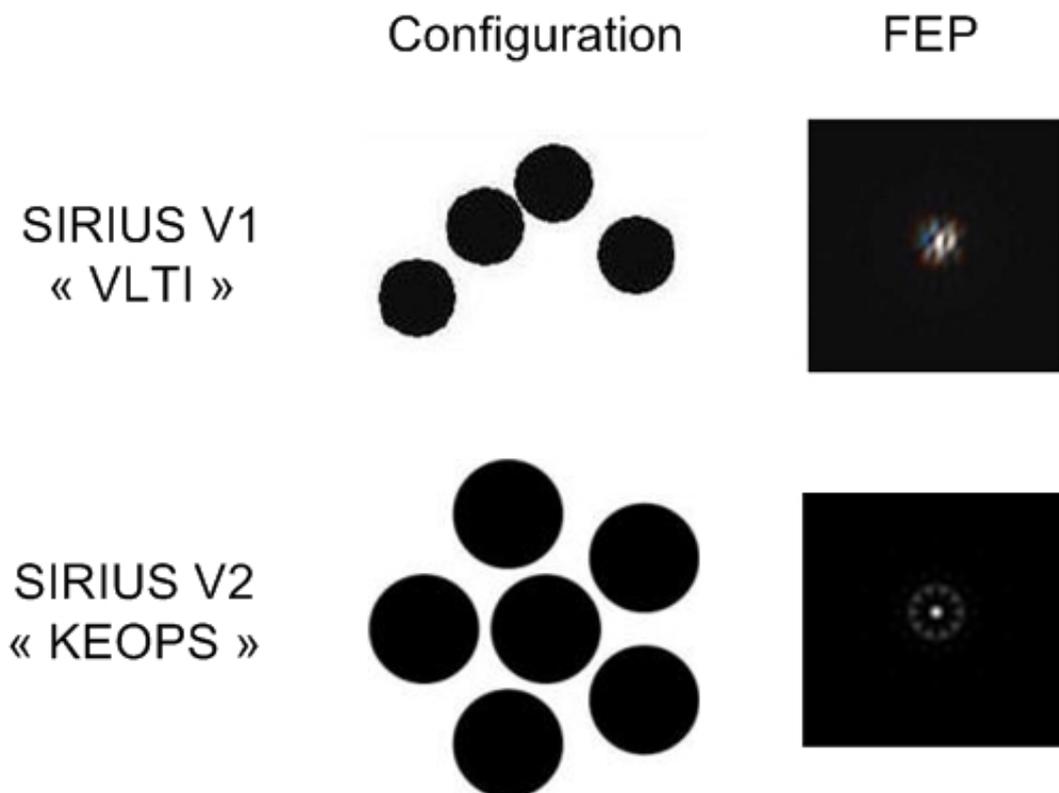


FIGURE 1.16 – Configurations et fonctions d'étalement de point (FEP) correspondantes des deux versions de SIRIUS. Pour l'étude de la Diversité de Phase Chromatique, nous avons choisi d'optimiser la réponse impulsionnelle du banc SIRIUS en utilisant une configuration homogène et symétrique telle que la configuration "KEOPS".

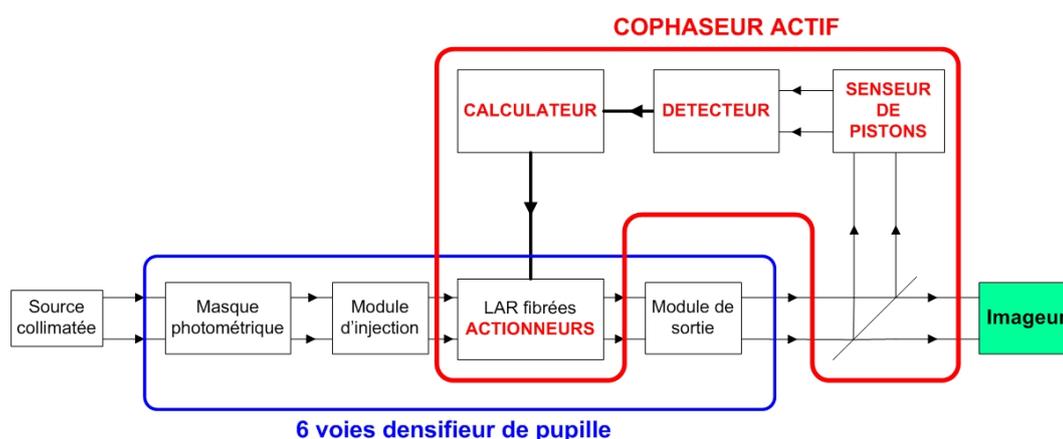


FIGURE 1.17 – Schéma bloc de SIRIUS v2. Les concepts optiques de chaque sous-système sont décrits en détails dans le paragraphe 5.2.

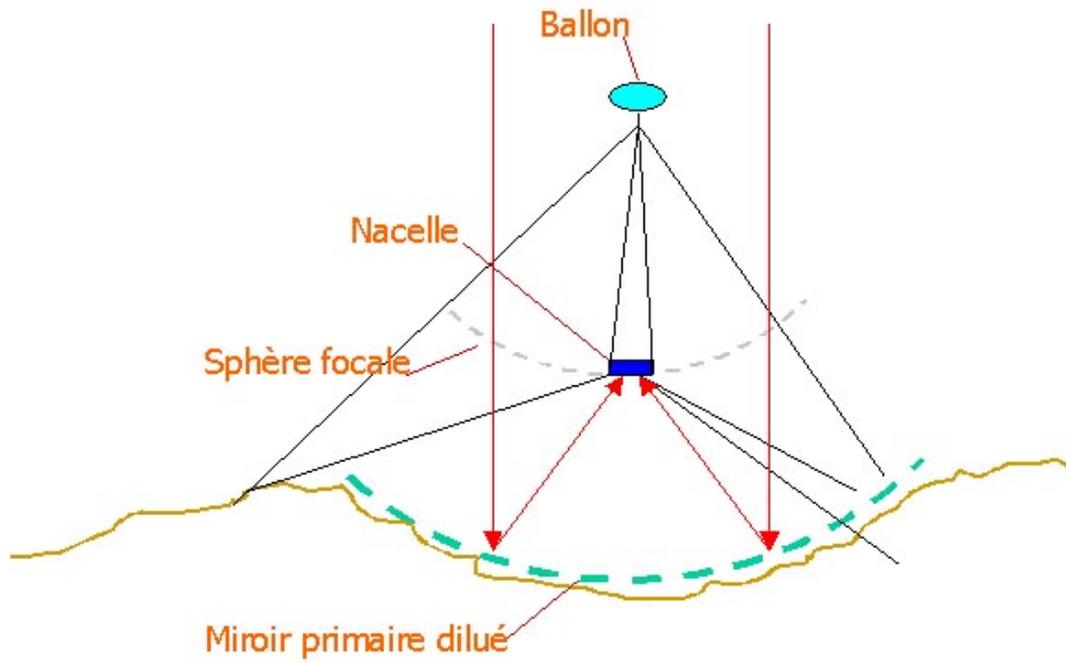


FIGURE 1.18 – Schéma de principe du démonstrateur CARLINA (©Le Coroller, <http://www.obs-hp.fr/Carlina/cmsms/>).

1.3 Article : *Direct imaging with highly diluted apertures - II. Properties of the point spread function of a hypertelescope*

Direct imaging with highly diluted apertures – II. Properties of the point spread function of a hypertelescope

F. Patru,^{1,2} N. Tarmoul,¹ D. Mourard¹ and O. Lardière³

¹Laboratoire H. FIZEAU, UMR CNRS 6525 - UNS, OCA - Avenue Copernic, 06130 Grasse, France

²Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble (LAOG), 414 Rue de la Piscine, Domaine Universitaire, 38400 Saint-Martin d'Hères, France

³Adaptive Optics Lab, Engineering Lab Wing B133, University of Victoria, PO Box 3055 STN CSC, Victoria, BC, V8W 3P6, Canada

Accepted 2009 February 28. Received 2009 February 27; in original form 2008 February 6

ABSTRACT

In the future, optical stellar interferometers will provide true images thanks to larger number of telescopes and to advanced cophasing subsystems. These conditions are required to have sufficient resolution elements (resel) in the image and to provide direct images in the hypertelescope mode. It has already been shown that hypertelescopes provide snapshot images with a significant gain in sensitivity without inducing any loss of the useful field of view for direct imaging applications. This paper aims at studying the properties of the point spread functions of future large arrays using the hypertelescope mode. Numerical simulations have been performed and criteria have been defined to study the image properties. It is shown that the choice of the configuration of the array is a trade-off between the resolution, the halo level and the field of view. A regular pattern of the array of telescopes optimizes the image quality (low halo level and maximum encircled energy in the central peak), but decreases the useful field of view. Moreover, a non-redundant array is less sensitive to the space aliasing effect than a redundant array.

Key words: instrumentation: high angular resolution – instrumentation: interferometers – methods: observational – telescopes.

1 INTRODUCTION

Future large interferometers (Labeyrie 2008) need a large number of telescopes and an active cophasing system, to provide images with sufficient sensitivity. If both conditions are met, snapshot imaging can be used in the hypertelescope mode (Labeyrie 1996) and a multi-axial beam combiner seems to be the best solution. If the entrance pupil is highly diluted, the hypertelescope mode improves the Fizeau mode, with a high sensitivity gain without any loss of the useful field of view for direct imaging applications. This useful field, where a direct image can be correctly recovered, is called the clean field (Lardiere et al. 2007).

Direct imaging has two main features. In a conventional sense, the goal is to provide snapshot images that could then be post-processed by deconvolution techniques. These images give valuable regularization constraints for a posteriori astrophysical analysis process. Furthermore, direct imaging is well suitable to feed the entrance plane of focal instruments such as coronagraphic devices or integral field spectrometer. In this paper, we concentrate our analysis on the raw images without considering the deconvolution techniques or the coupling with a focal instrument.

Keeping in mind the researches on the ways to optimize the imaging capabilities of a hypertelescope, this paper aims at characterizing the point spread functions (PSFs) of typical future large arrays. For this purpose, we have developed a numerical simulation, called *HYPERTEL*, which first simulates direct images (Section 2) and then analyses the densified PSF properties by defining different quantitative criteria (Section 3). Then, we study the impact of the array configuration (geometry of the array and number of apertures) and of the recombination mode (Section 4). Finally, we establish the relations between the astrophysical parameters of the science object and the main parameters of the hypertelescope (Section 5).

2 SIMULATING DIRECT IMAGES

2.1 The input parameters

The input parameters are the wavelength, the characteristics of the science object, the array configuration and the recombination mode.

We assume a perfectly cophased array, without any degradation in the image due to atmospheric turbulence or instrumental bias. To simplify the study, we restrict ourselves to the monochromatic case.

*E-mail: denis.mourard@obs-azur.fr

2.1.1 The array configuration

The array is made of N_T identical subapertures of index k , defined by their positions $(u_p(k), v_p(k))$ in the input pupil plane and by their diameter d_i . We note s (respectively B) the smallest (respectively largest) baseline of the array. The maximum angular resolution of the array, following the Rayleigh criterion, is given by the highest baseline:

$$\text{resel} \simeq \frac{\lambda}{B}. \quad (1)$$

2.1.2 The science object

The object is defined by a monochromatic brightness map, N_{pxl} pixels wide. The angular extent of this map is equal to the object diameter θ_{obj} . The angular size of a pixel θ_{pxl} , that is the smallest angular element seen on the sky, should respect the Shannon criterion,

$$\theta_{\text{pxl}} = \frac{\theta_{\text{obj}}}{N_{\text{pxl}}} < \frac{\text{resel}}{2}. \quad (2)$$

In practice, we choose $\theta_{\text{pxl}} < \text{resel}/6$. Thus, $N_{\text{pxl}} > (6B/\lambda) \theta_{\text{obj}}$.

The object is considered as composed of elementary incoherent sources, corresponding to the N_{pxl}^2 pixels of the brightness map. Each elementary source of index m is defined by its coordinates $[X_{\text{obj}}(m), Y_{\text{obj}}(m)]$ and by its intensity $I_{\text{obj}}(m)$.

For each elementary source, the off-axis position is defined on the two axis by

$$\theta_{X \text{ obj}}(m) = \left[X_{\text{obj}}(m) - \frac{N_{\text{pxl}}}{2} \right] \theta_{\text{pxl}} \quad (3)$$

$$\theta_{Y \text{ obj}}(m) = \left[Y_{\text{obj}}(m) - \frac{N_{\text{pxl}}}{2} \right] \theta_{\text{pxl}}.$$

The image is obtained as the sum of the subimages of each incoherent elementary source. As the input subpupils are very diluted, we neglect the variation of the object in the spatial frequency domains $[B - d_i/\lambda; B + d_i/\lambda]$ accessible in certain recombination schemes.

2.1.3 The recombination mode

The densified pupil (DP) scheme increases by a factor γ the relative size of the beams, and keeps the relative positions of the subpupil centres (Fig. 1). This pseudo-homothetic transformation does not affect the interferometric pattern in the image, and correctly recovers the high-resolution information. The diffraction envelope is reduced, so as to concentrate all the flux in the useful field.

The alternative concept of IRAN (Vakili et al. 2004a) combines the beams by superimposing the images of the subpupils with small tilts in the image plane. A direct image is obtained in the recombined pupil plane.

The envelope shape is a Bessel function in DP mode and is a flat field in IRAN mode. The envelope width decreases as the densification factor increases. The value of the latter is chosen between 1 (Fizeau mode) and γ_{max} (maximum densification).

The maximum densification factor depends on the smallest baseline s and on the aperture diameter d_i ,

$$\gamma_{\text{max}} = \frac{s}{d_i}. \quad (4)$$

The DP amplifies the intensity of the signal by a factor of γ^2 . In the IRAN mode, the densification factor cannot be larger than

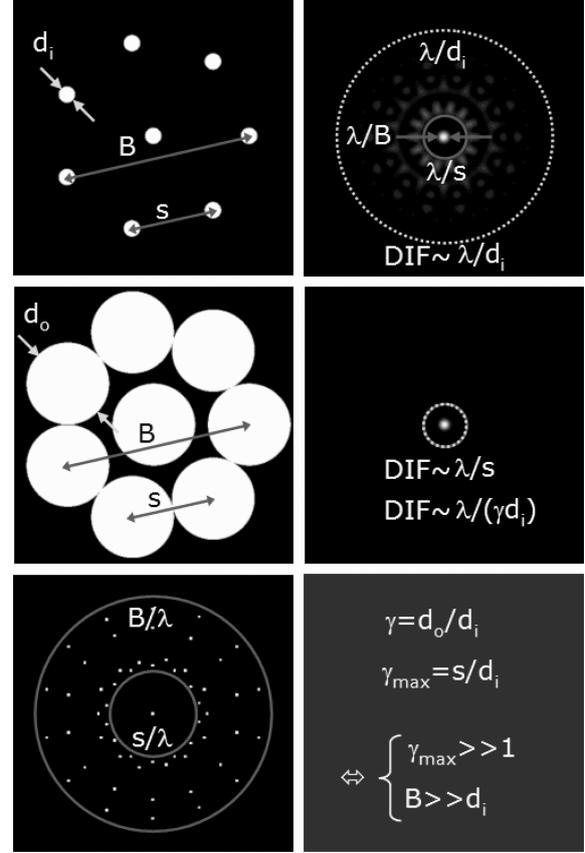


Figure 1. Field of view and direct imaging in hypertelescope mode. An example of an input pupil (top left) and a densified pupil (middle left) is shown. We have represented the (u, v) plane coverage (bottom left) considering that the finite size of the individual telescopes has been neglected. It can be seen that the high spatial frequencies are distributed over the interval $[s/\lambda, B/\lambda]$, with s the smallest baseline and B the largest baseline of the array. The maximum densification factor γ_{max} equals to s/d_i (bottom right). The Fizeau (top right) and densified (middle right) PSF are shown. As predicted, we observe a central peak inside a clean zone, called the CLF, where the contribution of the side-lobes' halo is minor (see (Lardiere et al. 2007) for the different definitions of fields). It is surrounded by a non-negligible halo of speckles outside the CLF diameter ($CLF = \lambda/s$). The Fizeau PSF is limited by the Airy envelope of an input subaperture, which corresponds to the CF ($CF = \lambda/d_i$). The DP reduces the DIF to match the CLF. The central peak is intensified by a factor of γ^2 .

$\gamma_{\text{max}}/2$ due to the diffraction of the subpupils (Lardiere et al. 2007). Thus, the sensitivity gain is reduced by a factor of 4 and the direct imaging field is enlarged by a factor of 2, compared to the DP mode.

We mainly focus in this paper on the DP for the recombination mode. We also make comparison with the image densification (IRAN).

2.2 The image calculation

The principle of the image calculation is schematically described in Fig. 2. In the image plane, each pixel of coordinates (x, y) has an intensity of $I(x, y)$.

The PSF (Lardiere et al. 2007) is defined as the product of the interference function $I_0(x, y)$ (function of the array pattern) with the diffraction envelope $A_0(x, y, \gamma)$ (function of the recombination mode and of the densification factor).

$$I_{\text{PSF}}(x, y) \approx A_0(x, y, \gamma) \times I_0(x, y), \quad (5)$$

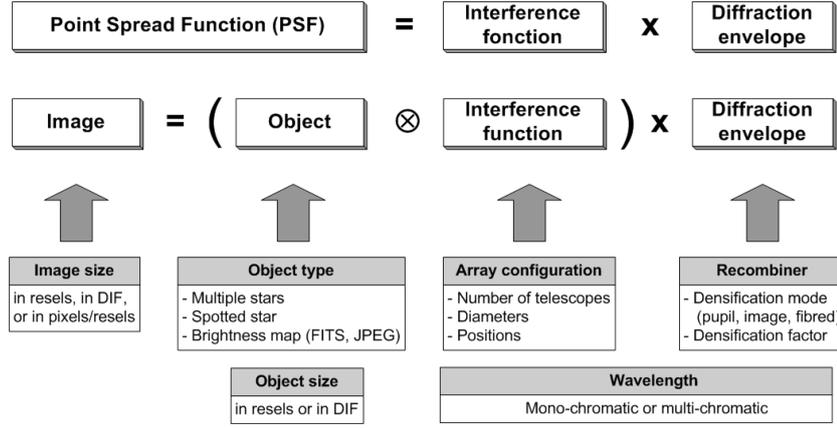


Figure 2. Main structure of HYPERTEL. The PSF is defined as the product of the interference function with the diffraction envelope. The direct image is defined as the convolution of the object brightness distribution by the interference function, the result being multiplied by the diffraction envelope.

with

$$I_0(x, y) = \left| \sum_{k=1}^{N_T} e^{-\frac{2i\pi}{\lambda}(x \cdot u_p(k) + y \cdot v_p(k))} \right|^2. \quad (6)$$

The direct image of an astrophysical object is defined as the object brightness distribution $O(\theta_{X \text{ obj}}, \theta_{Y \text{ obj}})$ convolved by the interference function, the result being multiplied by the diffraction envelope.

$$I(x, y) \approx A_0(x, y, \gamma) \cdot O(\theta_{X \text{ obj}}, \theta_{Y \text{ obj}}) \otimes I_0(x, y) \quad (7)$$

Finally, the image computed by HYPERTEL is the sum of the subimages of each incoherent elementary source of the object (as defined in Section 2.1.2).

$$I(x, y) = A_0(x, y, \gamma) \cdot \left| \sum_{k=1}^{N_T} e^{-\frac{2i\pi}{\lambda}(x \cdot u_p(k) + y \cdot v_p(k))} \right|^2 \cdot \left| \sum_{m=1}^{N_{\text{pxl}}^2} I_{\text{obj}}(m) \cdot e^{\frac{2i\pi}{\lambda} \psi(m, k)} \right|^2. \quad (8)$$

We denote $\psi(m, k)$ the phase delay seen by the k th subaperture due to the position of the elementary source m . Indeed each elementary source is seen under a different angle by each subaperture of the interferometer. Hence, $\psi(m, k)$ is given by

$$\psi(m, k) = \theta_{X \text{ obj}}(m) \cdot u_p(k) + \theta_{Y \text{ obj}}(m) \cdot v_p(k). \quad (9)$$

3 DEFINITION OF THE CHARACTERISTICS OF THE PSF

3.1 Input and output pupils' parameters

As the computed images are a function of the characteristics of the entrance pupil, we first define two parameters related to the interferometer configuration. The entrance (resp. densified) pupil filling rate τ_i (resp. τ_o) is defined as the ratio between the total surface area of the input (resp. output) pupil and the surface area of an input (resp. output) subpupil, d_i (resp. d_o) being the diameter of the latter,

$$\tau_i = \frac{S_{\text{input subpupils}}}{S_{\text{input pupil}}} = N_T \frac{d_i^2}{(B + d_i)^2} \quad (10)$$

$$\tau_o = \frac{S_{\text{output subpupils}}}{S_{\text{output pupil}}} = N_T \frac{d_o^2}{(B + d_o)^2} = N_T \left(\frac{\gamma d_i}{B + \gamma d_i} \right)^2. \quad (11)$$

3.2 Field of view parameters

The definitions of the different fields of view for a hypertelescope have been extensively studied by Lardiere et al. (2007). We just recall here the important definitions of these different fields. We distinguish the CLeAn Field of view (CLF), the direct imaging field of view (DIF) and the coupled field of view (CF). They are illustrated in Fig. 1.

$$CLF = \frac{\lambda}{s} \text{ (radians)} = \frac{B}{s} \text{ (resels)} \quad (12)$$

$$DIF \simeq \frac{\lambda}{(\gamma - 1) d_i} \quad (13)$$

$$CF = \frac{\lambda}{d_i} \quad (14)$$

The CLF is physically related to the sampling of the (u, v) plane and according to Nyquist–Shannon sampling theorem, it is defined by the smallest baseline s . This definition is also interesting on calculating the number of resels in the CLF.

The CF is imposed by the size of a subaperture. The DIF depends on the densification mode. The DIF width is still obviously smaller than the CF width.

3.3 Astrometric criteria

In the direct image, the position of each interference peak (central peak and side-lobes) is given by the coordinates of its photocentre (Fig. 3). The full width at half-maximum (FWHM) of the central peak corresponds to the smallest resolution element (resel), given by equation (1). It characterizes the sharpness of the image. It depends not only on the wavelength and on the maximum baseline, but also on the geometry of the array.

3.4 Photometric criteria

The on-axis intensity I_0 is equal to the height of the central peak. The encircled energy is defined as the ratio of the fraction of energy contained in the central peak E_0 to the total energy in the image E_{tot} ,

$$\frac{E_0}{E_{\text{tot}}} = \frac{2\pi}{E_{\text{tot}}} \int_0^{\theta_0} I(\rho) \rho \, d\rho, \quad (15)$$

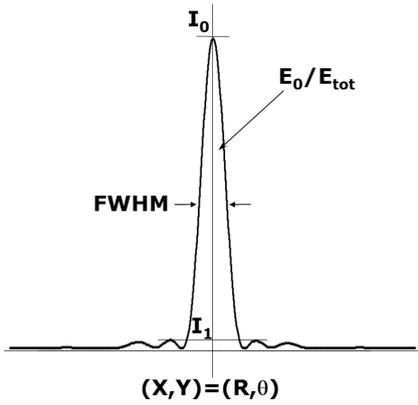


Figure 3. Imaging parameters of the densified PSF. Coordinates $[(X, Y) = (R, \theta)]$, on-axis intensity (I_0), encircled energy (E_0/E_{tot}), FWHM of the central peak, maximum halo level (I_1/I_0).

where θ_0 corresponds to the first minimum from the centre of the field (Fig. 3).

3.5 Halo level criteria

We also define a criterion to estimate the contribution of the halo surrounding the central peak. The maximum of the halo level is defined as the ratio between I_1 the intensity of the highest side-lobe inside the CLF and I_0 the intensity of the central peak (Fig. 3).

$$\text{Maximum halo level} = \frac{I_1}{I_0}. \quad (16)$$

4 DENSIFIED PSF PROPERTIES

4.1 Influence of the array geometry

4.1.1 Presentation of the simulations

We consider four typical array configurations, made of 40 telescopes, 10 m in diameter and distributed over a maximum baseline of 1 km with $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$. The distribution of the pupils is taken from ELSA (Quirrenbach 2004), OVLA (Labeyrie, Koechlin & Lemaitre 1986), KEOPS (Vakili et al. 2004b) and CARLINA (Labeyrie et al. 2003). Fig. 4 and Table 1 give the characteristics of the PSFs and compare the cases of DP mode and image densification [IRAN mode (Vakili et al. 2004a)].

The OVLA and ELSA have an almost uniform coverage of the (u, v) plane and a large CLF (10 and 18 resels, respectively). The OVLA has diffraction rings and the ELSA has diffraction spikes inside the CLF, so that only 12 per cent of the energy is contained inside the central peak. The maximum halo level corresponding to the diffraction structures reaches 16 per cent (resp. 22 per cent) of the amplitude of the central peak for OVLA (resp. ELSA).

KEOPS and CARLINA have a uniform coverage of the input pupil, so that the coverage of the output pupil is maximized. The densified pupil-filling rate reaches 75 per cent (resp. 69 per cent) for KEOPS (resp. CARLINA). The minimal distance between the telescopes is also optimized, so that the CLF is reduced to about 5 resels. The advantage is an improvement of the image quality, so that the encircled energy reaches 71 per cent (resp. 65 per cent) for KEOPS (resp. CARLINA), whereas the maximum halo level remains below 3 per cent.

4.1.2 Trade-off between halo level and field of view

For a given resolution, it appears that, depending on the chosen configuration, there is a trade-off between halo level and field of view. OVLA is suitable to image large fields, since the corresponding diffraction envelope (dashed line) has a large FWHM. KEOPS and CARLINA are optimized for high-contrast imaging, thanks to a regular distribution of the telescopes of the array.

The condition to reach a low halo level with a monolithic telescope is to have an aperture without obstruction, or to use apodization techniques (Aime and Soummer 2003a). In these conditions, the (u, v) plane coverage has a conic shape. In a similar way, the (u, v) plane of an interferometer used for high-contrast imaging must be identical. It has been shown that the optimization of the filling of the (u, v) plane is obtained by maximizing the integral of the squared modulus of the modulation transfer function (Aime and Soummer 2003b). It consists, in fact, in maximizing, the densified pupil filling rate τ_o (equation 11), by a regular distribution of the subpupils.

4.1.3 Trade-off between resolution and field of view

For a given configuration, it appears also that there is a trade-off between resolution and field. If one increases the global size of the input pupil (B) with a constant number of apertures, the resolution is improved whereas the CLF is decreased. A compact array provides a large image with low resolution and a diluted array provides a sharp image with high resolution. It is interesting to benefit from a movable array with a fixed geometry like KEOPS and with a sufficient number of telescopes. With a small number of iterations, the telescopes could be moved keeping the same geometry so as to finally adapt the CLF to the typical dimension of the object.

4.2 Impact of the number of apertures

4.2.1 Presentation of the simulations

We now consider the same four array configurations but with a variable number of telescopes (up to 100) of diameter 10 m distributed over a constant maximum baseline of 1 km. In order to keep the geometry of each configuration, we use the following principles for computing the different arrays.

- (i) ELSA: at each step, we add one telescope on each arm of the Y, starting at three telescopes, then six and up to 99.
- (ii) OVLA: at each step, one telescope is added on the ring with a diameter of 1 km, starting at two telescopes, then three and up to 100. The telescopes are regularly distributed in azimuth.
- (iii) KEOPS: we start with a telescope at the centre and one concentric ring of seven telescopes. Then, we add successively concentric rings made of 13, 19, 25 and 31 telescopes. The array is successively composed of 8 (1 ring), 21 (2 rings), 40 (3 rings), 65 (4 rings) and 96 (5 rings) telescopes. The diameter of the largest ring always equals 1 km.
- (iv) CARLINA: at each step, the array is build with n^2 telescopes regularly distributed over a square grid, with n from 2 to 11. The telescopes outside the circle of diameter B are removed. The array is composed successively of 4, 9, 12, 21, 32, 37, 52, 69, 80 and 97 telescopes.

The intensity is normalized by the collecting surface area of each array so that the sensitivity considered here is independent of the number of telescopes.

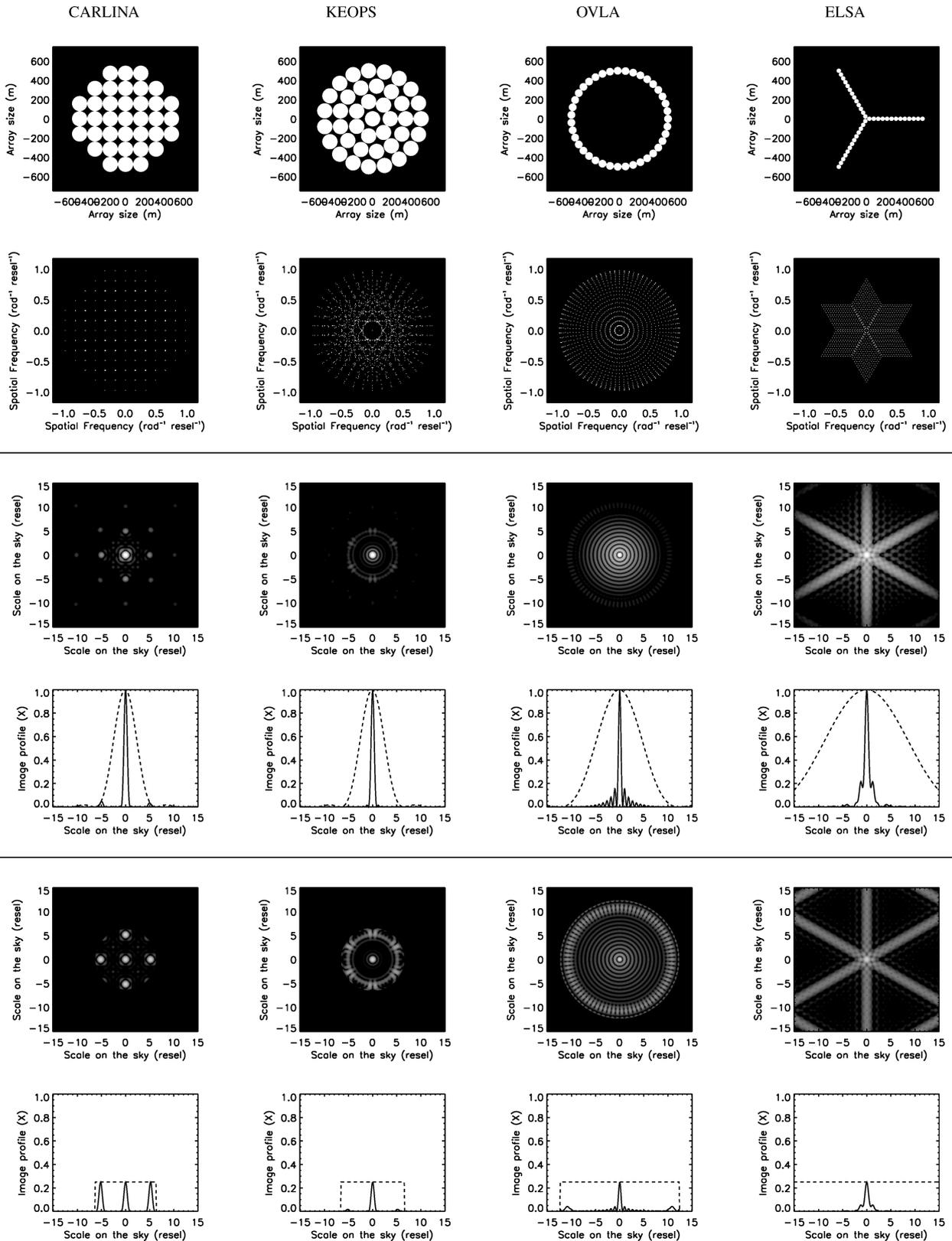


Figure 4. Imaging properties of four array configurations of 40 telescopes. The apertures with a diameter of 10 m are laying out on an entrance pupil with an external diameter of 1 km. From top to bottom: Densified output pupil, (u, v) plan coverage, image (logarithmic scale) and profile of the PSF in DP mode, image and profile of the PSF in IRAN mode. The dashed lines represent the profile of the diffraction envelope, its edge corresponds to the CLF extent. The intensities in the images are normalized to 1 for the central resel of each densified image in DP mode. Due to a lower densification factor in the IRAN mode ($\gamma_{\max}/2$), the intensity of the central peak is only 1/4.

Table 1. Imaging parameters of four array configurations of 40 telescopes. The aperture diameters are equal to 10 m and the maximum baseline is 1 km, so that the resel is 0.12 mas and the CF is 82 resels.

		CARLINA-37	KEOPS-40	OVLA-39	ELSA-39
Entrance pupil filling rate	τ_i	$3.6e-3$	$3.9e-3$	$3.8e-3$	$3.8e-3$
Densified pupil filling rate	τ_o	0.69	0.75	0.22	0.07
Maximum densification level	γ_{\max}	15.8	15.8	8.1	4.4
Clean field (mas)	CLF	0.78	0.78	1.54	2.79
Clean field (resel)	CLF	5.18	5.18	10.18	18.45
Direct imaging field (resel)	DIF	5.53	5.53	11.62	23.82
FWHM of the central peak (resel)	$FWHM$	0.73	0.70	0.55	0.89
Encircled energy of the central peak	E_0/E_{tot}	0.71	0.65	0.12	0.12
Maximum halo level in the CLF	I_1/I_0	0.03	0.02	0.16	0.22

4.2.2 PSF quality parameters

Fig. 5 shows the densified pupils and the interference function (as defined in equation 6) of the four configurations with 20 and

100 telescopes. Fig. 6 and Table 2 give the evolution of the main parameters of the arrays as a function of the number of telescopes. Fig. 7 gives the evolution of the densified PSF parameters as a function of the number of telescopes for each configuration. Fig. 8

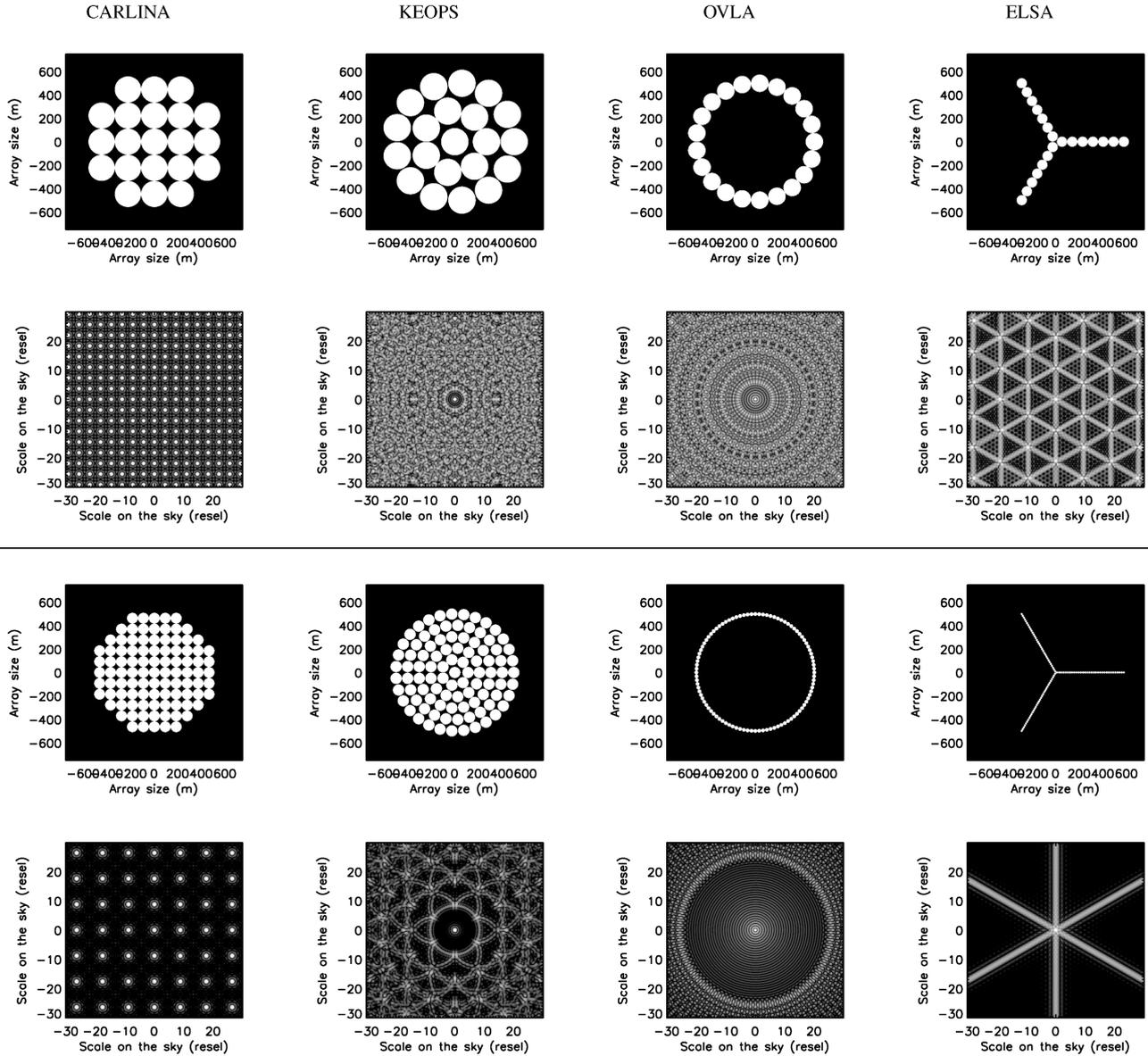


Figure 5. Imaging properties of four array configurations with N_T telescopes. Densified pupil and interference function (logarithmic scale) as defined in equation (6) with an array of $N_T \simeq 20$ apertures (top) and $N_T \simeq 100$ apertures (bottom). The apertures with a diameter of 10 m are laying out on an entrance pupil with an external diameter of 1 km. For these images, the intensity is normalized to the maximum on-axis intensity ($I_0 = 1$).

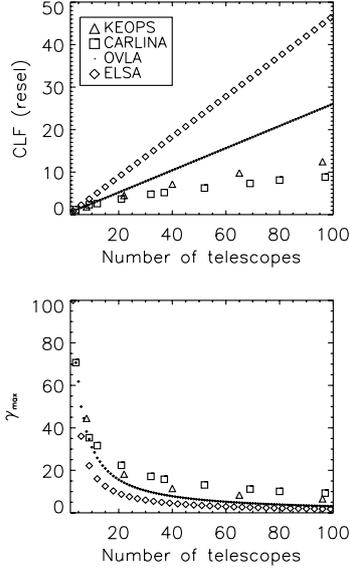


Figure 6. CLF (top) and densification level (bottom) of arrays as a function of the number of telescopes.

shows the correlation between the PSF parameters and the densified pupil filling rate.

Whatever the number of telescopes, CARLINA and KEOPS benefit from a quasi-complete densified pupil filling rate, so that their imaging properties (inside the CLF) are very close to a monolithic telescope. The encircled energy in the central peak contains about 70 per cent of the luminous energy and the contribution of the halo remains below 3 per cent inside the CLF. CARLINA and KEOPS are a priori equivalent in term of image quality, regarding to the halo level and the encircled energy.

For OVLA and ELSA, the output pupil shape is similar whatever the number of telescopes. When the number of telescopes increases

in these arrays, the densification level remains low due to the shortest baselines. The encircled energy in the central peak falls from 40 to only 5 per cent, regarding the configurations from 10 to 100 telescopes. The halo level is not negligible for ELSA (20 per cent) and OVLA (15 per cent).

The sharpness of the image is characterized by the FWHM of the central peak. The narrowest peak is provided by OVLA, thanks to the huge central obstruction of the input pupil. ELSA exhibits strong diffraction spikes but the PSF looks very sharp in the other position angles. For KEOPS and CARLINA, the FWHM of the central peak increases slowly with the number of telescopes.

5 BIASES INDUCED ON THE PSF

In the previous section, we have studied various configurations of future arrays. This study has allowed us to characterize them with quantitative parameters. It appears clearly that, whatever the configuration, the imaging properties will be degraded by difficulties in restoring the photometric parameters in the field. Three main effects are identified: (i) the bias of the interference function, (ii) the space aliasing effect and (iii) the bias of the diffraction envelope. The first two depend on the array configuration, whereas the last bias is only related to the recombination mode.

5.1 Bias of the interference function

The photometric parameters of a source are biased by the halo of the interference function (as defined in equation 6), which induces a contrast loss in the image. The quality of the interference function of the array is simply related to the actual shape of the entrance pupil.

If the input subpupils are distributed regularly, the densified pupil is almost complete, and the halo inside the CLF reproduces the diffraction pattern of a large monolithic telescope covering all the subpupils. If the densified pupil shows gaps, additional diffraction figures are added to first ones.

Table 2. Imaging parameters of the configurations KEOPS (upper part) and OVLA (lower part) as a function of the number of telescopes. The aperture's diameter is 10 m and the maximum baseline 1 km, so that the resel is 0.12 mas and the CF is 82 resels.

		KEOPS-8	KEOPS-21	KEOPS-40	KEOPS-65	KEOPS-96
Entrance pupil filling rate	τ_i	0.78e-3	2.1e-3	3.9e-3	6.4e-3	9.4e-3
Densified pupil filling rate	τ_o	0.76	0.75	0.75	0.75	0.74
Maximum densification level	γ_{\max}	44.5	23.3	15.8	12.0	9.6
Clean field (mas)	CLF	0.28	0.53	0.78	1.03	1.28
Clean field (resel)	CLF	1.84	3.52	5.18	6.83	8.49
Direct imaging field (resel)	DIF	1.88	3.67	5.53	7.46	9.47
Full-width half-maximum (resel)	FWHM	0.56	0.66	0.70	0.72	0.74
Encircled energy of the central peak	E_0/E_{tot}	0.66	0.67	0.69	0.72	0.73
Maximum halo level (inside the CLF)	I_1/I_0	0.03	0.02	0.02	0.02	0.02
(6pt)		OVLA-9	OVLA-21	OVLA-39	OVLA-69	OVLA-96
Entrance pupil filling rate	τ_i	0.88e-3	2.1e-3	3.8e-3	6.7e-3	9.4e-3
Densified pupil filling rate	τ_o	0.60	0.36	0.22	0.13	0.10
Maximum densification level	γ_{\max}	34.8	14.9	8.1	4.6	3.3
Clean field (mas)	CLF	0.36	0.83	1.54	2.72	3.78
Clean field (resel)	CLF	2.36	5.48	10.18	18.0	25.1
Direct imaging field (resel)	DIF	2.43	5.88	11.62	23.1	36.1
Full-width half-maximum (resel)	FWHM	0.53	0.55	0.55	0.55	0.55
Encircled energy of the central peak	E_0/E_{tot}	0.42	0.20	0.11	0.07	0.05
Maximum halo level (inside the CLF)	I_1/I_0	0.13	0.16	0.16	0.16	0.16

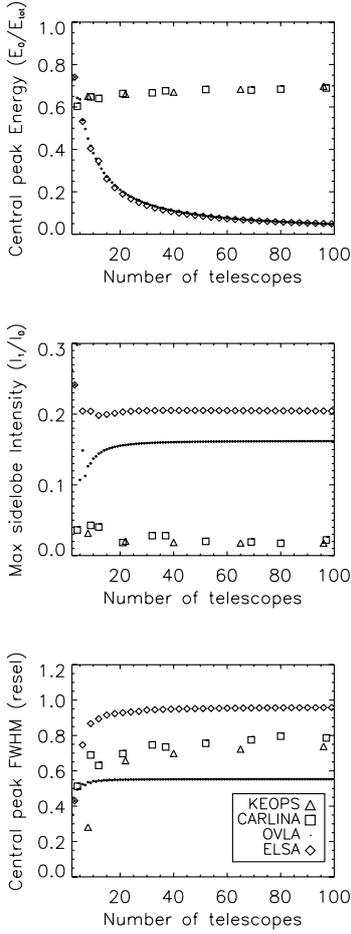


Figure 7. PSF parameters in DP mode as a function of the number of telescopes. From top to bottom: encircled energy, the maximum halo level, the FWHM of the central peak

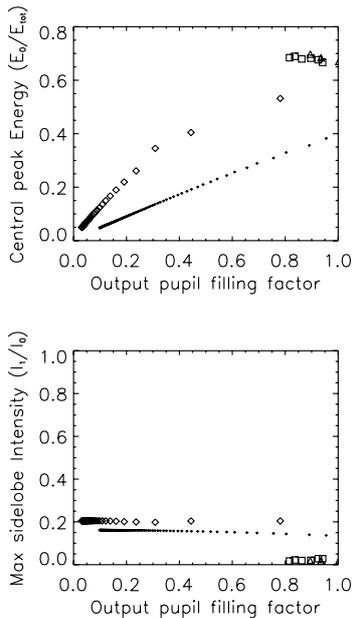


Figure 8. Encircled energy (top) and the maximum halo level (bottom) of the densified PSF in DP mode as a function of τ_o . B is constant and N_T increases as on Fig. 6 or Fig. 7. The symbols represent the different configurations as on Fig. 6 or 7.

Thus, the halo is minimized by maximizing the densified pupil filling rate τ_o , with a regular pattern of the subapertures in the entrance pupil.

5.2 Space aliasing effect

The space aliasing effect (Aime 2008) appears in the direct image when the science object is surrounded by the sources outside the CLF but inside the CF or when the science object diameter is larger than the CLF. Besides, all the sources in the CF will contribute to the central image but only the sources in the CLF will form a correct central peak plus a halo of sidelobes, whereas the sources in the CF and outside the CLF will just form a halo of sidelobes. These side-lobes induce photometric perturbations locally distributed in the image.

Redundant arrays are more affected by the space aliasing effect than non-redundant arrays. Indeed, a redundant array provides an interference function with high-level parasite peaks, whereas a non-redundant one has a smooth interference function. In the image formation, these differences in the interference functions will introduce important space aliasing effects as shown on Figs 9 and 10. In the redundant case, a source in the CF but outside the CLF provides ghost images inside the CLF. In the non-redundant case, the same star will only induce a diffused halo reducing the contrast in the CLF.

5.3 Bias of the diffraction envelope

Due to the diffraction envelope contribution, the quality of the photometry restitution decreases from the axis to the edge of the CLF (Fig. 10). A partial densification restitutes a more homogeneous photometry in the CLF, but decreases the sensitivity gain. This bias does not exist in IRAN mode, where the envelope is flat.

5.4 Discussion

The main effects on the PSF can be theoretically corrected by image restoration or deconvolution. Deconvolution techniques are required for complex objects. In the case of a densified image, the problem is that the convolution relationship is lost. The image and the PSF are in fact partially truncated, which is a problem for the classical methods of deconvolution. To overcome this problem, a hybrid method, based on likelihood maximization, reconstructing simultaneously the object and the PSF has been proposed (Aristidi et al. 2006).

Fig. 11 gives the links between the science object and the hypertelescope's required characteristics. An astrophysical object is characterized by its dimensions, complexity and brightness. These characteristics are linked to the main parameters of a hypertelescope: field, resolution, pupil pattern.

The main dimensions of the object are the external diameter and the smallest resel of interest. The maximum size of the object should not exceed the diameter of the CLF, which leads to the value of the minimum baseline of the array ($CLF = \lambda/s$). The smallest resel corresponds to the required resolving power, which imposes the largest baseline B of the array ($\text{resel} = \lambda/B$). The CLF can also be expressed in number of resels ($CLF = B/s$).

The complexity of the object determines the required number of resels in the image, the number of telescopes and the array geometry. The other aspect to be considered is the resolution range of the object on the interval $[\lambda/B, \lambda/s]$.

The limiting magnitude of an array is directly related to the performances of the cophasing device, allowing long exposures.

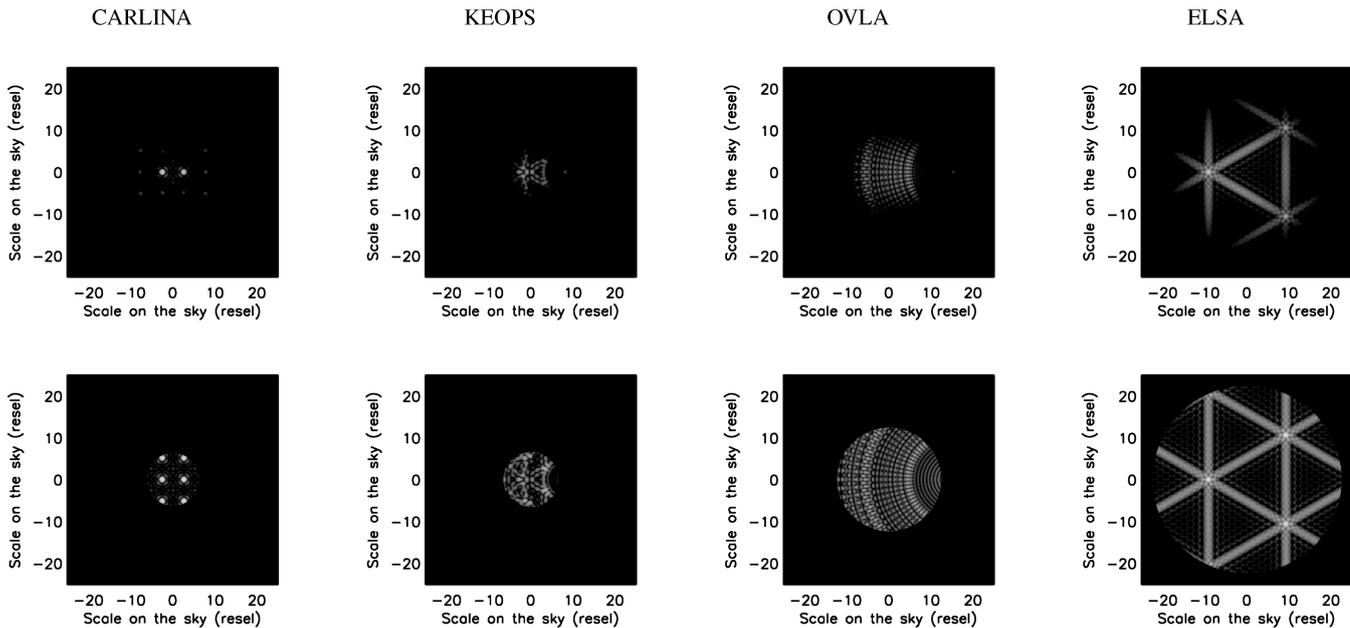


Figure 9. (logarithmic scale) of an off-axis star simulated for four array configurations with 40 telescopes in DP mode (up) and in IRAN mode (down). The off-axis position equals to 1.5 times the CLF, so that the star is outside the CLF and inside the CF. Due to the space aliasing effect, one or several ghost stars appear if the array configuration is redundant (CARLINA and ELSA), contrary to the non-redundant cases (KEOPS and OVLA).

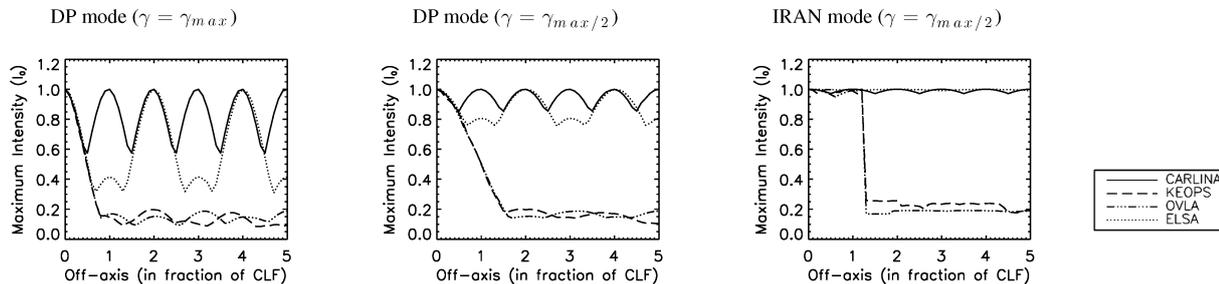


Figure 10. Evolution of the maximum intensity in the CLF as a function of the radial position of an off-axis star. The intensity has been normalized to 1 when the star is on-axis, so that the intensity in $DP\gamma_{\max}$ mode (left-hand side) is in practice 4 times higher than $DP\gamma_{\max/2}$ mode (middle) and IRAN mode (right-hand side). If the off-axis star equals to $CLF/2$, the intensity reaches 0.50, 0.85 and 1, respectively, for the three modes (left- to right-hand side), due to the diffraction envelope in DP mode (no effect in IRAN mode). If the star is outside the CLF, a redundant array (CARLINA and ELSA) induces replication of the main lobe in the CLF. A non-redundant array (KEOPS and OVLA) only induces a diffused halo lower than 0.25 in the CLF.

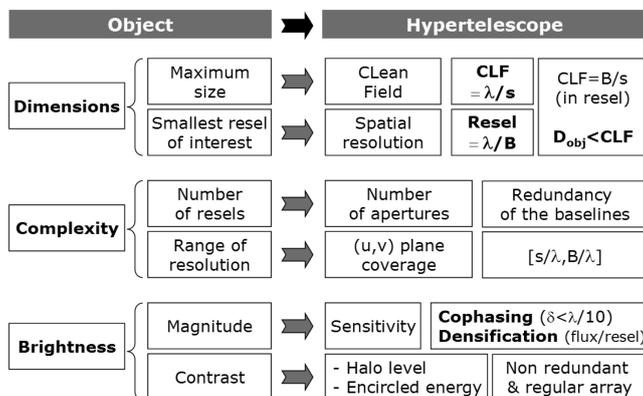


Figure 11. Instrumental parameters of a hypertelescope versus astrophysical parameters of the science object.

The image quality (highest encircled energy in the central peak and lowest halo level in the CLF) is directly related to the densified pupil filling rate.

6 CONCLUSION

Simulations have shown that the choice of the array configuration (array pattern and number of apertures) is a trade-off between the resolution, the halo level and the useful field. The spatial resolution is given by the largest baseline (resel = λ/B). The CLF is a function of the smallest baseline ($CLF = \lambda/s$). The halo level and the encircled energy in the central peak are a function of the densified pupil filling rate τ_o . The sine qua none condition to image a complex source without space aliasing effect is that the object diameter should not exceed the CLF width ($\theta_{\text{obj}} < \lambda/s$).

Concerning the beam combiner, it has been shown that the maximum densification is optimal in term of sensitivity, by equalizing the DIF with the CLF.

Simulations have shown that the configurations KEOPS and CARLINA are equivalent as regards the image characteristics. However, KEOPS is less sensitive to the space aliasing effect, contrary to CARLINA where ghost stars are introduced by the pollution of the surrounding sources. Thus, a non-redundant array is required for direct imaging to minimize the space aliasing effect.

Finally, the best configuration seems to be the one proposed by KEOPS, which has a regular and non-redundant layout of the telescopes. This configuration provides the best quality of the interference function, in comparison with the interference function of the equivalent giant telescope. Indeed, it provides the lowest halo level (inside the CLF), at the limit of the diffraction of such kind of array. Moreover, minimizing the halo level improves the signal-to-noise ratio, which should simplify the deconvolution process.

Thus, a KEOPS configuration seems to be suited for high-contrast imaging of compact sources. An OVLA configuration can be used for wide field imaging, providing a larger CLF and the best resolving power.

This paper was mainly focused on future large arrays with a large number of subapertures. However, the direct imaging technique already has a great interest for current operating interferometers, using an efficient cophasing system. Indeed, the densification may provide the ultimate sensitivity.

It will also be interesting in the future to compare the performances of direct imaging and aperture synthesis. The introduction of the fundamental and instrumental noises is also mandatory for a

correct evaluation of the scientific performances. Finally, this work will be developed in two main directions: the study of the instrumental performances of direct imaging arrays when coupled with integral field spectrometers or coronagraphs, and the comparison of the practical imaging performances of various array configurations when deconvolution is applied.

ACKNOWLEDGMENTS

The authors wish to thank the referee, Chris Haniff, for important suggestions and clarifications.

REFERENCES

- Aime C., 2008, *A&A*, 483, 361
 Aime C., Soummer R., 2003a, *EAS Publ. Ser.*, 8, 79
 Aime C., Soummer R., 2003b, *EAS Publ. Ser.*, 8, 353
 Aristidi E. et al., 2006, *EAS Publ. Ser.*, 22, 103
 Labeyrie A., 1996, *A&AS*, 118, 517
 Labeyrie A., 2008, *Proc. SPIE*, 6986, 12
 Labeyrie A., Koechlin L., Lemaitre G., 1986, *Proc. SPIE*, 628, 323
 Labeyrie A., Le Coroller H., Dejonghe J., Martinache F., Borkowski V., Lardiere O., Koechlin L., 2003, *Proc. SPIE*, 4852, 236
 Lardiere O., Martinache F., Patru F., 2007, *MNRAS*, 375, 977
 Quirenbach A., 2004, *Proc. SPIE*, 5832, 214
 Vakili F., Aristidi E., Abe L., Lopez B., 2004a, *A&A*, 421, 147
 Vakili F. et al., 2004b, *Proc. SPIE*, 5491, 1580

This paper has been typeset from a $\text{\TeX}/\text{\LaTeX}$ file prepared by the author.

1.4 Besoin en cophasage

1.4.1 Pourquoi cophaser ?

L'enjeu en interférométrie, qu'elle soit classique ou avec densification de pupille, est d'obtenir une image stable de l'astre observé sur de longues poses permettant d'améliorer le rapport signal à bruit de l'instrument. Car, plus on observe l'objet céleste longtemps, plus on a de photons pour créer l'image sur la caméra. Or, après avoir parcouru plusieurs centaines d'années lumières dans le vide sans perturbations notables du front d'onde, les faisceaux collectés par les télescopes traversent l'atmosphère terrestre puis sont recombinaés dans l'interféromètre (voir Fig. 1.19). C'est la dernière portion de ce trajet qui est déterminante car les conditions de propagation des faisceaux changent très rapidement, pouvant rendre l'image au foyer de l'instrument inexploitable.

Le front d'onde est alors dégradé aléatoirement par l'atmosphère, du fait de son inhomogénéité, cependant, grâce aux systèmes d'optique adaptative, ces aberrations sont compensées de façon à obtenir un front d'onde plan sur chaque sous-pupille. Dans le cas de l'observation avec un seul télescope ce système d'optique adaptative suffit, mais en interférométrie, des corrections supplémentaires sont nécessaires. En effet, l'aberration de piston (ordre zéro des polynômes de Zernike), créée par l'atmosphère puis par des biais internes à l'instrument lui-même, engendre un décalage de phase entre les fronts d'onde à recombinaer. Ces décalages sont appelés pistons différentiels, ils ont pour effet une dégradation de la figure d'interférence comme le montre la figure 1.20 dans les deux modes : densification de pupille ou interféromètre classique.

Les mesures étant ainsi dégradées et variables au cours du temps, l'étape de reconstruction d'image est impossible. La solution pour acquérir une image exploitable est de minimiser les différences de chemins optiques des faisceaux de tous les télescopes : la lumière émise par l'objet observé doit suivre le même trajet optique depuis l'astre jusqu'au foyer de l'interféromètre. La correction des longueurs de trajet optique se fait au moyen d'une boucle d'asservissement fonctionnant sur deux modes différents relativement à l'ordre de grandeur de la correction : voir paragraphe suivant "cophasage / cohérence". Il est évident que pour être efficace, le temps de réponse de cette boucle d'asservissement doit être plus court que celui de la perturbation atmosphérique (plus contraignante que les dérives instrumentales), soit plus rapide que le temps de cohérence, *i.e* $\sim 10\text{ms}$.

1.4.2 Distinction cophasage / cohérence

En présence de perturbations, l'enveloppe et les franges sont mobiles dans la figure d'interférence (*cf.* Fig. 1.7), mais pas à la même vitesse : on parle alors respectivement de *Group Delay* (vitesse de groupe) et de *Phase Delay* (vitesse de phase). C'est pourquoi il existe deux ordres de grandeur pour l'asservissement des longueurs de bras : le *cohérence* et le *cophasage*.

Le *cohérence* consiste à suivre l'enveloppe de la figure d'interférence pour la stabiliser en maintenant la différence de marche en dessous d'une fraction la longueur de cohérence (Eq. 1.1). Dès lors que la différence de marche est supérieure à la longueur de cohérence, il n'y a plus d'interférences entre les faisceaux. Pour un instrument observant dans le visible avec une résolution spectrale $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ de l'ordre de la dizaine, la différence de marche doit être inférieure à quelques micromètres (10^{-6}m).

Dès lors que la différence de marche est inférieure à la longueur de cohérence, il est nécessaire de suivre les franges d'interférence : c'est le principe du *cophasage*. Le but de ce procédé est de faire correspondre le maximum de l'enveloppe de diffraction avec une frange brillante : pour cela la différence de marche doit être réduite au minimum à une fraction de longueur d'onde, soit quelques nanomètres dans le visible. La figure 1.21 illustre les cas d'une figure d'interférence en phase ou non.

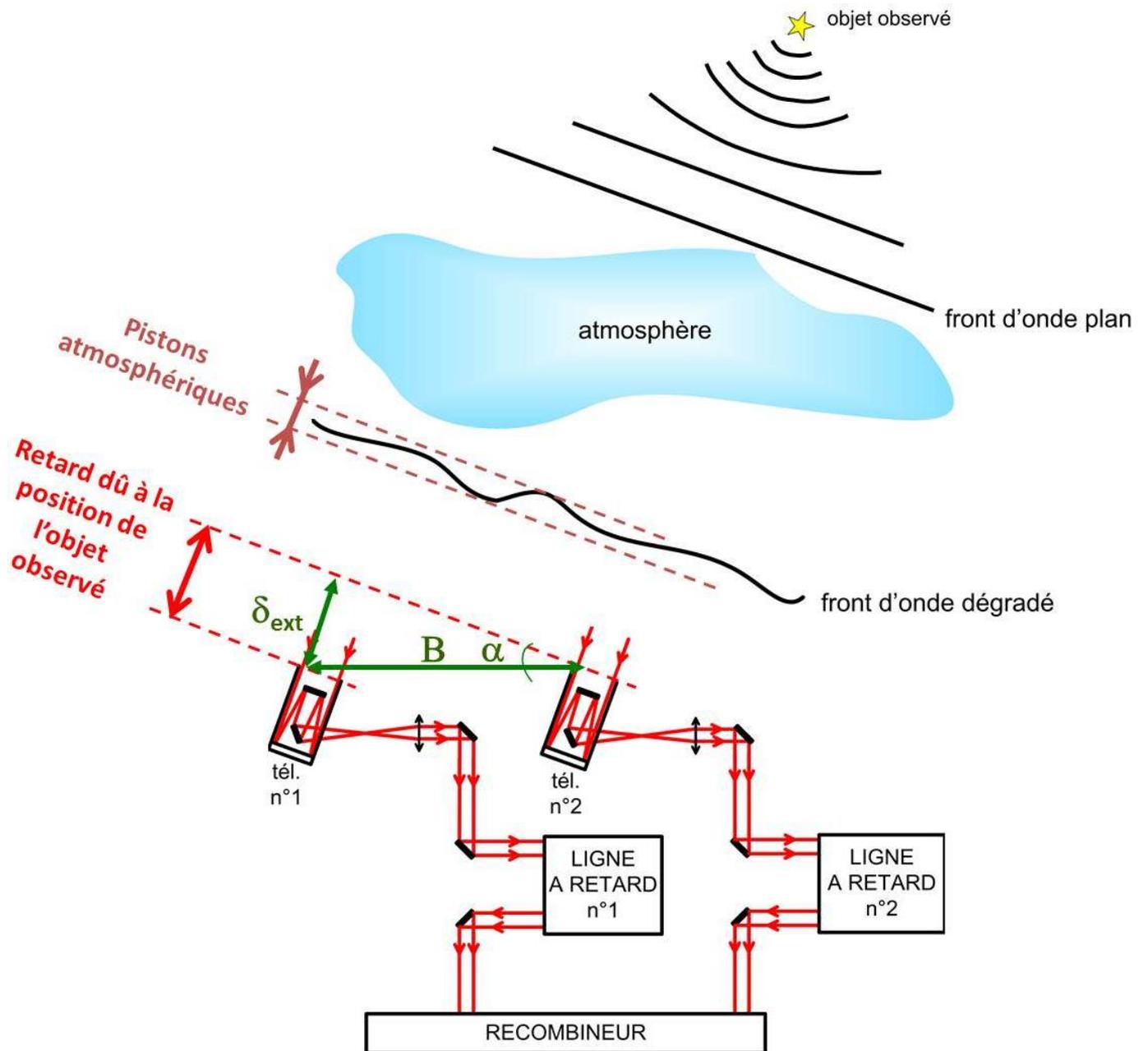


FIGURE 1.19 – Interféromètre à 2 télescopes : les conditions de propagation des faisceaux incidents à l'interféromètre sont régies par les retards de trajet de la lumière entre chaque télescope, aux dérives des lignes à retard, à l'atmosphère de par son inhomogénéité et à la rotation de la Terre. Ces deux dernières causes sont éliminées si l'interféromètre est dans l'espace.

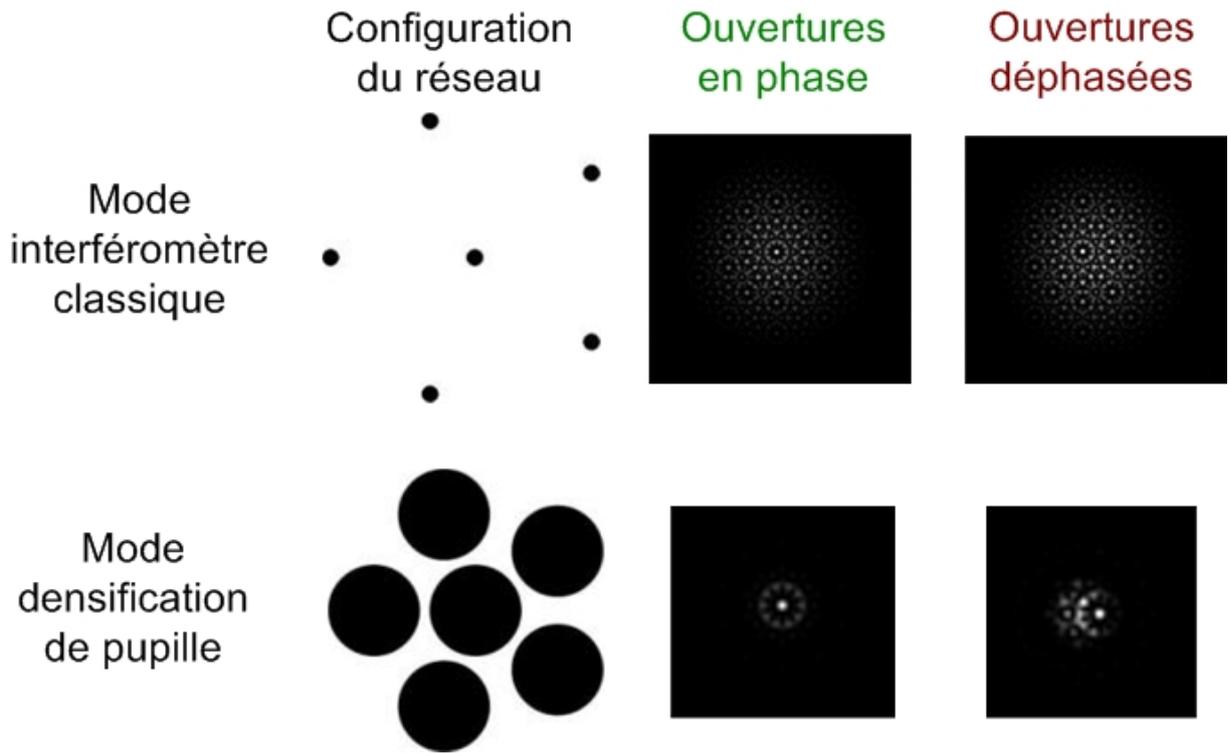


FIGURE 1.20 – Effets de la différence de marche sur la figure d'interférence en mode classique (en haut) et en mode densification de pupille (en bas). L'image au foyer est dégradée : le flux est dilué dans les lobes secondaires et n'est plus concentré dans le pic central, d'où un élargissement de la figure.

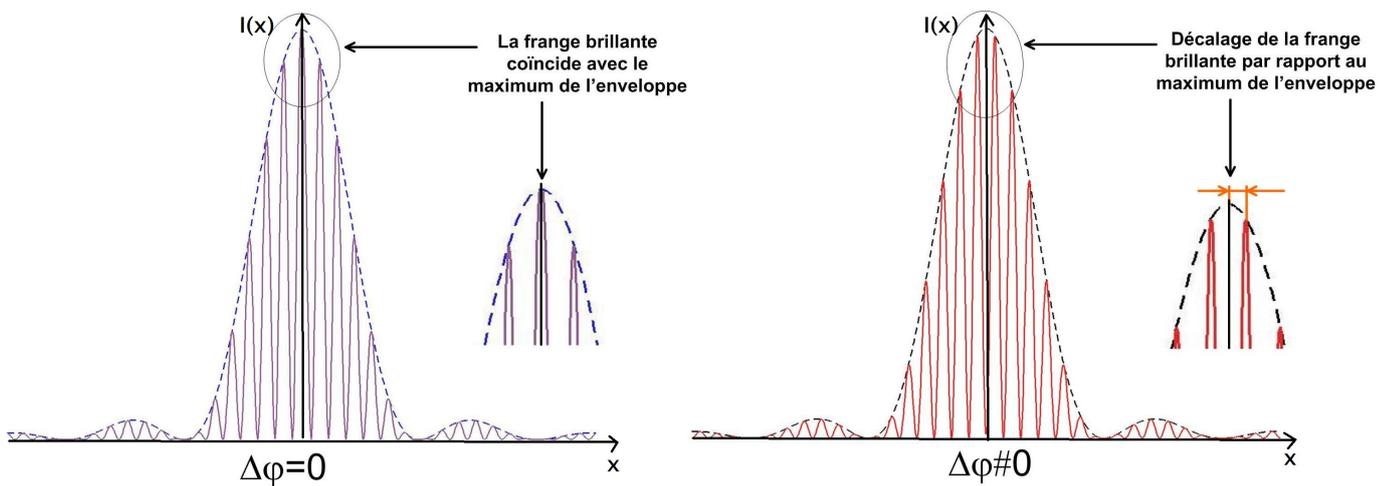


FIGURE 1.21 – Après avoir détecté les franges, dans un premier temps le maximum de l'enveloppe est traqué dans la phase de cohérencage, puis le système de cophasage ajuste les lignes à retard de l'interféromètre pour faire coïncider le maximum de l'enveloppe de diffraction avec celui des franges d'interférences.

1.4.3 Comment ?

Techniquement, pour pouvoir contrôler les chemins optiques d'un interféromètre, il est nécessaire de les mesurer et de les compenser. On réalise ceci grâce à un *senseur de pistons* qui calcule les retards optiques, et des *lignes à retards* qui corrigent la longueur des bras de l'instrument.

A partir de l'image obtenue au foyer de l'instrument, le senseur de pistons doit être capable d'estimer les différence de marche en franchissant plusieurs étapes :

- dans le cas d'une recombinaison non redondante, il doit être en mesure d'identifier, les différentes paires de bras de l'instrument, appelés bases. En effet, les DDM sont mesurées de façon différentielle : retard d'une sous-pupille par rapport à une autre.
- récupérer l'information de phase correspondante pour les bases utiles (voir section 3). Ainsi, pour une base donnée (u_0, v_0) , la phase correspondante $\varphi(u_0, v_0)$ est liée au retard $\delta(u_0, v_0)$ à déterminer et à la longueur d'onde d'observation λ , tel que :

$$\varphi(u_0, v_0) = \frac{2\pi \cdot \delta(u_0, v_0)}{\lambda} \quad (1.6)$$

- lever l'ambiguïté de 2π : cette information de phase n'est connue que modulo 2π , c'est à dire avec une infinité de possibilités. Il est donc nécessaire de résoudre cette ambiguïté pour avoir accès au piston absolu.
- déterminer les corrections à appliquer sur les bras, en tenant compte de la stabilité des actionneurs, grâce aux deux étapes précédentes.

Les lignes à retards ajustent ensuite la longueur des bras pour minimiser la différence de marche en temps réel si une boucle d'asservissement fermée est mise en place.

L'ensemble de ces systèmes est appelé *cophaseur* : il met en phase tous les télescopes de l'interféromètre. Pour les grands interféromètres possédant par définition un nombre important de télescopes, le système de cophasage se doit d'être compact et simple à implémenter, quels que soient le nombre d'ouvertures (télescopes) et la configuration du réseau interférométrique.

Les spécifications demandées par l'ESO dans le cadre du projet de suiveur de franges de deuxième génération sont reportées dans la Table 1.2.

SPECIFICATIONS	Mode Cophasage	Mode Cohérence
Erreur sur la mesure de la DDM	<100nm RMS	800nm RMS
Temps de réponse total	600 μ s	10ms
Temps d'intégration du détecteur	0.5ms	5ms

TABLE 1.2 – Spécifications requises par l'ESO pour le 2GFT (pour un fonctionnement en bande K).

Chapitre 2

Etat de l'art du cophasage

L'étape de cohérencage est obligatoirement préalable au cophasage. Pour obtenir des données, il faut maintenir le paquet de franges dans la fenêtre d'observation (*fringe detection*) : en effet, ce paquet défile sur le détecteur du fait des perturbations ce qui rend impossible toute acquisition. Cette étape ne nécessite pas un système précis mais plutôt robuste en cas de pertes des franges : il doit s'agir d'un système autonome, capable de retrouver le paquet de franges avec le minimum d'interactions humaines.

Je suppose dorénavant que l'étape de détection de franges est réalisée et que les sous-pupilles sont cohérencées.

2.1 Différentes techniques de mesure en phase

Il existe plusieurs techniques pour mettre en phase les sous-pupilles d'un interféromètre en fonction [28] :

- des contraintes instrumentales et du mode de recombinaison
- des types d'objets observés
- des performances à atteindre

2.1.1 Méthode ABCD

La méthode dite *algorithme ABCD* s'applique sur des systèmes de franges obtenus en recombinaison co-axiale, soit sur un détecteur à quatre pixels soit sur quatre détecteurs monopixels distincts. Elle consiste à mesurer tous les quarts d'onde ($\lambda/4$) l'intensité de quatre échantillons A, B, C et D du motif de franges obtenu pour une ligne de base donnée (voir Fig. 2.1).

Il est possible ensuite de remonter à la valeur du déphasage Φ compris entre $-\pi$ et $+\pi$, telle que :

$$\Phi = \arctan \frac{B - D}{A - C} \quad (2.1)$$

La valeur du déphasage est connue modulo 2π , autrement dit modulo λ , et donc n'est pas une valeur absolue. Cet algorithme suffit en régime de cophasage lorsque la différence de marche est inférieure à λ . En mode cohérencage, des méthodes spectrales sont utilisées [8] par exemple sur le Keck. Pour appliquer l'algorithme ABCD, les télescopes doivent être recombinaisonnés par paires.

Différentes techniques ont été développées au VLTI [13], [40] (modulations temporelle ou spatiale de la DDM) ou sur CHARA [2] (Center for High Angular Resolution Astronomy) pour extraire les échantillons ABCD (*cf.* § 2.2). La modulation temporelle de la DDM consiste à faire varier dans le temps le trajet optique d'un certain pas tout en enregistrant sur un même détecteur le signal et à réitérer si besoin.

La modulation spatiale consiste à diviser le mélange interférométrique en plusieurs bras, à imposer des retards fixés *a priori* sur chaque bras et à enregistrer les signaux sur différents détecteurs (ou sur

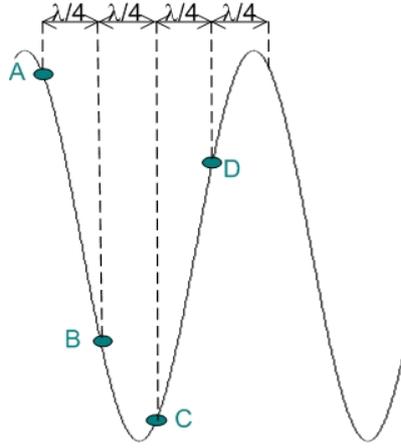


FIGURE 2.1 – Intensité en fonction de la différence de marche : prélèvement de 4 échantillons A, B, C, D utilisés pour la détermination de la phase différentielle.

différentes zones découpables du même détecteur).

2.1.2 Méthode des franges dispersées (*"Dispersed Fringe Tracking"*)

La méthode des franges dispersées a été utilisée en mode cohérence. L'idée est de créer un certain nombre de canaux spectraux compris dans une bande spectrale d'observation $\Delta\lambda$, en dispersant les franges sur un détecteur au moyen d'un spectromètre. Différentes approches sont alors envisageables pour extraire le piston différentiel :

- Sur l'interféromètre SUSI [24] : la DDM δ est contrôlée en fonction du nombre de franges n présentes dans la bande spectrale d'observation $\Delta\lambda$ tel que :

$$\delta = \frac{n}{\Delta\lambda} \quad (2.2)$$

Cette méthode est nommée *Group Delay Tracking*.

- Sur l'interféromètre GI2T [19] : Pour une base donnée, les franges sont dispersées suivant une direction du détecteur. En analysant les pics de fréquence dans l'espace de Fourier, il est ensuite possible de déterminer le piston différentiel de cette base. Cette méthode est détaillée dans la partie 3.1.

2.1.3 Méthode des speckles dispersés (*"Dispersed Speckle method"*)

La méthode des speckles dispersés [5] est inspirée de la méthode des franges dispersées évoquée ci-dessus pour une application où la pupille de sortie n'est pas reconfigurée linéairement. Le principe est d'enregistrer un grand nombre d'images (~ 100) correspondant à autant de canaux spectraux. Ces derniers ont une largeur spectrale très étroite et sont régulièrement espacées en nombre d'onde σ (avec $\sigma=1/\lambda$).

Les images $I(x,y)$ sont empilées dans un cube (x,y,σ) , après un traitement de mise à l'échelle pour neutraliser le chromatisme différentiel. Ce cube, appelé cube d'entrée, subit une Transformée de Fourier tridimensionnelle résultant en un cube de sortie (u,v,δ) .

Les colonnes de ce cube sont ensuite analysées pour déterminer les pistons différentiels δ de chaque base (u,v) . La figure 2.2 représente les étapes de cette méthode de façon schématique telle qu'elle est décrite par Virginie Borkowski dans son manuscrit de thèse [4].

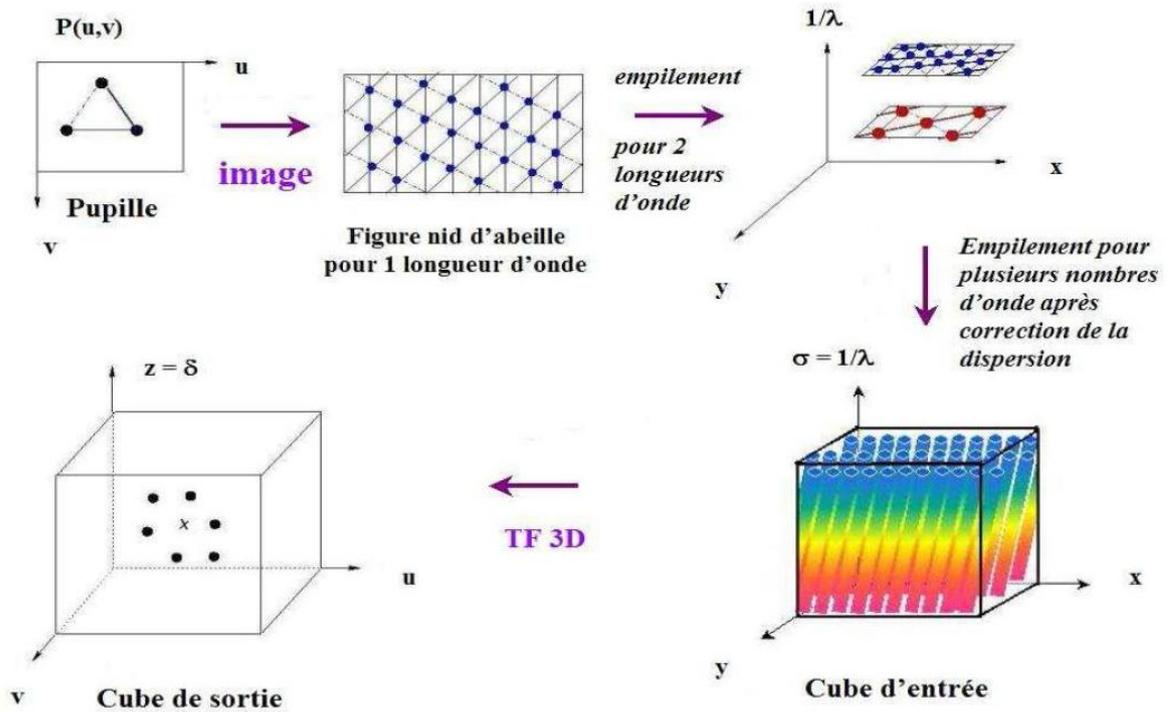


FIGURE 2.2 – Schéma de principe de la méthode des speckles dispersées (©Borkowski)

L'implémentation de cette méthode est contraignante du fait qu'elle nécessite de disperser la lumière sur un nombre important de canaux de largeur spectrale étroite, le volume de données à traiter rend d'autre part rédhibitoire le cophasage en temps réel [27].

2.1.4 La diversité de phase ("*Phase Diversity*")

Soient deux plans d'onde d'un système optique reliés par une relation de phase connue (par exemple un défocus), il est possible de déterminer la phase d'un des deux plans ou d'un plan intermédiaire grâce à cette relation : c'est le principe de la diversité de phase.

En pratique, il suffit d'enregistrer les états de phase dans deux plans initialement choisis dans l'interféromètre. Cette technique était initialement utilisée pour analyser les fronts d'onde [14].

Paxman et Fienup l'ont récemment développé aux travers de simulations numériques pour la mise en phase des télescopes segmentés [3] : *i.e.* la recherche des pistons différentiels entre les segments. Leur méthode consiste à introduire des pistons différentiels sur une série de segments par rapport à des segments de référence afin de créer la *diversité pistonique*. Au moyen de simulations de Monte Carlo, ils ont comparé la diversité de phase à la diversité pistonique : ils ont montré que pour de faibles rapports signal à bruit, la diversité de phase est plus efficace que la diversité pistonique et *vice versa* concluant sur la complémentarité des deux méthodes. Ces deux techniques sont donc utilisables alternativement en fonction du niveau du rapport signal à bruit.

Je montre dans l'article[44] (section 2.5) et dans la partie 3 comment il est possible de déterminer dans les deux régimes les pistons différentiels en associant cette technique avec une variante de la méthode des speckles dispersés.

2.2 Suivi de franges sur quelques interféromètres (”*Fringe Tracking*”)

De manière générale, la mise en phase des faisceaux est nommée *Fringe tracking* ou *coherencing* (suivi de franges), certains groupes de recherche emploient cette expression exclusivement pour le cohérencage, contrairement à d’autres qui l’utilisent pour les deux régimes de mise en phase (voir section 1.4).

Un senseurs de franges (*fringe sensor*) peut être opérationnel dans les deux régimes (cohérencage et cophasage). En mode cohérencage (*Group Delay*), il détermine la position du minimum de la différence de marche de façon approximative sur une grande marge (quelques longueurs d’onde).

Puis, en mode cophasage (*Phase Delay*), il accroche la frange brillante à ce minimum de différence de marche sur une course d’une longueur d’onde (c’est-à-dire $[-\lambda/2, +\lambda/2]$ avec λ la longueur d’onde d’observation) et avec une plus grande résolution de recherche (une fraction de λ).

Sur le VLTI, géré par l’ESO (European Southern Observatory), deux senseurs de franges sont implantés :

1. FINITO (Fringe-tracking Instrument of Nice and Torino, également développé en collaboration avec le laboratoire Xlim) est un senseur de franges de première génération utilisant la méthode ABCD décrite précédemment. Il permet de recombinaison de deux à trois télescopes et opérant en bande H (de 1,5 à 1,8 μm) [13]. Son principe de fonctionnement est basé sur la modulation temporelle de la différence de marche : les échantillons ABCD sont prélevés en modulant la différence de marche à une fréquence plus rapide que les perturbations atmosphériques. En pratique : les faisceaux se propagent à l’intérieur de fibres optiques enroulées autour d’un tambour piézo électrique. La longueur de trajet d’un (ou deux) faisceau(x) est ajustée en envoyant un signal triangulaire au tambour se dilatant ou se relaxant, ce qui respectivement rallonge ou diminue la longueur du bras correspondant. La course de modulation est de l’ordre de 20 μm en bande H.
2. PRIMA (Phase Referenced Imaging and Micro-arcsecond Astrometry), est un instrument de seconde génération dédié à l’astrométrie et à l’asservissement hors axe [40]. PRIMA nécessite deux senseurs de franges, FSU A et B (*Fringe Sensor Unit*), car il pointe deux étoiles et donc gère deux systèmes de franges : un par FSU. L’une des étoiles est brillante pour réaliser le cophasage (FSU B) et l’autre plus faible (FSU A) d’intérêt scientifique. Ainsi, PRIMA combine les faisceaux provenant de deux télescopes en bande K (de 2 à 2,5 μm). Cet instrument extrait les quatre échantillons ABCD en imposant différentes phases instrumentales : c’est le principe de la modulation spatiale.

CHAMP (CHARA Michigan Phase-tracker) est le senseur de franges installé sur l’interféromètre CHARA. Il est particulièrement dédié au recombineur infrarouge MIRC (Michigan InfraRed Combiner) [2] qui fonctionne en bandes H et K. CHAMP recombinaison à terme les six télescopes de CHARA : les six faisceaux sont recombinaison par paires de façon cyclique (1+2, 2+3, ...) en reproduisant six interféromètres de Mach-Zender comme représenté sur la figure 2.3. Pour suivre les franges, CHAMP utilise une méthode dérivée de l’algorithme ABCD. La modulation des chemins optiques est réalisée au moyen de miroirs montés sur des actionneurs piézo-électriques.

2.3 Etude comparative de ces méthodes

La table 2.1 présente un résumé des caractéristiques de chaque méthode exposée précédemment.

Les critères de comparaison étudiés sont les principales contraintes d’un système de cophasage : le régime de fonctionnement et le temps de calcul relié au volume de données à traiter. La dernière colonne fait figurer si le principe a été validé ou non.

La méthode ABCD est la plus utilisée sur les interféromètres du fait de sa facilité d’implémentation. Cependant, à moins d’utiliser des méthodes spectrales [8], la méthode ABCD ne permet pas facilement de

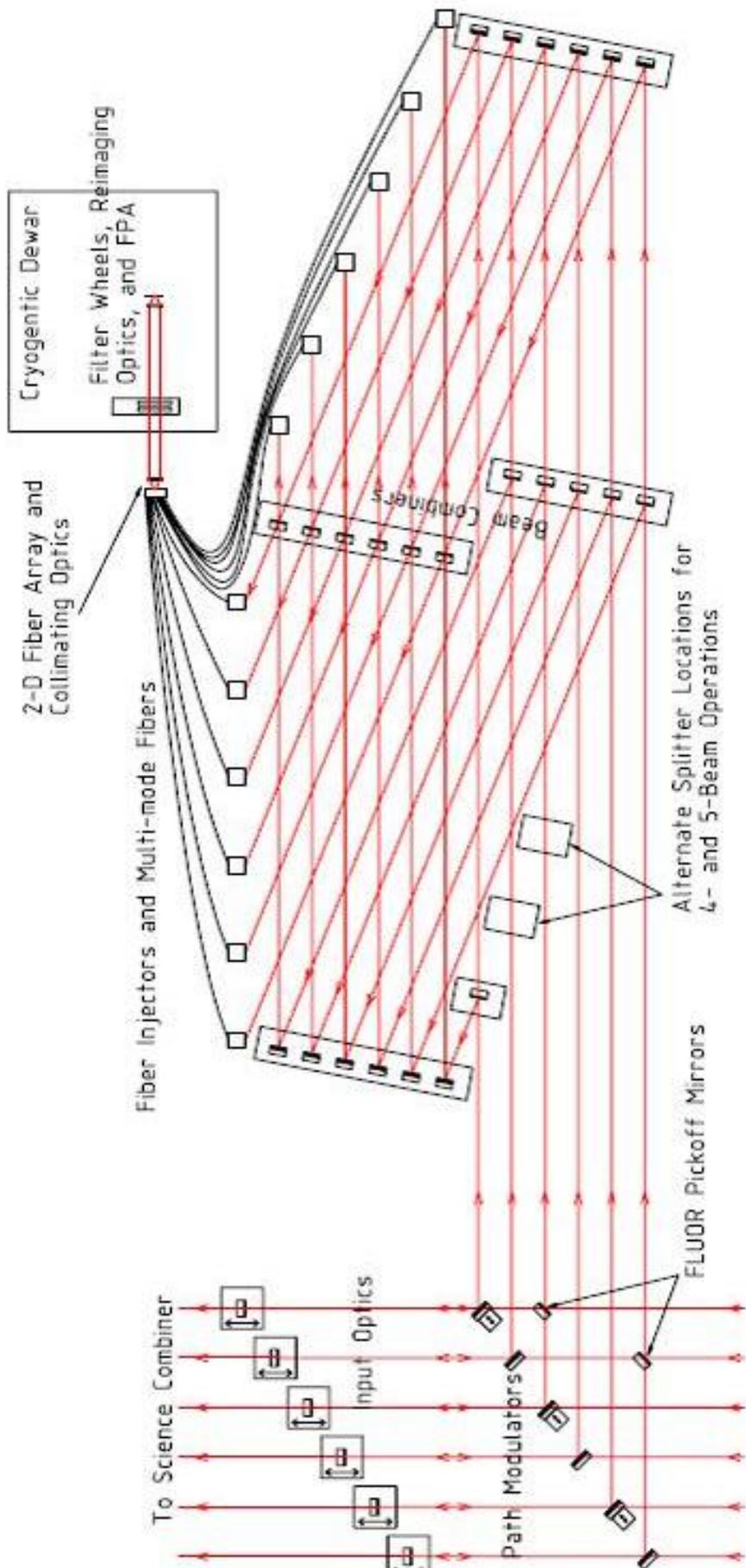


FIGURE 2.3 – Schéma de principe de CHAMP [2].

Méthode	Cohérence	Cophasage	Temps de calcul	Principes existants sur le ciel ou validés
ABCD	✓ (balayage DDM)	✓	+	✓
Franges dispersées	✓	✓	-	✓
Speckles dispersés	✓	✓	--	
Diversité de Phase Chromatique	✓	✓	+	✓

TABLE 2.1 – Comparatif des méthodes de cophasage. A noter qu’il est possible de réaliser le cohérence avec la méthode ABCD en balayant la différence de marche longueur d’onde par longueur d’onde (i.e par intervalle de $[-\lambda/2, \lambda/2]$.)

cohérencer les sous-pupilles et implique par conséquent l’utilisation d’un système annexe de cohérence.

La méthode des franges dispersées validée sur le GI2T nécessite de disperser les franges base par base. Le volume de données augmente par conséquent avec le nombre de sous-ouvertures allongeant ainsi le temps de calcul et compliquant l’implémentation des interféromètres à grand nombre d’ouvertures.

La méthode des speckles dispersés est défavorisée par les mêmes contraintes que la méthode des franges dispersées, mis à part le fait que la recombinaison est multi-axiale. De plus, elle nécessite la création d’un cube composé d’images à deux dimensions pour de nombreux canaux spectraux (de l’ordre de la centaine) à largeur spectrale très étroite : son implémentation est très contraignante et coûteuse en temps de calcul.

La Diversité de Phase Chromatique, que je vais présenter dans les prochains chapitres, permet de cohérencer et de cophaser sur une grande dynamique de recherche. Elle permet d’analyser des images d’interféromètres à recombinaison multi-axiale avec seulement 2 à 3 images dispersées limitant ainsi le volume de données à traiter et le temps de calcul. Ce principe est bien adapté aux futurs grands interféromètres, facilitant une implémentation plus simple que celles des méthodes précédentes.

2.4 Performances à améliorer

Grâce aux développements technologiques, le nombre des ouvertures des réseaux va progressivement s’accroître notamment dans le contexte des hypertélescopes : le VLTI possède actuellement huit sous pupilles et CHARA en possède six. En effet, de plus grandes bases contribuent à élever la résolution angulaire, de même qu’un nombre important de télescopes augmente le nombre de photons collectés et améliore la couverture du plan (u,v) pour un même objet observé.

Cependant, ceci ne sera possible qu’au prix d’une plus grande complexité dans la structure des interféromètres : du point de vue de l’acheminement et de la recombinaison des faisceaux au niveau des techniques optiques, mécaniques et de contrôle des systèmes. Les lignes de bases devenant plus longues, la stabilité et la réponse impulsionnelle des lignes à retards seront de plus en plus contraintes apportant de nouveaux défis en terme de mise en phase et de stabilisation des instruments au minimum de différence

de marche optique.

Afin d'exploiter au mieux les grands interféromètres, l'objectif final est d'obtenir l'information de phase différentielle de chaque sous pupilles par rapport à une sous pupille de référence sans ambiguïté, en considérant des retards de phase compris dans une marge supérieure à la limite actuelle : $[-\lambda/2, \lambda/2]$ à corriger en temps réel. Par exemple, en ce qui concerne le suiveur de frange de deuxième génération (2GFT) du VLTI [43], en Phase A à l'heure actuelle, les spécifications demandées par l'ESO sont reportées dans la Table 1.2.

Les spécifications en terme de magnitude limite à atteindre ne sont pas données car elles dépendent essentiellement de l'instrument scientifique utilisé, de la position du suiveur de franges dans le système et de la stabilité de la boucle d'asservissement du suiveur de franges [18]. Nos études sur ce futur sous système du VLTI (voir Section 4.2.2) prévoient les magnitudes limites que notre méthode de cophasage permet d'atteindre.

En pratique, le point dur des interféromètres réside dans le sous-système "lignes à retards". Leur rôle est d'une part de ramener la pupille de sortie des télescopes au laboratoire de recombinaison et d'autre part de compenser les différences de trajets optiques entre les bras de l'interféromètre.

Les lignes à retards sont encombrantes, complexes à mettre en oeuvre et à contrôler, et favorisent la perte de flux lors de l'acheminement des faisceaux (voir Fig. 2.4). Les fibres optiques permettent, entre autres, de rendre flexible ce sous-système tout en permettant un filtrage spatial des faisceaux.

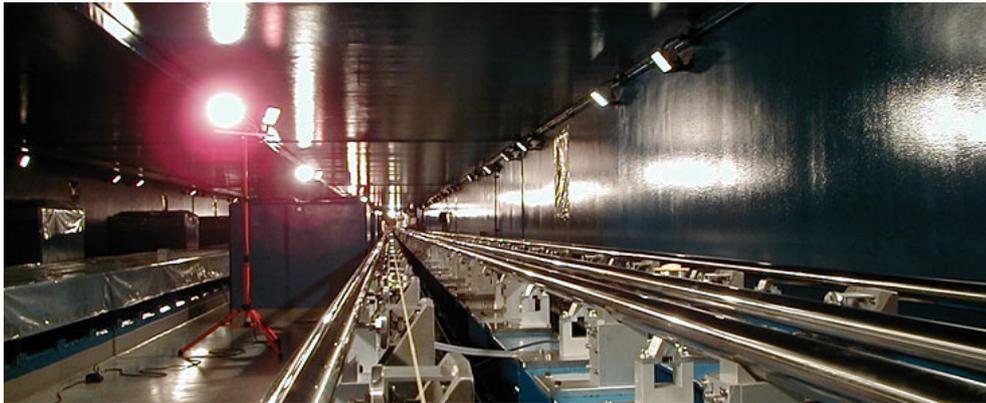


FIGURE 2.4 – Vu du tunnel des lignes à retards du VLTI (www.eso.org).

En outre, un cophaseur doit être capable de réaliser les étapes d'acquisition de données, de détermination des retards, de corrections et à nouveau d'acquisition en temps réel ou tout du moins le plus rapidement possible : *i.e.* en quelques millisecondes ! Le temps de réponse de cette boucle d'asservissement est contrainte par le nombre d'éléments dans lesquels transitent les signaux (optique, électronique, calculateur informatique), et de surcroît il augmente avec la complexité de l'interféromètre.

Ainsi, dans la perspective des futurs grands interféromètres, nous avons développé une méthode de cophasage permettant d'anticiper leurs exigences en terme :

- d'un point de vue *technique* : de compacité, de facilité d'implémentation, de flexibilité (passage du mode cohérence au mode cophasage), de rapidité de la boucle d'asservissement, d'adaptabilité (au mode de recombinaison, à la configuration du réseau et au nombre d'ouvertures),
- d'un point de vue *scientifique* : de performances en gamme de détermination des retards de phase non ambigus, de magnitude limite, et d'application aux futurs imageurs directs.

2.5 *Article : Study of a new cophasing system for hypertelescopes*

L'article présenté ici est une étude préliminaire que j'ai menée me permettant de présenter le contexte de la méthode de la Diversité de Phase Chromatique développée par la suite, ainsi que quelques résultats définissant la feuille de route de ce travail de thèse.

J'ai présenté cette étude à la session poster du Colloque "Astronomical Instrumentation" organisée par la *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers* à Marseille en 2008.

Study of a new cophasing system for hypertelescopes

Nassima Tarmoul, Denis Mourard, François Hénault

Laboratoire H. FIZEAU, UMR CNRS 6525
Observatoire de la Côte d'Azur
Avenue Copernic, 06130 Grasse, France

ABSTRACT

As the next generation of giant optical interferometers, hypertelescopes will provide high resolution direct imaging of celestial sources by using the densification principle.¹ In order to determine the technical requirements of such an instrument, an interferometric testbench, called SIRIUS (Patru et al. 2004), has been developed at the Observatoire de la Côte d'Azur, France. The active cophasing of the beams remains the most significant hard point to preserve the quality of the image. It has been shown that this cophasing should be at the level of $\lambda/10$ so that more than 90% of the energy remains in the central peak of the point spread function.² In the current version of SIRIUS, the raw coherencing is done manually by adjusting air delay lines, whereas the cophasing is ensured by a fibered cophasing system. We present our study of an optimized cophasing system that we intend to develop on the SIRIUS testbench. One of the main goals is to be adaptable to any interferometer, whatever the configuration of the entrance pupil and the number of sub pupils. This new version will improve the cophasing system by using a derived version of the dispersed speckles method³ for fine cophasing. The observed images will then be stabilized during a longer period, allowing a more efficient analysis of the studied source.

Keywords: Instrumentation: High Angular Resolution, Cophasing, Coherencing, Hypertelescope, Interferometry

1. INTRODUCTION

To achieve high angular resolution, optical aperture synthesis seems to be the best solution at the moment. Indeed, interferometers resolution doesn't depend on the diameter of a telescope but on the maximum baseline of the device. Hypertelescopes are the next step to large optical arrays as high resolution direct imagers. Actually, these giant interferometers will make it possible to observe direct images of celestial sources thanks to the densification principle.¹ In practice, the entrance pupil is modified in a densified exit pupil by increasing the size of the sub-apertures with respect to their relative distances. Consequently, the diffraction envelope is optimized so that the energy of the point spread function is concentrated in the central peak.

There is no denying the crucial point of interferometry is the efficiency of the cophasing system. Indeed, the longer the integration time, the better the image quality and sensitivity. The external optical path difference of each baseline has to be compensated by using delay lines. The difficulty is greater for hypertelescopes, since the number of sub-apertures is high making the device more sensitive. In order to get an exploitable image, beams must be recombined with a maximum optical path difference (OPD) of $\lambda/10$.² Besides, cophasing systems have to become easier to implement as regards to giant arrays. We propose to take up this challenge at the Observatoire de la Côte d'Azur, France, using the SIRIUS testbench. This one has been created to determine the characteristics of hypertelescopes.⁴

The new cophasing system, we introduce in this paper, is based on chromatic phase diversity. Section 2 is dedicated to the theoretical description of our cophasing system concept. We first have studied the performances using a software, called HYPERTEL, developed during the PhD of Fabien Patru. Our results are analyzed in section 3. We finally consider the practical setting up on the SIRIUS testbench (section 4).

Further author information: (Send correspondence to Ms Nassima Tarmoul)
E-mail: Nassima.Tarmoul@obs-azur.fr

2. THEORETICAL SETTING UP OF THE COPHASING SYSTEM

Every optical array needs a cophasing system to stabilize interference fringes in the image plane. Such a device determines wavefront differences between each aperture allowing servo control of delay lines. The aim is to limit actively as much as possible the difference between optical path beams. Above all, one has to distinguish between the notions of law coherencing and cophasing. The former consists of achieving an OPD below the coherence length L_c defined in equation (1):

$$L_c = \lambda^2 / \Delta\lambda \quad (1)$$

with λ the operating wavelength and $\Delta\lambda$ the corresponding spectral bandwidth. Cophasing is more demanding toward the device: beams have to be combined with a fraction of wavelength. For our study, we assume that raw coherencing is realized upstream so that we only consider cophasing, the hard point of beam recombination. Indeed, we choose to limit the differential piston errors within the range of $\pm 20\mu\text{m}$, thanks to an external low frequency coherencing system. Concerning hypertelescopes, optical paths should be equalized better than $\lambda/10$ to get a suitable image,² these numbers corresponding then to the high level specifications of our system.

Several types of cophasing techniques have been developed regarding interferometers.

For instance, the Very Large Telescope Interferometer, at Mount Paranal, Chile, is equipped with FINITO⁵ (Fringe-tracking Instrument of Nice and TOrino). This device measures the OPD variation, induced by atmospheric turbulence, on three telescopes, measured pair-wise. Consequently, FINITO provides the information required by the delay line control loop to compensate the perturbation. This fringe tracker has significantly improved the accuracy and sensitivity of the VLTI instrument (AMBER, MIDI), increasing their coherent exposure time from few milliseconds to several seconds.

Phase diversity is a phase retrieval method comparing two intensity images captured symmetrically about the wavefront to be determined. By taking advantage of the connection between wavefront planes and intensities, this technique allows reconstruction of the sought wavefront. The dispersed speckle method consists of creating a stack of several images, registered at different wavelengths. This stack is called dispersed image cube.³ Then, by applying a three dimensional Fourier transform to this cube, several high frequency domains are obtained, at particular positions, giving information on the piston values for the corresponding baselines.

For the future giant arrays, the cophasing system is to be easy to implement, since the number of telescopes is larger than for current arrays. To meet the hypertelescope concept specifications, we are developing a real time cophasing technique that depends neither on the number of telescopes nor on the array configuration.

We propose a chromatic phase diversity technique based on the dispersed speckle method. We assume that all sub-apertures of the instrument to be cophased have adaptive optics and that raw coherencing is implemented upstream. Therefore, only residual optical path difference is to be corrected.

The first step of the method is the registration of monochromatic images of a non resolved source at particular wavelengths. In the case of a cophased aperture, the amplitude of the wave in the pupil plane (u, v) is given by equation (2):

$$P(u, v) = \prod_{D_i} (r) \otimes \sum_{k=1}^{N_T} \delta(u - u_p(k)) \cdot \delta(v - v_p(k)) \quad (2)$$

with $\prod_{D_i} (r)$ corresponds to a circular sub-aperture with a diameter D_i , r the radial coordinate as $r = \sqrt{u^2 + v^2}$, N_T the number of sub-apertures, δ the dirac function, $(u_p(k), v_p(k))$ the coordinates of the sub-aperture k . Observing a non resolved object, the instrument has the following point spread function, defined in the image plane(x, y):

$$PSF(x, y) = |FT[P(u, v)]|^2 \quad (3)$$

where FT represents the Fourier Transform. Combining the equations (2) and (3), the latter becomes:

$$PSF(x, y) = A_{D_i}(x, y) \cdot \left| \sum_{k=1}^{N_T} e^{\frac{-2i\pi}{\lambda}(x \cdot u_p(k) + y \cdot v_p(k))} \right|^2 \quad (4)$$

with $A_{D_i}(x, y) = FT[\prod D_i(r)]$, the Airy function.

By adding piston errors, the expression changes into (5):

$$PSF(x, y) = A_{D_i}(x, y) \cdot \left| \sum_{k=1}^{N_T} e^{\frac{-2i\pi}{\lambda}(x \cdot u_p(k) + y \cdot v_p(k) + \frac{z(u, v)}{\lambda})} \right|^2 \quad (5)$$

$z(u, v)$ represents the piston to be determined and corrected. Notice that for $z(u, v)=0$, the entrance pupil is cophased.

We register images at n wavelengths, otherwise said at the corresponding σ (with $\sigma = 1/\lambda$): from σ_1 to σ_n . The set of values is chosen *a priori* so as to simplify the implementation of the system. These acquisitions are then stacked in a (x, y, σ) cube. Since the point spread function depends on the wavelength (chromatism), each image is resized: replacing λ by λ_{avg} , with $\lambda_{avg} = \frac{\lambda_1 + \lambda_n}{n}$ the average value of the wavelengths. The (x, y, σ) cube can be defined by:

$$Cube(x, y, \sigma) = \sum_{j=1}^n \left\{ A_{D_i}(x, y) \cdot \left| \sum_{k=1}^{N_T} e^{\frac{-2i\pi}{\lambda_{avg}}(x \cdot u_p(k) + y \cdot v_p(k) + \frac{z(u, v)}{\lambda})} \right|^2 \right\} \quad (6)$$

A three-dimensionnal Fourier Transform is then applied to this cube, we get a (u, v, δ) cube:

$$Cube(u, v, \delta) = FT[Cube(x, y, \sigma)] \quad (7)$$

This cube also consists of the entrance pupil autocorrelation, indeed the positions of the points of this cube match the baselines coordinates of the entrance pupil. The δ coordinate of the points are the differential pistons, baseline by baseline, we wanted to determine. The next section illustrates the method applied to our study.

3. NUMERICAL SIMULATIONS

To perform numerical simulations, we use a software called HYPERTEL.⁴ HYPERTEL is a useful numerical tool allowing to test parameters and to optimize the configuration of the future optical arrays. It was developed by Olivier Lardière and Fabien Patru during the PhD of the latter at the Observatoire de la Côte d'Azur, France. HYPERTEL consists of programs written in the IDL language. Simulating arrays, it gives information on the performances of hypertelescopes according to the array configuration, the densification parameters, the wavelength(s), the object observed, etc., ...

For our study, we consider an entrance pupil composed of 6 sub-apertures: 5 telescopes arranged non redundantly along a ring and one telescope at the center of the array. Figure 1 represents, in the pupil plane, the entrance pupil of the hypertelescope to be cophased, and the pupil obtained after densification. Each sub-aperture has a residual optical path difference so that each baseline has a differential piston to be determined. Here, one sub-aperture (number 2) has a piston value of $10\mu\text{m}$ compared to the other sub-apertures which piston values are set to $0\mu\text{m}$. The aim is to recover the same piston values after computing the program.

HYPERTEL creates the (x, y, σ) cube for 80σ regularly spread between $1/602\text{nm}$ (σ_1) and $1/657\text{nm}$ (σ_{80}). The profile and the three dimensional representations of the point spread function obtained with HYPERTEL

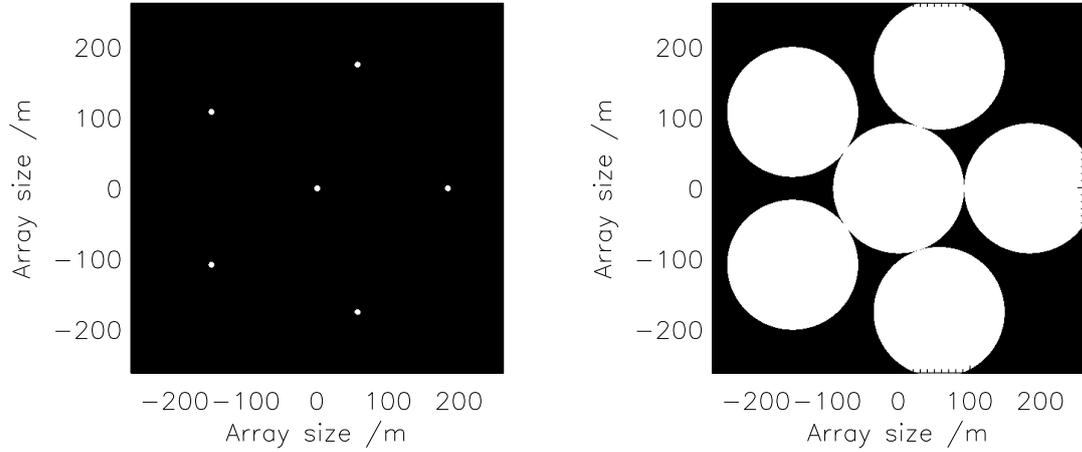


Figure 1. From left to right: array configuration of the entrance pupil to be cophased, densified exit pupil

are shown on Fig. 2 for a classical interferometer working in Fizeau mode and on Fig. 3 for a hypertelescope. Notice the concentration of the energy in the central peak thanks to densification principle in the Hypertelescope mode compared to the Fizeau mode.

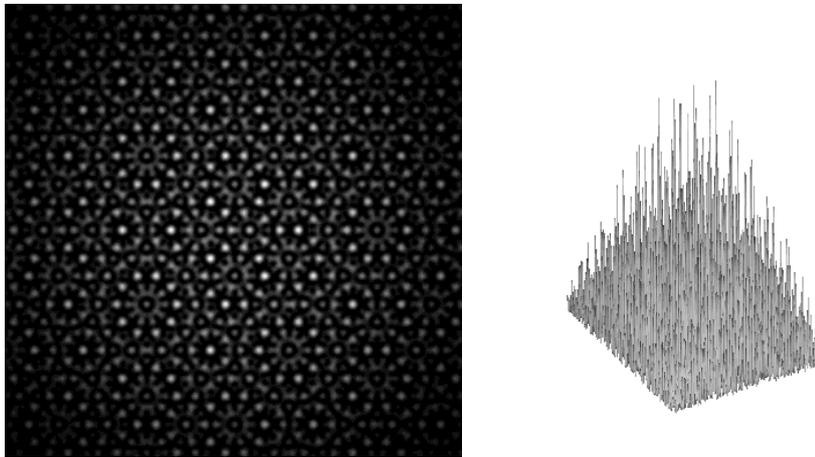


Figure 2. From left to right: Profile in the image plane and 3D visualization of the point spread function in Fizeau mode. All the energy is spread due to the diffraction envelope of a sub-aperture

After computing the three-dimensional Fourier Transform, differential pistons can be determined in the (u,v,δ) cube. Actually, the latter corresponds to the autocorrelation of the entrance pupil: it is composed of $\frac{N_T(N_T-1)}{2}$ peaks or energy concentration points, where N_T is the number of sub-apertures. The position of each point gives the differential piston error δ for the corresponding baseline (u,v) .

Indeed, the extraction of the piston errors δ is facilitated since we know the range of search depending on the σ chosen.

We compare two cases whether there is differential piston or not. Fig. 4 presents a plot of the column (function of δ) of the (u,v,δ) cube corresponding to the baselines $(1,3)$. The axes of the plot corresponds to the

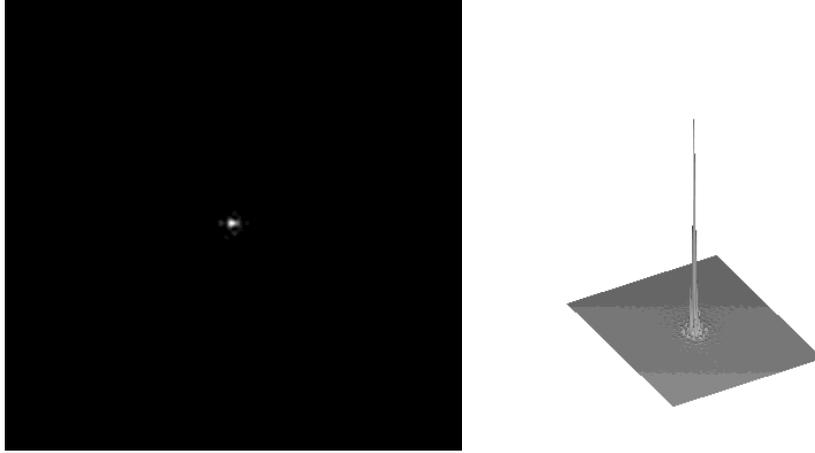


Figure 3. From left to right: Profile in the image plane and 3D visualization of the point spread function in Hypertelescope mode. All the energy is in the central peak, so that imaging is more efficient in this mode.

coordinates of the baselines function of the optical path difference δ . Initially, these two apertures are phased so that the corresponding column in the cube matches a centered peak (the center corresponds to δ_{40}).

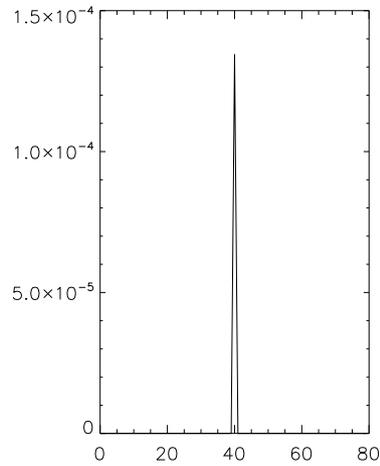


Figure 4. Plot of the (u,v,δ) cube column corresponding to the baseline (1,3): the peak is centered which means there is no piston between the sub-apertures 1 and 3.

The plot of the column of the (u,v,δ) cube corresponding to the baselines (1,2) is represented on Fig. 5. A piston value ($10\mu\text{m}$) was introduced initially: the corresponding peak is no more centered.

If we compare this result to the plot of the same column but with an initial piston twice larger ($20\mu\text{m}$), we notice that the displacement of the peak is greater (See Fig. 6).

The value of the displacement between the central δ (here δ_{40}) and the position u of the peak maximum gives the OPD $\Delta\delta$, since:⁶

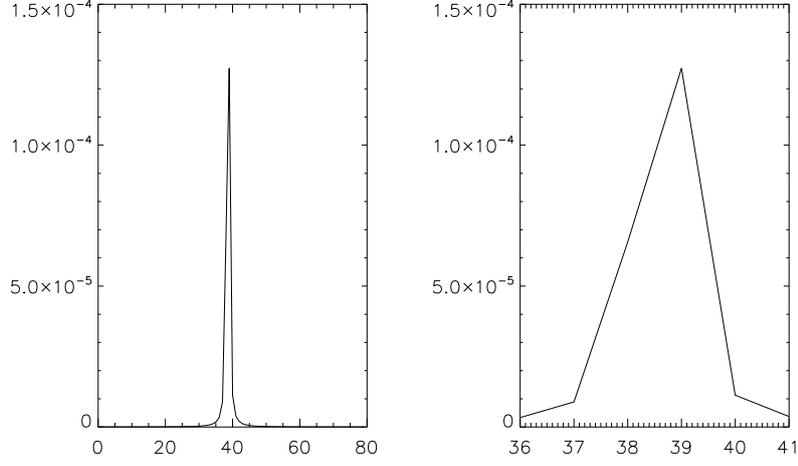


Figure 5. Plots of the (u,v,δ) cube column corresponding to the baseline (1,2). The right figure is the zoom of the left one. The piston value ($10 \mu\text{m}$) changes the position of the peak with respect to the center.

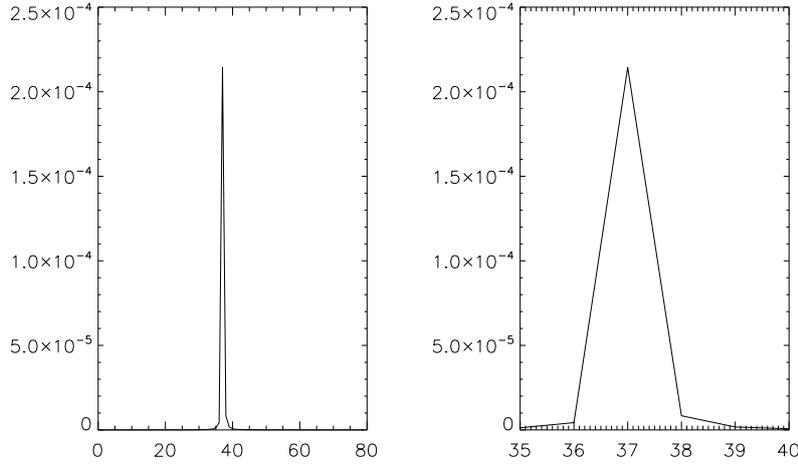


Figure 6. Plots of the (u,v,δ) cube column corresponding to the baseline (1,2). The right figure is the zoom of the left one. The piston is twice larger ($20 \mu\text{m}$) than on the previous figure. It can be seen that the displacement of the peak is larger in this simulation.

$$\Delta\delta = u \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (8)$$

Concerning our study: $\lambda = 629.3 \text{ nm}$, $\Delta\lambda = (657.9 - 602.4) \text{ nm} = 55.5 \text{ nm}$ and the parameter u is defined by:

$$u = \frac{n_\lambda}{2} - B_p \quad (9)$$

with $\frac{n_\lambda}{2}$: half the number of channels (index of the central wavelength, here $\frac{n_\lambda}{2} = 40$) and B_p the photometric barycenter (position of the peak maximum) such as:

$$B_p = \frac{\sum_{k=35}^{45} k \cdot \text{Cube}(u, v, k)}{\sum_{k=35}^{45} \text{Cube}(u, v, k)} \quad (10)$$

where $\text{Cube}(u, v, k)$ represents the intensity of the peak at the abscissa k for the baseline (u, v) .

Actually, in the case of an initial piston value of $10\mu\text{m}$ (Fig. 5), the photometric barycenter $B_p = 38.6$ so that the determined piston value is:

$$\Delta\delta = 1.4 \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \approx 10\mu\text{m} \quad (11)$$

In the case of an initial piston value of $20\mu\text{m}$, (Fig. 6), $B_p = 37.1$ so that the determined piston value is:

$$\Delta\delta = 2.9 \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \approx 20\mu\text{m} \quad (12)$$

Therefore, the piston values initially introduced are recovered which confirms the validity of the method.

Phase unwrapping depends on the number and bandwidth of the spectral channels.⁷ Our current numerical simulations will enable the characterization of these parameters.

4. PRACTICAL SETTING UP

The cophasing system will be developed on the SIRIUS testbench realized to study the performances of interferometric imaging systems.⁴ This bench aimed at comparing the characteristics of aperture synthesis, Fizeau and densified pupils beam combination schemes and at specifying the technical requirements in the framework of the VLTI. Optical beams are carried from the entrance pupil to the densified pupil in unimodal optical fibres. The great flexibility and the spatial filtering properties of the fiber assembly improve the point spread function quality and stability. These fibers are also used as delay lines to control chromatic dispersion, contrary to air delay lines which allow OPD equalization. The array configuration designed is the same as described in section 3. We now intend to implement the new device on the SIRIUS bench, taking advantage of the fibered delay lines acting as actuators. The cophasing system is composed of a wavefront sensor associated to a multichromatic source to get the multichromatic (x, y, σ) cube.

5. CONCLUSION

To benefit from the potentialities of Hypertelescopes, some constraints have to be taken into account. One of the most important is the coherent recombination of the input beams at a fraction of wavelength. The need in efficient and easy to implement cophasing system is unavoidable considering the large number of apertures and sensitivity of the instrument. We expect the new concept we have described in this paper to meet the specifications to be implemented on future giant arrays. But before, it could be tested on current arrays such the VLTI with 4 or 8 sub-apertures to enable high angular resolution direct imaging of stars.

ACKNOWLEDGMENTS

This project is supported by both the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS, France) and the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES, France).

REFERENCES

- [1] Labeyrie, A., “Resolved imaging of extra-solar planets with future 10-100 km optical interferometric arrays,” *Astron. Astrophys.* **118**, 517–524 (1996).
- [2] Patru, F., Mourard, D., Lardière, O., and Lagarde, S., “Optimization of the direct imaging properties of an optical fibered long baseline interferometer,” *Mon. Not. R. Astron. Soc.* **376**, 1047–1064 (2007).
- [3] Borkowski, V., Labeyrie, A., Martinache, F., and Peterson, D., “Sensitivity of a dispersed-speckles piston sensor for multi-aperture interferometers and hypertelescopes,” *Astron. Astrophys.* **429**, 747–753 (2005).
- [4] Patru, F., Mourard, D., Lardière, O., Spang, A., Clause, J., Antonelli, P., Bresson, Y., and Lagarde, S., “An interferometric imaging test bench: The densified pupil concept applied to the VLTI,” *Proc. of SPIE* **5491**, 1613–1623 (2004).
- [5] Gai, M., Corcione, L., Lattanzi, M., Bauvir, B., Bonino, D., Gardiol, D., Gennai, A., Loreggia, D., Massone, G., and Menardi, S., “FINITO: three-way fringe sensor for VLTI,” *Memorie della Società Astronomica Italiana* **74**, 472–473 (2003).
- [6] Koechlin, L., Lawson, P., Mourard, D., Blazit, A., Bonneau, D., Morand, F., Stee, P., Tallon-Bosc, I., and Vakili, F., “Dispersed fringe tracking with the multi- r_0 apertures of the Grand Interféromètre à 2 Télescopes,” *Applied Optics* **35**, 3002–3019 (1996).
- [7] Lofdahl, M. and Eriksson, H., “An algorithm for resolving 2π ambiguities in interferometric measurements by use of multiple wavelengths,” *Optical Engineering* **40**, 984–990 (2001).

Deuxième partie

La Diversité de phase chromatique en théorie

Chapitre 3

Notre proposition : Diversité de Phase Chromatique

Comme indiqué précédemment, la diversité de phase consiste à analyser l'état de phase d'une onde dans deux plans pupilles différents afin de remonter à l'information de phase dans le plan image du système. Si l'on applique ce principe en analysant les états de phase, non plus dans des plans images différents, mais dans le même plan image et à des longueurs d'onde différentes, on réalise la méthode dite de Diversité de Phase Chromatique (CPD) [45].

Cette partie décrit premièrement d'un point de vue théorique la méthode CPD puis les études de modélisations et d'applications aux interféromètres que j'ai menées sont détaillées dans un second temps.

3.1 Contexte et justification de la méthode

3.1.1 Contraintes et hypothèses initiales

La méthode de Diversité de Phase Chromatique que nous avons développée a pour but de répondre aux exigences des futurs grands réseaux, notamment dues au nombre élevé de télescopes. En effet, lors de son élaboration, l'objectif était de concevoir une méthode permettant de déterminer les pistons différentiels sans ambiguïté sur une dynamique de plusieurs longueurs d'onde avec une incertitude sur la mesure de l'ordre de la fraction de longueur d'onde.

Sa mise en oeuvre instrumentale a été spécifiée de façon à être flexible, d'un encombrement minimum et générant le moins de biais instrumentaux possibles. Basée sur les méthodes spectrales décrites ci-après, cette méthode utilise un nombre limité de canaux spectraux (au minimum 2) et un algorithme rapide pour extraire les pistons différentiels.

Nous supposons par la suite que les plans d'onde de chaque ouverture sont corrigés (par optique adaptative par exemple) et que seuls les pistons atmosphériques et instrumentaux sont à estimer par la méthode.

3.1.2 Origine et inspirations de la Diversité de Phase Chromatique

Il est possible d'avoir accès à l'information de phase en passant par l'espace de Fourier comme l'ont démontré Koechlin *et al.* [19] (méthode des franges dispersées) et Borkowski [5] (méthode des speckles dispersés) :

Méthode des franges dispersées

Initiée par Michelson et mise en œuvre en 1996 sur le GI2T [19], cette méthode consiste à disperser les franges d'interférence suivant une direction du détecteur au moyen d'un spectromètre (voir haut de la figure 3.1).

On observe alors sur le détecteur des franges plus ou moins inclinées en fonction du piston présent : la pente des franges est en effet reliée, entre autres, à la différence de marche de la base considérée.

Dans l'espace de Fourier, des pics apparaissent (voir bas de la figure 3.1) et c'est en analysant la position fréquentielle U_p de ces pics que l'on est capable de déterminer la différence de marche δ à corriger grâce à l'équation suivante :

$$\delta = U_p \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda} \quad (3.1)$$

Avec λ , la longueur d'onde centrale de dispersion et $\Delta\lambda$ la largeur spectrale de la bande dispersée. Si l'on considère $\delta\lambda$ comme l'intervalle spectral entre deux franges consécutives, U_p est défini tel que :

$$U_p = \frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} \quad (3.2)$$

Méthode des speckles dispersés

Celle-ci est une généralisation de la méthode précédente aux interféromètres à plus de deux ouvertures dans le contexte des hypertélescopes. Ici, ce sont les images obtenues au foyer de l'interféromètre qui sont dispersées à travers une fente selon des canaux spectraux très étroits et régulièrement répartis en nombre d'onde.

La figure 2.2 en détaille les étapes. Pour déterminer les pistons différentiels de chaque base, cette méthode nécessite un grand nombre de canaux spectraux : l'intérêt étant de recouper cette quantité d'information après application d'une Transformée de Fourier tri-dimensionnelle.

Frantz Martinache [27] appliquera également ce principe dans le cas d'ouvertures redondantes en utilisant l'algorithme à 3 dimensions de Fienup [10].

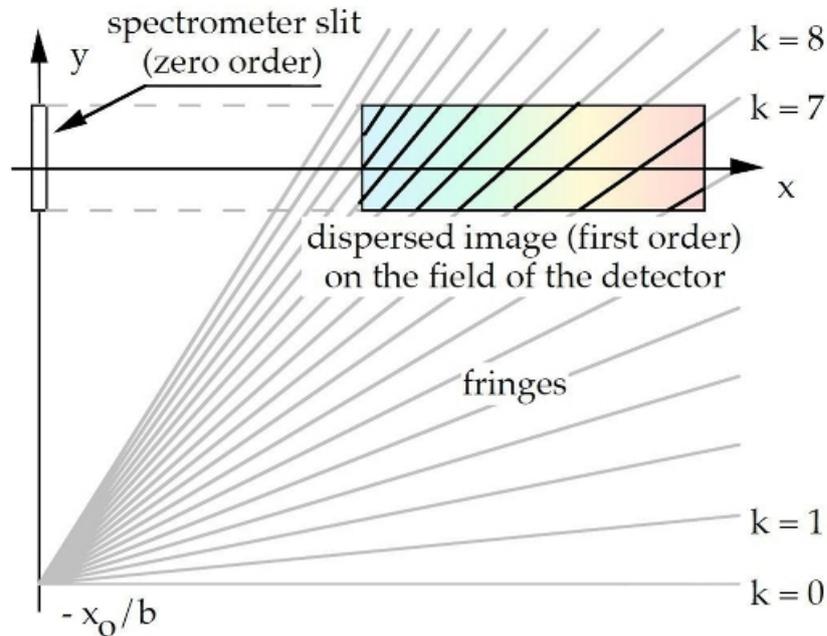
Algorithme de levée d'ambigüité sur les phases mesurées

Dans le cadre de l'étude de senseurs de front d'onde pour des télescopes segmentés, Löfdahl *et al.* [26] ont développé un algorithme permettant de lever l'ambigüité sur la mesure de phase (Voir Eq. 3.4). En effet, dans ce cas là les multiples segments du télescopes sont équivalents à autant de sous-ouvertures à mettre en phase.

Les senseurs de front d'onde ont pour objectif de déterminer les aberrations de l'onde parvenant à la pupille et dans ce cas précis à déterminer les aberrations différentielles entre chaque segment.

L'étude de Löfdahl est restreinte aux aberrations de piston : grâce à plusieurs acquisitions d'images dans plusieurs canaux spectraux, la dynamique d'extraction des pistons entre les segments du télescope passe de $\pm\lambda/2$ à quelques λ . L'estimation de ce paramètre noté *capture range* ainsi que la *longueur d'onde synthétique* y est décrite dans la section 3.2.2. Ces paramètres seront par la suite utilisés dans la description de la Diversité de Phase Chromatique.

Franges dispersées suivant la direction x du détecteur:



TF de l'image

Pics de fréquences dans l'espace de Fourier (U,V):

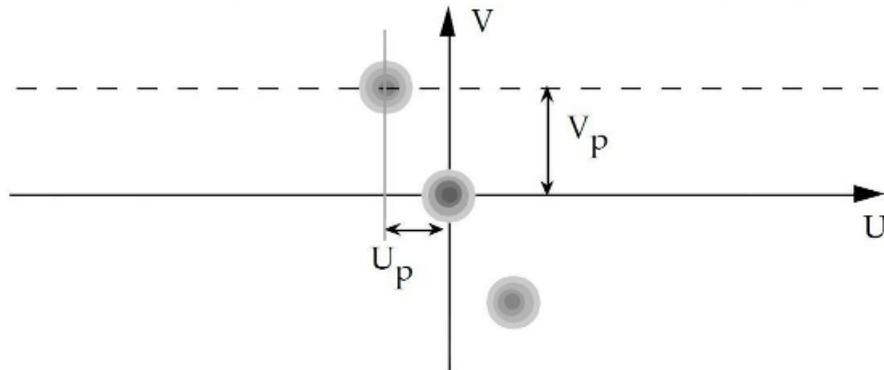


FIGURE 3.1 – Schémas détaillant la méthode des franges dispersées pour une base donnée (© Koechlin *et al.* [19]). En haut : dispersion des franges par la fente du spectromètre sur le détecteur (plan image (x,y)), l'inclinaison des franges témoigne de l'effet de piston différentiel entre les deux bras. En bas : la Transformée de Fourier (TF) fait apparaître des pics de fréquences, la position U_p est directement reliée au piston χ_0 (noté δ dans l'Eq. 3.2).

La Diversité de Phase Chromatique limite le nombre de canaux spectraux utiles et réalise ensuite une Transformée de Fourier bi-dimensionnelle de chaque image. Les performances en terme de cophasage sont garanties grâce au traitement algorithmique de ces données basé sur les études de Löfdahl *et al.* [26].

Cette association permet d'alléger et le montage instrumental et le traitement informatique favorisant, respectivement, flexibilité et compacité du cophaseur, et un temps de réponse court du système.

3.2 Description de la méthode

Le principe de la Diversité de Phase Chromatique est d'analyser les états de phase de l'onde dans le plan image de l'interféromètre à plusieurs longueurs d'onde, dans le but d'extraire les pistons différentiels de chaque sous-pupille par rapport à une sous-pupille de référence.

Pour appliquer la Diversité de Phase Chromatique, il faut au moins deux canaux spectraux ; la méthode sera par la suite détaillée pour trois canaux spectraux centrés autour des longueurs d'onde λ_1 , λ_2 et λ_3 , chaque canal ayant respectivement une largeur spectrale $\delta\lambda_1$, $\delta\lambda_2$ et $\delta\lambda_3$.

Les étapes de la Diversité de Phase Chromatique sont repertoriées sur la Fig.3.2 et détaillées dans les pages suivantes.

3.2.1 Modélisation Mathématique

Le principe de la Diversité de Phase Chromatique réside dans le fait que la phase différentielle pour une ligne de base (u,v) donnée est reliée au piston différentiel de cette même base. D'autre part, on sait que cette phase, notée $\varphi(u, v)$, dépend de la longueur d'onde d'observation λ . On accède donc indirectement à ce piston différentiel $\delta(u, v)$ grâce à la relation suivante :

$$\varphi(u, v) = \frac{2\pi \cdot \delta(u, v)}{\lambda} \quad (3.3)$$

La valeur mesurée $\overline{\varphi(u, v)}$ est estimée modulo 2π , telle que :

$$\overline{\varphi(u, v)} = \varphi(u, v) \pm 2k\pi \quad (3.4)$$

k étant un entier relatif. On déduit le piston $\delta(u, v)$:

$$\delta(u, v)_{\lambda_n} = \frac{\lambda_n \cdot \overline{\varphi(u, v)}_{\lambda_n}}{2\pi} \pm k \cdot \lambda_n \quad (3.5)$$

Pour k=0, cette équation à une longueur d'onde suffit à extraire le piston : celui-ci étant compris entre $-\lambda/2$ et $\lambda/2$.

Seulement pour k≠0, le piston devient à son tour connu modulo λ .

La première étape de la Diversité de Phase Chromatique consiste à enregistrer trois images, chacune dans un canal spectral comme indiqué plus haut. Considérons d'abord P(u,v) l'amplitude complexe de l'onde dans le plan uv de l'interféromètre définie tel que :

$$P(u, v) = |P(u, v)| e^{\frac{2i\pi\delta(u, v)}{\lambda}} \quad (3.6)$$

avec $|P(u, v)|$ et $\frac{2i\pi\delta(u, v)}{\lambda}$ respectivement l'amplitude et l'argument de P(u,v).

Si on observe une étoile non résolue par l'instrument, on obtient dans le plan image (x, y) de celui-ci sa réponse impulsionnelle (ou Fonction d'Étalement de Point, notée FEP) dont l'expression est telle que :

$$FEP(x, y) = |TF[P(u, v)]|^2 \quad (3.7)$$

où TF représente l'opérateur Transformée de Fourier. Il s'agit de la figure d'interférences évoquée dans le paragraphe 1.1.1.

Si l'on observe un objet ayant une distribution d'intensité O(x,y), l'image I(x,y) au foyer de l'instrument s'exprime suivant l'éq.(3.8) :

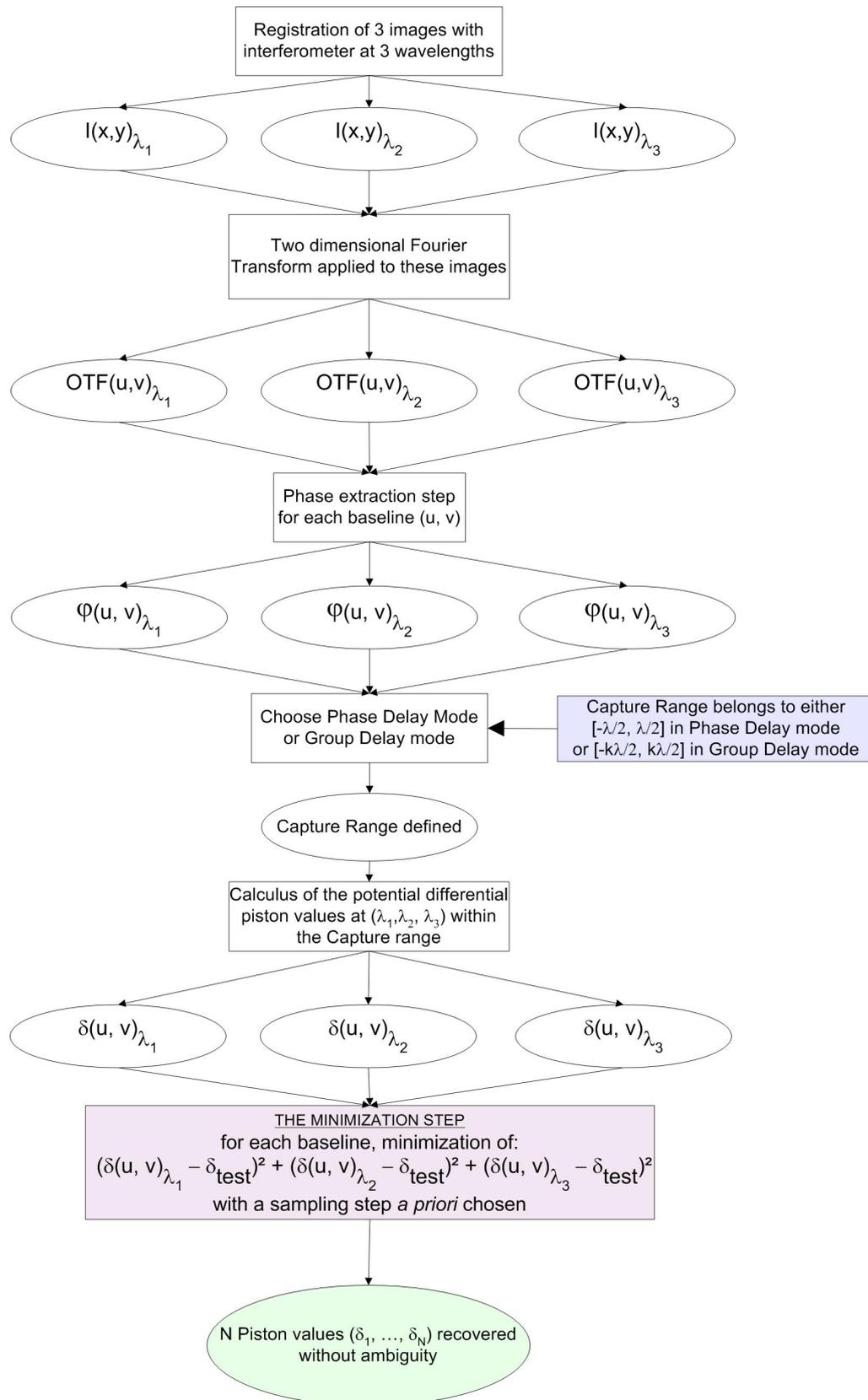


FIGURE 3.2 – Principe général de la méthode de Diversité de Phase Chromatique.

$$I(x, y) = FEP(x, y) \otimes O(x, y) \quad (3.8)$$

où le symbole \otimes représente l'opérateur convolution.

Pour appliquer la Diversité de Phase Chromatique, on enregistre trois images notées $I(x,y)_{\lambda_1}$, $I(x,y)_{\lambda_2}$ et $I(x,y)_{\lambda_3}$, l'image n étant obtenue dans le canal spectral correspondant $(\lambda_n, \delta\lambda_n)$.

Pour obtenir l'information de phase, on calcule ensuite les trois Fonctions de Transfert Optiques (FTO) en réalisant la Transformée de Fourier Inverse des images précédemment obtenues :

$$FTO(u, v)_{\lambda_n} = TF^{-1}[I(x, y)_{\lambda_n}] \quad (3.9)$$

Comme le montre la figure 3.3, la FTO est l'autocorrélation de l'amplitude complexe de l'onde dans le plan pupille, $P(u,v)$.

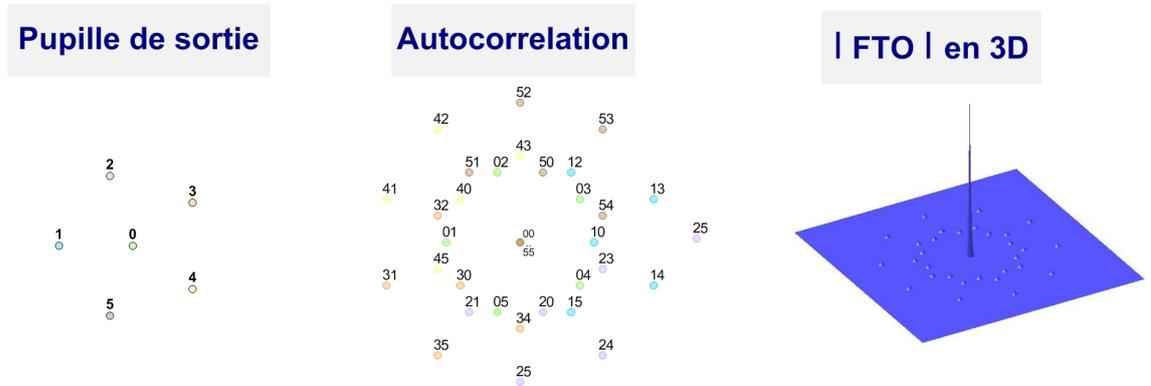


FIGURE 3.3 – A gauche : un plan pupille numéroté de 0 à 5, au milieu : son autocorrélation, à droite : profil 3D du module de la FTO correspondante. La contribution de chaque base est identifiable en fonction de la configuration initiale du réseau.

Il est possible en fonction de la configuration du réseau d'identifier à quelles bases ces pics franges correspondent. La FTO est une fonction complexe, la phase de chaque pic est par conséquent la phase différentielle de la base correspondante.

Ainsi, pour un interféromètre à N_T sous ouvertures, l'estimation de la phase $\overline{\varphi(u, v)}_{\lambda_n}$ d'une base (u, v) donnée vaut :

$$\overline{\varphi(u, v)}_{\lambda_n} = \arctan \frac{\text{Im}[FTO(u, v)_{\lambda_n}]}{\text{Re}[FTO(u, v)_{\lambda_n}]} \pm 2k\pi \quad (3.10)$$

Pour notre méthode, la phase d'au moins (N_T-1) bases (u, v) des trois FTO est nécessaire et donc prélevée. Le choix des bases utiles est discuté par la suite. Pour chaque base considérée, on a donc 3 valeurs de phases.

Chaque valeur $\overline{\varphi(u, v)}_{\lambda_n}$ est comprise dans l'intervalle $[-\pi, +\pi]$ et est connue à 2π près.

C'est à ce moment qu'entre en jeu l'algorithme de Diversité de Phase Chromatique.

Grâce à l'équation 3.5, on obtient trois valeurs de pistons $\delta(u, v)_{\lambda_n}$ (modulo λ_n) pour chaque base.

Or, on sait qu'en fonction des trois canaux spectraux choisis initialement, la dynamique de recherche ou *capture range*, est fixée à un certain nombre de longueurs d'onde (ce critère de recherche est explicité dans le paragraphe 3.2.2).

Donc tous les pistons $\delta(u, v)_{\lambda_n} \pm k\lambda_n$ compris dans ce *capture range* sont des pistons potentiels, l'objectif étant d'extraire le piston $\delta(u, v)_{reel}$ parmi toutes ces valeurs.

Pour ce faire, l'algorithme de Diversité de Phase Chromatique balaie la gamme de recherche à un pas défini par l'utilisateur. A chaque pas p correspond un piston test notée $\delta_{test}(i)$: pour un entier i variant de 0 à i_{max} ="partie entière" $[\frac{CR}{p}]$, chaque $\delta_{test}(i)$ est défini tel que :

$$\delta_{test}(i) = -\frac{CR}{2} + i.p \quad (3.11)$$

Pour chaque $\delta_{test}(i)$ l'algorithme calcule la quantité $\Delta(i)$ suivante (dans le cas de trois canaux spectraux) :

$$\Delta(i) = \sum_{n=1}^3 (\delta(u, v)_{\lambda_n} - \delta_{test}(i))^2 \quad (3.12)$$

On obtient une série de i_{max} valeurs $\Delta(i)$. La valeur minimale de cette série indique au final le meilleur $\delta_{test}(i)$.

On en déduit $\delta(u, v)_{reel}$ suivant l'équation 3.13 :

$$\delta(u, v)_{reel} = \frac{1}{3} \sum_{n=1}^3 \delta(u, v)_{\lambda_n} \quad (3.13)$$

Pour chaque base (u,v) considérée, on obtient donc un piston différentiel $\delta(u, v)_{reel}$.

Les commandes de correction envoyées aux lignes à retard sont ensuite calculées à partir des pistons extraits pour cophaser l'interféromètre.

Le calcul dépend du système Lignes à Retard. Dans le cas de SIRIUS, nous avons défini une loi linéaire entre les pistons extraits et le voltage à envoyer aux lignes à retard (voir section 5).

L'ajustement des paramètres de l'algorithme est discuté dans le chapitre 4.

Evidemment, cet algorithme fonctionne lorsque la différence de marche entre les sous-pupilles est comprise dans le *capture range*, celui-ci étant de l'ordre de plusieurs λ (voir § 3.2.2), la méthode de la Diversité de Phase Chromatique s'adapte aisément aux deux régimes de fonctionnement : *cophasage* et *cohérençage*.

Lorsque la différence de marche est supérieure à la dynamique de recherche, il est nécessaire de réitérer avec l'étape de *fringe detection* décrite dans le chapitre précédent avant d'appliquer l'algorithme.

3.2.2 Dynamique de recherche, notion de Capture range

La dynamique de recherche des pistons différentiels est dépendante exclusivement des paramètres spectraux du système de cophasage, c'est-à-dire des longueurs d'onde centrales et des largeurs spectrales des canaux utilisés.

Cette quantité caractérise la valeur maximale de piston que l'algorithme est capable de déterminer sans ambiguïté. La figure 3.4 représente l'intensité mesurée I en fonction de la différence de marche δ , dans le cas d'une onde monochromatique λ_1 : pour une phase φ_1 nulle, il existe une infinité de solutions pour le piston : il ne peut être évalué que s'il est compris entre $[-\frac{\lambda}{2}; +\frac{\lambda}{2}]$. La dynamique de recherche est limitée dans ce cas à la quantité λ_1 .

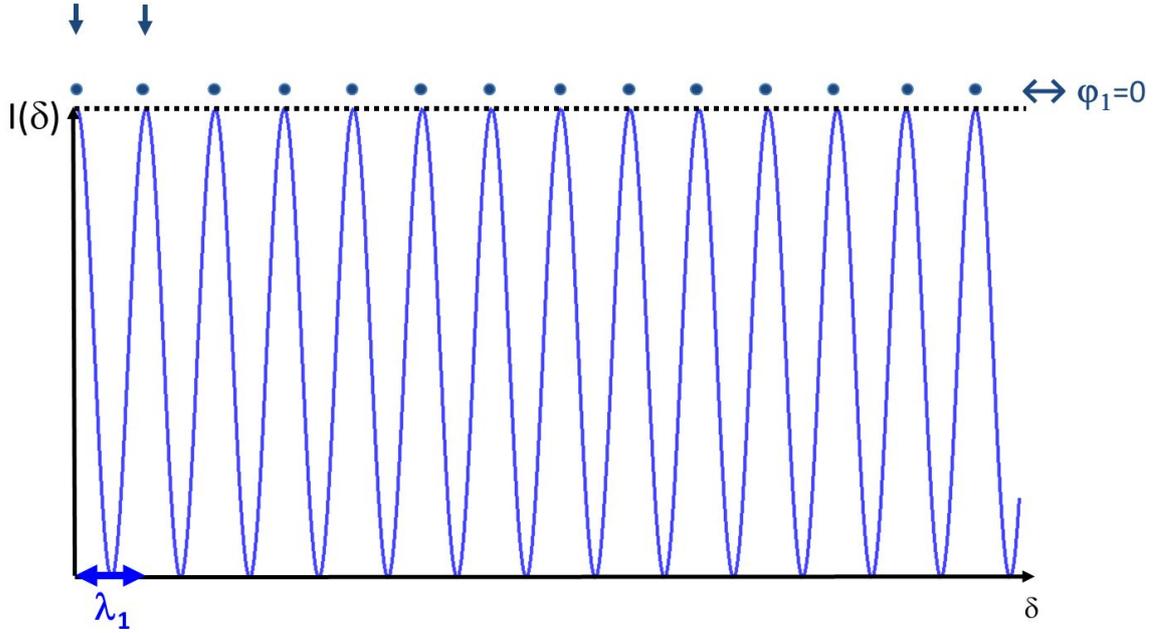


FIGURE 3.4 – Dynamique de recherche pour une longueur d’onde. L’abscisse de chaque point bleu correspond aux solutions δ potentielles. Les flèches correspondent à deux solutions consécutives et représentent la dynamique de recherche du piston, soit de l’ordre de λ_1 dans ce cas-ci.

En associant deux canaux spectraux (λ_1, λ_2) , comme illustré sur la figure 3.5, la dynamique de recherche atteint une quantité supérieure à λ_1 . Il s’agit de la *longueur d’onde synthétique* λ_s définie par Löfdahl [26] telle que :

$$\lambda_s = \frac{\lambda_1 \cdot \lambda_2}{|\lambda_2 - \lambda_1|} \quad (3.14)$$

La dynamique de recherche $[-\lambda_s/2, +\lambda_s/2]$ correspond dans cet exemple à $3\lambda_1$.

De même, avec trois canaux spectraux, comme illustré sur la figure 3.6, la dynamique de recherche est plus étendue : la solution unique recherchée peut atteindre des valeurs de l’ordre de $12\lambda_1$ dans le cas présenté.

Le *capture range* peut être assimilé au premier multiple des n longueurs l’onde considérées. De façon générale, il peut être estimé en $n-1$ étapes. Pour un triplet de longueur d’onde $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$, la dynamique correspondante notée CR_{123} est estimée en deux étapes comme illustré par la figure 3.7 :

1. Détermination du *capture range* du couple (λ_2, λ_3) noté CR_{23} : on recherche les plus petits entiers naturels n_2 et n_3 tel que $|n_3\lambda_3 - n_2\lambda_2| \leq \varepsilon_{23}$, ε_{23} caractérise la précision de recherche de CR_{23} (voir haut de la figure 3.7). CR_{23} vaut alors :

$$CR_{23} = n_2\lambda_2 = n_3\lambda_3 \quad (3.15)$$

2. Contribution de λ_1 : on réitère la même opération en déterminant les entiers n_1 et n_{23} tel que $|n_{23}CR_{23} - n_1\lambda_1| \leq \varepsilon_{123}$, ε_{123} caractérise la précision de recherche de CR_{123} (voir bas de la figure 3.7).

Le *capture range* du triplet est, au final, tel que :

$$CR_{123} = n_{23}CR_{23} \quad (3.16)$$

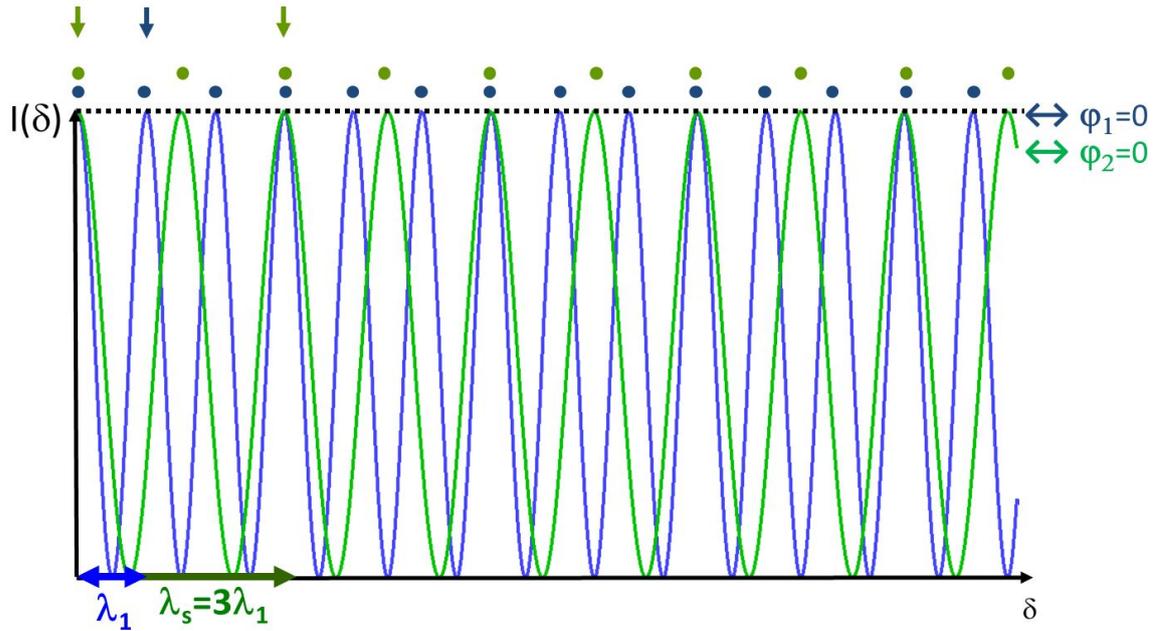


FIGURE 3.5 – Dynamique de recherche pour deux longueurs d’onde : notion de longueur d’onde synthétique λ_s . Les solutions δ potentielles sont définies par la coïncidence des solutions à λ_1 (points bleus) et à λ_2 (points verts). Dans cet exemple : $\lambda_s = 3 \cdot \lambda_1$

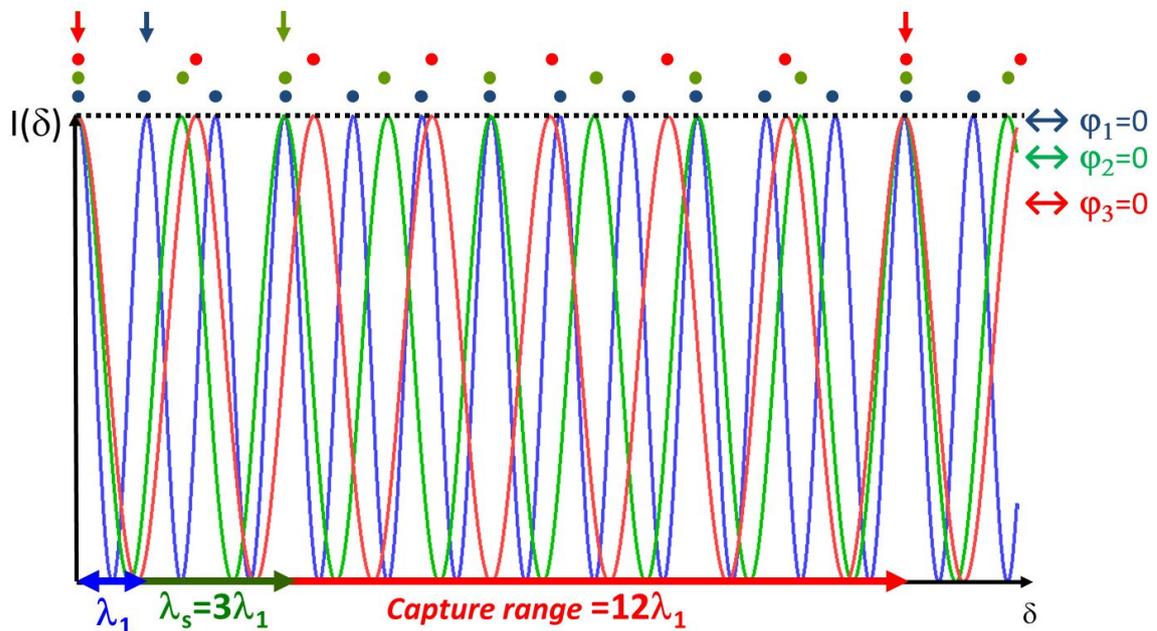


FIGURE 3.6 – Dynamique de recherche pour trois longueurs d’onde. De la même façon, la coïncidence des solutions aux trois longueurs d’onde (λ_1 en bleu, λ_2 en vert et λ_3 en rouge) permet de déterminer le piston dans un domaine de recherche plus large (notion de capture range CR). Dans cet exemple : $CR=12 \cdot \lambda_1$

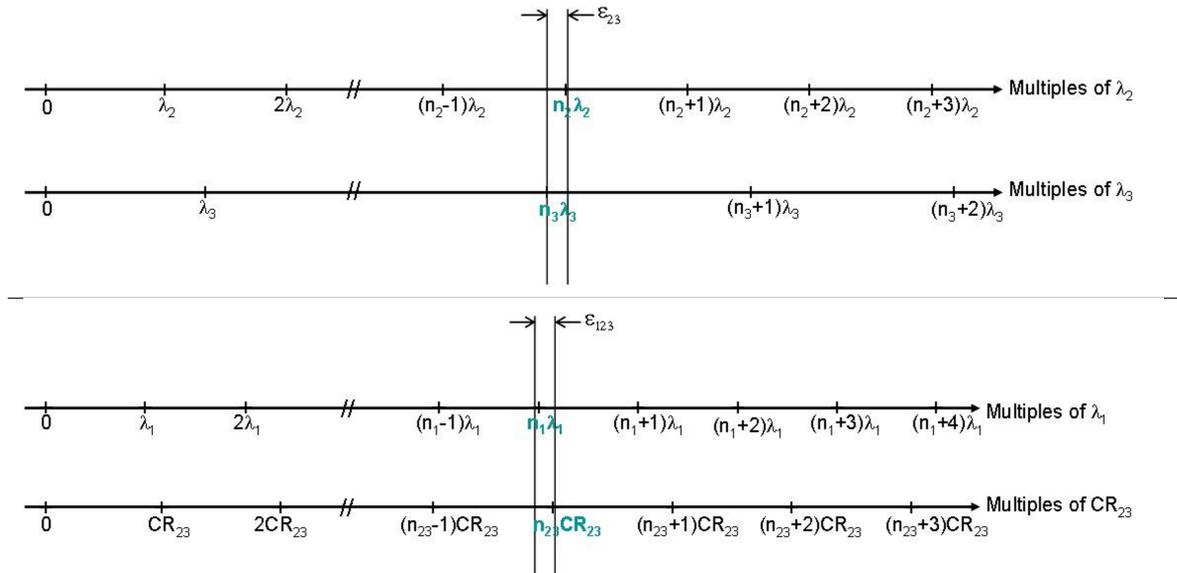


FIGURE 3.7 – Le *capture range* CR_{123} du triplet $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$ est déterminé en deux étapes successives. En haut : Détermination du *capture range* CR_{23} du doublet (λ_2, λ_3) . En bas : Détermination de CR_{123} en prenant en compte de λ_1 .

Le § 4.1.2 décrit les étapes nécessaires au choix du *capture range*.

3.2.3 Exemple numérique

Pour une base donnée de la configuration Fig. 3.3, la figure ?? représente les trois ensembles de franges possibles aux trois longueurs d'onde $(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$.

Ces résultats sont obtenus avec une largeur spectrale de 40nm, ce qui implique un *capture range* de $\pm 7\mu\text{m}$.

Seuls les pistons compris dans la *capture range* seront testés par l'algorithme.

Le pas d'échantillonnage p choisi dans cette étude est de 50nm (soit $< \lambda/10$).

Plus p est petit plus la valeur extraite est fiable, mais plus le temps d'exécution de l'algorithme est augmenté, celui-ci restant suffisamment rapide dans le cas du cophasage (voir § 4.1.4).

Chapitre 4

Analyse théorique : simulations numériques

Afin de caractériser la Diversité de Phase Chromatique puis de spécifier sa mise en œuvre instrumentale sur le banc SIRIUS, j'ai développé un outil numérique codé en langage IDL. Ce chapitre détaille le fonctionnement de cet outil et les performances attendues de l'algorithme de Diversité de Phase Chromatique.

Globalement, le code développé crée les trois images pistonnées $I(x,y)_{\lambda_1}$, $I(x,y)_{\lambda_2}$ et $I(x,y)_{\lambda_3}$ telles que définies par l'équation 3.8 et déroule l'algorithme jusqu'à la détermination du piston de chaque sous ouverture. Quelques outils permettant de caractériser les performances (magnitudes, robustesse, temps d'exécution) sont ensuite greffés à ce code.

La figure 4.1 fait apparaître les paramètres d'entrée et les sous programmes dans l'ordre où ils se déroulent. Les paramètres d'entrée sont à définir par l'utilisateur, l'outil numérique exécute ensuite les étapes décrites dans la chapitre précédent à partir de l'équation 3.6.

L'influence et la méthodologie de détermination des différents paramètres en jeu est décrite ci-après.

4.1 Caractérisation des paramètres

4.1.1 Définition de la pupille

Nombre de sous-pupilles et choix des pics fréquentiels

L'algorithme de Diversité de Phase Chromatique est applicable quel que soit le nombre N_T de sous-pupilles, la contrainte étant l'accès à N_T-1 pics fréquentiels dits utiles : chaque pic étant la contribution d'une des N_T-1 sous-pupilles par rapport à la sous-pupille de référence.

Prenons par exemple un réseau composé de 5 sous-pupilles numérotées de 1 à 5, si je choisis la sous-pupille 2 comme référence, les 4 phases des pics correspondant aux bases 2-1, 2-3, 2-4 et 2-5 sont à injecter dans l'algorithme de Diversité de Phase Chromatique. Celui-ci extrait ensuite les pistons différentiels δ_1 , δ_3 , δ_4 , δ_5 correspondants. δ_2 , choisi comme référence, est nul.

Evidemment, il est possible de développer des stratégies de combinaison entre les sous-pupilles en fonction des pics exploitables de la FTO. L'essentiel étant d'optimiser ces stratégies pour ne pas surcharger l'algorithme en information inutile : c'est pourquoi j'ai décrit cette méthode en imposant au maximum N_T-1 prélèvement de phases, même si tous les pics de fréquence (excepté le pic central) sont exploitables pour appliquer la Diversité de Phase Chromatique dans la configuration considérée Fig. 3.3.

Si l'interféromètre utilise le principe de densification décrit dans le § 1.1.2 ou si la configuration

CODE DIVERSITÉ DE PHASE CHROMATIQUE

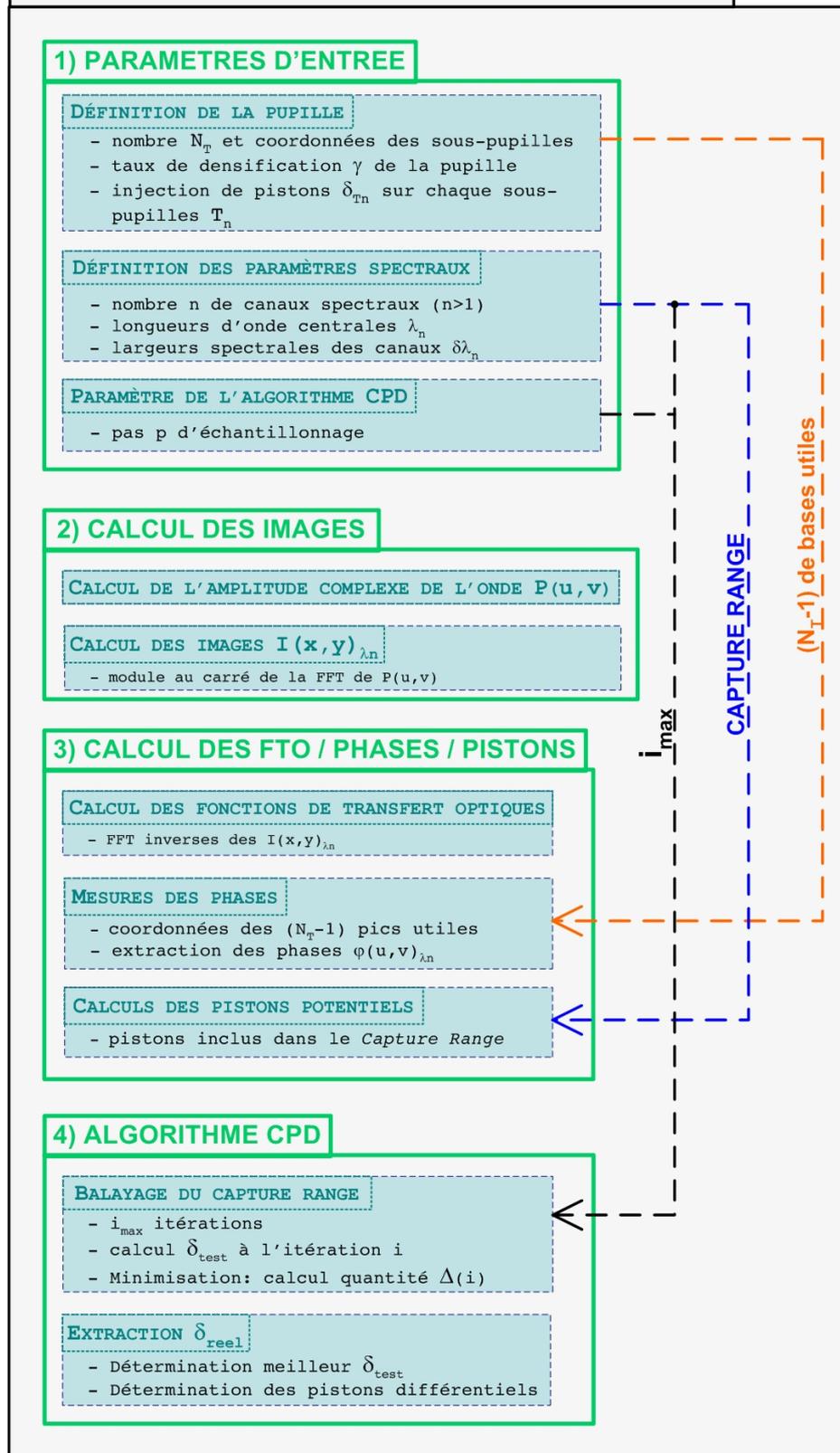


FIGURE 4.1 – Paramètres et sous-programmes du code développé pour la Diversité de Phase Chromatique. Les paramètres déterminés par l'utilisateur permettent au programme de définir l'amplitude complexe de l'onde incidente à l'interféromètre $P(u, v)$, les n images pistonnées ($n \geq 2$), les mesures de phases des FTO. Les pistons correspondants à ces dernières sont ensuite injectées à l'algorithme de Diversité de Phase Chromatique pour extraire les pistons non ambigus. L'opérateur FFT désigne la fonction numérique *Fast Fourier Transform* qui réalise la Transformée de Fourier Rapide.

du réseau est redondante, les pics de fréquences de la Fonction de Transfert Optique risquent de se chevaucher. Dans ce cas, le prélèvement de la phase des pics utiles devient alors rhédibitoire sans les ajustements détaillés ci-après.

Taux de densification de la pupille

La figure 4.2 présente, pour une même configuration de la pupille de sortie, son autocorrélation et le module de la FTO associée pour trois cas de densification : nulle, partielle et maximale.

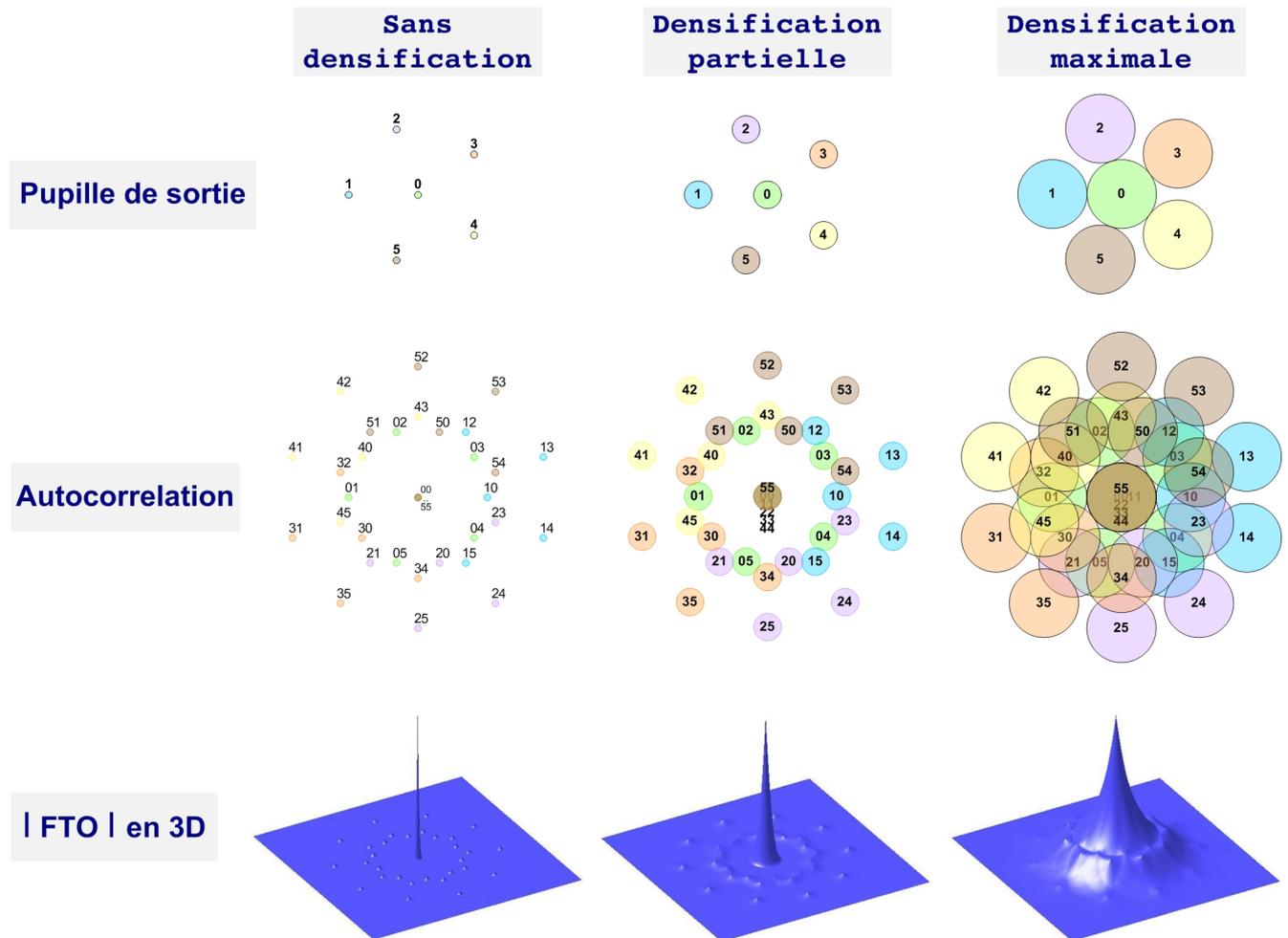


FIGURE 4.2 – De haut en bas : Pupille de sortie, son autocorrélation, module de la Fonction de Transfert Optique correspondante en 3D. De gauche à droite : mode Fizeau (pas de densification de la pupille), densification partielle (40%), densification maximale (100%). Le taux de densification de la pupille de sortie doit être optimisé en fonction des pics de fréquences utiles pour la Diversité de Phase Chromatique : plus le taux est élevé plus les pics s’élargissent et par conséquent se chevauchent, entraînant une perte de l’information de phase.

Si l’on considère la sous-pupille 0 comme référence, les pics fréquentiels utiles sont les pics des bases 0-1, 0-2, 0-3, 0-4 et 0-5 (référéncés 01, ..., 05 : en vert sur la figure). Ces pics sont distincts les uns des autres pour la densification nulle ou partielle, en revanche, ils se recouvrent avec les pics voisins lorsque le taux de densification est supérieur à un optimum. Les simulations que nous avons réalisées permettent de déduire que le taux de densification optimum pour la configuration considérée est de l’ordre de 40% de la densification maximale (colonne centrale de la figure).

Il est à noter que cette configuration n’est pas redondante initialement (pupille d’entrée) mais la

densification génère une redondance corrompant ainsi l'information de phase : cet aspect de redondance est traité ci-après.

Redondance des pupilles d'entrée et/ou de sortie

Les pics fréquentiels de la FTO d'un réseau interférométrique redondant se recouvrent également : certaines bases du réseau ont les mêmes coordonnées dans le plan uv. Plusieurs solutions sont à mettre en œuvre pour tout de même récupérer l'information de phase des pics.

Par exemple, reconfigurer la pupille d'entrée en une pupille de sortie de configuration adéquate résoud ce problème. Ceci n'est applicable que pour des interféromètres classiques qui ne nécessitent pas de conserver une homothétie entre pupille d'entrée et pupille de sortie (contrairement au densifieur de pupille : voir § 1.1.2).

Dans le cas illustré Fig. 4.2 (colonne de droite) c'est le fait de densifier la pupille qui entraîne la redondance : seuls N_T-2 pics sont utilisables pour N_T-1 phases utiles (*i.e.* faisant intervenir au moins une fois chaque sous pupille) à extraire. En analysant les pics de l'autocorrélation, on se rend compte que ceux faisant intervenir la sous-pupille 0 sont concentrés autour du pic central et contribuent ainsi à brouiller cette zone de la FTO.

En agissant sur cette sous-pupille 0, plusieurs solutions sont envisageables pour neutraliser la redondance comme illustré Fig. 4.3 :

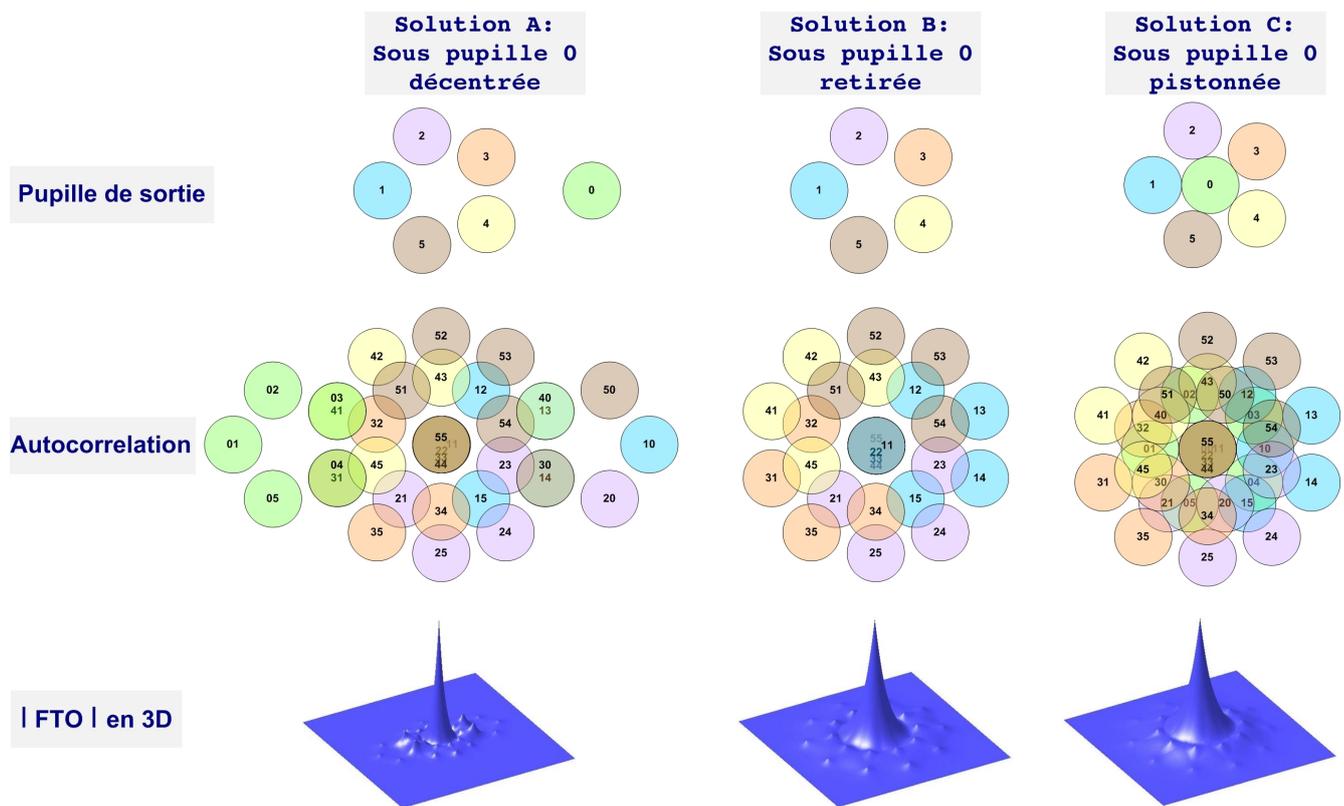


FIGURE 4.3 – La redistribution ou neutralisation de certains pics (ici ceux faisant intervenir la sous-pupille 0) permet de casser la redondance et d'avoir ainsi accès à l'information de phase.

Solution A Le fait de décentrer la sous-pupille 0 permet de redistribuer les positions des pics fréquentiels et ainsi d'éviter qu'ils ne se chevauchent. La distance de décentrement doit être suffisante pour éviter le recouvrement.

Solution B Renoncer à la sous-pupille 0 correspond à éliminer tous les pics dans lesquelles elle contribue. Les autres pics restent distincts et exploitables.

Solution C Moduler le piston de la sous-pupille 0 permet de neutraliser les pics dans lesquelles elle contribue. δ_{0p} doit être suffisamment élevée (de l'ordre de la limite supérieure du *capture range*) pour ne pas être à son tour corrompue par les pistons à corriger.

Ces solutions sont également applicables sur la pupille de sortie non densifiée des réseaux redondants classiques (reconfiguration évoquée en amont).

Pistons injectés sur les sous-pupilles

Comme mentionné dans le chapitre précédent, pour que la Diversité de Phase Chromatique fonctionne il faut que les pistons à rechercher soient compris dans la dynamique de recherche allouée au système.

La dynamique de recherche est principalement dépendante des paramètres spectraux du système caractérisés ci-après. Le but étant de la maximiser afin d'extraire des pistons sur une plus grande amplitude. En fonction des spécifications instrumentales (détecteur, nombre de photons disponibles, nombre de pixels nécessaire) cette dynamique est susceptible de se dégrader (voir le § 4.1.6).

Cependant, il est à noter qu'en pratique une étape de recherche des franges est nécessaire initialement et à chaque fois que les franges sont perdues (fringe detection voir la section 2.1 du premier chapitre). En conséquence, le capture range ne doit pas être choisi trop large inutilement (*i.e* sur plusieurs millimètres), un capture range de plusieurs dizaines de micromètres d'étendue suffit largement à contrer les sauts de différence de marche dus perturbations atmosphériques et instrumentales.

4.1.2 Détermination des paramètres spectraux

Les paramètres spectraux interviennent à deux niveaux dans l'application de la Diversité de Phase Chromatique :

1. ils permettent de définir la dynamique de recherche des pistons,
2. ils influent également sur le concept instrumental du cophaseur.

L'optimisation de ces paramètres est discutée ci-après.

Nombre de canaux spectraux

D'un point de vue performance, plus il y a de canaux spectraux, plus le capture range est large. Cependant, le nombre de canaux spectraux détermine directement le nombre de photons collectés, la quantité d'information à traiter et donc le temps d'exécution de l'algorithme.

D'autre part, d'un point de vue instrumental, plus il y a de canaux plus l'implémentation de la méthode est délicate. En effet, la mise en œuvre des différents canaux impose un concept instrumental plus complexe et implique également de partager les photons sur d'autant de voies.

L'intérêt de la méthode de Diversité de Phase Chromatique est de pouvoir atteindre des performances techniques (*CR* large et un temps acceptable) avec un nombre limité de canaux, optimisant ainsi les objectifs du cophaseur et sa mise en œuvre pratique.

Choix des triplets testés par la suite

Dans les études suivantes, j'ai considéré l'utilisation de trois canaux spectraux et étudié l'influence de plusieurs aspects notamment dans le choix des longueurs d'onde centrales et des largeurs spectrales.

Evidemment, il y a une multitude de choix pour ces paramètres, il m'a fallu définir une stratégie en fonction des optimisations à effectuer. Les contraintes que j'ai imposées sont d'une part, obtenir un *Capture Range* le plus large possible, et d'autre part favoriser une implémentation instrumentale concrètement réalisable. Pour ce dernier aspect, j'ai pris en compte la faisabilité des éléments optiques (notamment des

lames dichroïques) et la complexité du concept du cophaseur à mettre en œuvre.

J'ai dans un premier temps répertorié toutes les longueurs d'onde centrales des triplets existant sur une bande spectrale donnée, par exemple sur la bande 500-700nm, par pas de 10nm, par exemple le premier triplet répertorié est (500, 510, 520)nm. Ensuite, considérant une largeur spectrale $\Delta\lambda$, j'élimine tous les triplets dont les canaux spectraux se chevauchent ou sont distants de moins de 10nm.

J'ai ensuite déterminé les dynamiques de recherche des triplets restants et conservé les plus performants.

Pour chaque paramètre à injecter dans le programme ($\lambda_n, \Delta\lambda_n$), je détaille globalement les étapes de mon optimisation et je synthétise ensuite les résultats au moyen de simulations effectuées avec les cinq triplets de la Table 4.1.

Triplets	$(\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3)$	λ_{moy}
T_{V1}	(450, 600, 750)nm	$\lambda_{V1}=600\text{nm}$
T_{V2}	(550, 600, 750)nm	$\lambda_{V2}=633\text{nm}$
T_J	(1.20, 1.25, 1.30) μm	$\lambda_J=1.25\mu\text{m}$
T_H	(1.51, 1.63, 1.75) μm	$\lambda_H=1.63\mu\text{m}$
T_K	(2.0, 2.2, 2.4) μm	$\lambda_K=2.2\mu\text{m}$

TABLE 4.1 – Triplets étudiés par la suite. λ_{moy} représente la longueur d'onde moyenne du triplet correspondant telle que $\lambda_{moy} = \frac{\lambda_1 + \lambda_2 + \lambda_3}{3}$. Les résultats seront donnés en nombre de fois λ_{moy} .

T_{V1} et T_{V2} sont deux triplets dans le visible, les longueurs d'onde de T_{V2} sont plus proches les unes des autres que celle de T_{V1} .

T_J , T_H et T_K sont respectivement des triplets dans les bandes J, H et K.

Le paramètre λ_{moy} correspond à la moyenne des longueurs d'onde et sert à formaliser les résultats.

Longueurs d'onde centrales des canaux

Mis à part les contraintes de gamme de recherche et instrumentales, deux aspects sont à considérer lors de la détermination des longueurs d'onde centrales des canaux :

1. BANDE SPECTRALE DÉDIÉE AU COPHASEUR : Elle est à définir en fonction des bandes spectrales mises à disposition par l'interféromètre : par exemple dans l'étude du projet POPS pour le VLTI (Voir la section 4.2.2), nous avons choisi un triplet dans la bande K, celle-ci étant disponible sur l'instrument.
2. RÉPARTITION DES LONGUEURS D'ONDE : Plus que la bande spectrale choisie c'est la distribution des longueurs d'onde à l'intérieur de celle-ci qui est déterminante. En effet, en fonction de la répartition dans une bande spectrale quelle qu'elle soit, le capture range peut varier de quelques longueurs d'onde à une dizaine de longueurs d'onde. Dans une même bande spectrale, par exemple dans le visible avec T_{V1} et T_{V2} , le capture range est pratiquement doublé.

D'autre part, les longueurs d'onde sont à choisir de façon à éviter un chevauchement des canaux spectraux : elles ne doivent pas être trop proches les unes des autres, en fonction de la résolution spectrale $\lambda/\Delta\lambda$ (voir la détermination de $\Delta\lambda$ de ci-après).

Par conséquent, une fois la bande spectrale déterminée et l'étendue minimale du capture range contrainte, les triplets sont sélectionnés suivant la méthode décrite dans le paragraphe 3.2.2. Cette méthode permet de définir un capture range absolu, le capture range *définitif* est déterminé en prenant en compte les largeurs spectrales des canaux.

Largeurs spectrales des canaux

Plus les canaux sont larges spectralement plus le nombre de photons qui contribuent au système est élevé et par conséquent, plus la sensibilité du cophaseur augmente. En contrepartie, la diversité de phase entre les canaux est réduite et par la même elle diminue l'étendue du capture range.

Les Tables 4.2 et 4.3 répertorient les dynamiques de recherche obtenues pour quatre triplets en fonction de différentes largeurs spectrales. Ici, dans un même triplet, chaque canal a la même largeur. Je fais figurer dans ces mêmes tables la longueur de cohérence correspondante dans chaque cas.

Triplets	20nm		40nm	
	CR	L_c	CR	L_c
T_{V1}	$[-6.7, 6.7]\lambda_{V1}$	$30\lambda_{V1}$	$[-6.7, 6.7]\lambda_{V1}$	$15\lambda_{V1}$
T_{V2}	$[-18.9, 18.9]\lambda_{V2}$	$32\lambda_{V2}$	$[-11.7, 11.7]\lambda_{V2}$	$16\lambda_{V2}$

TABLE 4.2 – Performances attendues en terme de dynamique de recherche et longueur de cohérence correspondante en fonction de la largeur spectrale des canaux : 20nm, 40nm pour les triplets dans le visible.

Triplets	40nm		100nm		200nm	
	CR	L_c	CR	L_c	CR	L_c
T_H	$[-30.7, 27.7]\lambda_H$	$41\lambda_H$	$[-12.3, 12.3]\lambda_H$	$16\lambda_H$	x	x
T_K	$[-40.9, 40.9]\lambda_K$	$55\lambda_K$	$[-13.6, 13.6]\lambda_K$	$22\lambda_K$	$[-8.6, 8.6]\lambda_K$	$11\lambda_K$

TABLE 4.3 – Performances attendues en terme de dynamique de recherche et longueur de cohérence correspondante en fonction de la largeur spectrale des canaux : 40nm, 100nm et 200nm pour les triplets dans l'infrarouge.

On remarque effectivement la réduction de la dynamique de recherche lorsque la largeur spectrale augmente pour les triplets T_{V2} , T_K et T_H , mettant en évidence la perte de la diversité de phase au fur et à mesure de l'élargissement des canaux.

Il est à remarquer que cet effet est inégal suivant les triplets : T_{V1} semble ne pas être affecté par l'élargissement de la bande spectrale. Ce comportement particulier de certains triplets représente un avantage lorsque la sensibilité du cophaseur est un point crucial dans sa conception : ainsi, dans ce cas, la bande spectrale la plus large possible sera à choisir. Néanmoins, les résultats de la Table 4.2 montrent que ce triplet conserve un capture range moins avantageux que T_{V2} .

Une fois le capture range minimum contraint, les longueurs d'onde centrales respectant cette contrainte selon la méthode du § 3.2.2 sont sélectionnées, puis les largeurs spectrales sont définies en fonction de l'optimisation sensibilité minimale du système et capture range.

4.1.3 Paramètres de l'algorithme : le pas d'échantillonnage

Comme décrit dans le chapitre précédent, l'algorithme de Diversité de Phase Chromatique balaie la dynamique de recherche suivant un pas p prédéterminé. De sa valeur dépendent le temps d'exécution de l'algorithme et la fiabilité de recherche des pistons.

Influence de p sur le temps d'exécution de l'algorithme

La valeur de p et le capture range imposent le nombre i_{max} de calculs de minimisation dans l'algorithme, i_{max} étant la partie entière du rapport $\frac{CR}{p}$.

La Table 4.4 donne une indication de l'influence de la valeur du pas d'échantillonnage p sur le temps d'exécution de l'algorithme.

p (nm)	p	i_{max}	temps (s)
10	$\lambda_{V2}/220$	4400	395ms
50	$\lambda_{V2}/44$	880	79ms
100	$\lambda_{V2}/22$	440	42ms

TABLE 4.4 – Performances en temps d'exécution de l'algorithme en fonction du pas d'échantillonnage p et du nombre d'itérations i_{max} . Ces résultats sont une moyenne sur 1000 itérations de l'algorithme avec T_{V2} et $\Delta\lambda=40\text{nm}$. Les valeurs de la deuxième colonne exprimées en nombre de λ_{V2} .

Ces temps d'exécution sont ceux de simulations effectuées en langage IDL sur un ordinateur de bureau classique et donc ne témoignent pas des capacités de l'algorithme en situation réelle d'utilisation. On remarque néanmoins que

Le temps d'exécution est proportionnel au nombre de pas de balayage et donc inversement proportionnel au pas lui-même. De plus, j'ai remarqué qu'un pas de l'ordre de $\lambda_{moy}/20$ quel que soit le triplet testé et les erreurs de pistons suffit en général à extraire les pistons avec succès.

C'est un paramètre primordial à considérer si l'on souhaite conserver les avantages de rapidité de l'algorithme.

L'influence du pas p sur l'erreur de mesure est discuté avec un exemple numérique du projet POPS étudié ci-après.

4.1.4 Critères de performances du code

En vue de simulations sur le ciel, j'ai participé au développement de plusieurs outils additionnels associés à l'algorithme. Je m'intéresse ci-après à la magnitude limite atteignable et à la robustesse de l'algorithme en terme d'erreur de mesure et de taux de réussite. Ces critères seront ensuite utilisés pour caractériser les simulations des projets SIRIUS et POPS dans la section 4.2.

4.1.5 Magnitude limite atteignable

Les paramètres d'entrée, tels que surface collectrice, pistons injectés, nombre de canaux spectraux, temps d'intégration et nombre de photons, conditionnent la réussite de l'algorithme et fixent la magnitude limite que peut atteindre la Diversité de Phase Chromatique.

Calcul de Magnitude

La valeur d'une magnitude dépend des conditions d'observations, du nombre de photons disponibles, et du régime de fonctionnement du cophaseur. Dans mes calculs de magnitudes, j'utilise les paramètres répertoriés dans la Table 4.5.

Paramètre	Notation utilisée
Largeur spectrale	B_s
Surface collectrice	S_c
Efficacité (quantique et optique)	η
Temps d'intégration	T_{int}

TABLE 4.5 – Paramètres considérés pour le calcul de la magnitude.

Le nombre de photons N_{phot} utiles pour atteindre une magnitude Mag donnée est exprimé de la façon suivante :

$$N_{phot} = S_c * B_s * \eta * T_{int} * N_0 * 10^{\frac{-Mag}{2.5}} \quad (4.1)$$

avec $N_0=9.6*10^{10}$ photons/s/m²/μm en considérant une magnitude nulle dans le visible pour l'étoile Vega.

Le paramètre B_s dépend de la largeur spectrale des canaux et est exprimé en micromètres.

La surface collectrice S_c correspond à la surface totale des miroirs primaires de l'interféromètre considéré. L'efficacité quantique et optique est un paramètre intrinsèque à l'instrument et est exprimé en taux de transmission. Le temps d'intégration dépend du régime de mise en phase, généralement il est de l'ordre de la milliseconde en mode cophasage et de quelques millisecondes à une vingtaine de millisecondes en mode cohérence.

Outil numérique

La figure 4.4 illustre les étapes de calcul de l'outil numérique dédiée à la détermination des performances de magnitude de la Diversité de Phase Chromatique.

Ce code s'insère après l'étape de calcul des images dans chaque canal. À chaque magnitude testée par l'algorithme de Diversité de Phase Chromatique correspond un nombre de photons utiles tel que donné par l'équation 4.1. Les images $I(x,y)_{\lambda_n}$ sont normalisées puis bruitées en fonction du nombre de photons disponibles.

Pour des simulations dans le visible, seul le bruit de photons est considéré, en revanche dans l'infrarouge, il faut également considérer d'autres bruits tel que le bruit de lecture. Les images $I(x,y)_{\lambda_n}$ subissent ensuite une quantification en fonction du nombre de photons et traitées par l'algorithme de Diversité de Phase Chromatique. La figure 4.5 montre des exemples d'images avant et après cette étape. Celle-ci consiste à déterminer le nombre de photons collectés par chaque pixel : à partir du nombre total de photons d'une image (lié à la magnitude) et à l'intensité point par point de l'image, j'ai calculé le nombre de photons en chaque point. J'ai réalisé cette étape au moyen d'un programme en langage IDL.

S'ensuit le calcul des Fonctions de Transferts Optiques à partir des images quantifiées, puis la procédure d'extraction des phases et enfin l'algorithme de Diversité de Phase Chromatique.

Le but de cette étude est de spécifier la magnitude limite que peut atteindre l'algorithme : c'est-à-dire le nombre minimum de photons nécessaire à la réussite de l'algorithme.

4.1.6 Robustesse

La robustesse de l'algorithme est évaluée au moyen de l'erreur d'extraction de l'algorithme et son taux de réussite. Je décris ci-après ces deux paramètres.

Erreurs de mesures des pistons

Un des critères de performances à étudier en fonction de la magnitude est l'erreur de mesure des pistons non ambigus par l'algorithme. Pour cela, numériquement, pour une magnitude donnée, je réalise n_t tirages aléatoires de pistons à injecter p_{init} dans le programme. En fonction des pistons extraits p_{ext} , j'obtiens une erreur ε telle que :

$$\varepsilon = p_{init} - p_{ext} \quad (4.2)$$

J'analyse ensuite la moyenne quadratique des erreurs $\bar{\varepsilon}$ sur l'ensemble des tirages aléatoires :

$$\bar{\varepsilon} = \sqrt{\frac{1}{n_t} \sum_{n=1}^{n_t} \varepsilon^2} \quad (4.3)$$

CODE DIVERSITÉ DE PHASE CHROMATIQUE

1) PARAMETRES D'ENTREE (Code global)

2) CALCUL DES IMAGES $I(x,y)_\lambda$

OUTIL NUMÉRIQUE « MAGNITUDE »

A) PARAMETRES D'ENTREE (Code local)

CARACTÉRISTIQUES DE L'INTERFÉROMÈTRE

- Bande spectrale d'observation B_s
- Surface collectrice S_c
- Efficacité (quantique et optique) η

RÉGIME DE MISE EN PHASE

- Temps d'intégration T_{int}

DONNÉES

- $N_0 = 9.6 \cdot 10^{10}$ photons/s/m²/μm dans le visible pour Vega

SÉRIE DE MAGNITUDES À TESTER

Mag compris dans l'intervalle $[Mag_{min}, Mag_{max}]$

B) Photonisation des images $I(x,y)_\lambda$

CALCUL DES N_{phot} CORRESPONDANTS

N_{phot} compris dans $[N_{phot_min}, N_{phot_max}]$

NORMALISATION DES IMAGES POUR CHAQUE N_{phot}

$I(x,y)_{\lambda, norm}$ tel que $\int \int I(x,y)_\lambda = N_{phot}$

TIRAGES ALÉATOIRES DU BRUIT DE PHOTONS

- Pour chaque point (x,y)
- Moyenne $N_{phot}(x,y)$
 - Variance $SQRT[N_{phot}(x,y)]$

CALCUL IMAGES PHOTONISEES $I(x,y)_{\lambda, phot}$

N_{phot}

$N_{phot}(x,y)$

3) CALCUL DES FTO / PHASES / PISTONS

4) ALGORITHME CPD

FIGURE 4.4 – Insertion de l'outil développé pour le calcul et la détermination des magnitudes limites dans le programme de CPD.

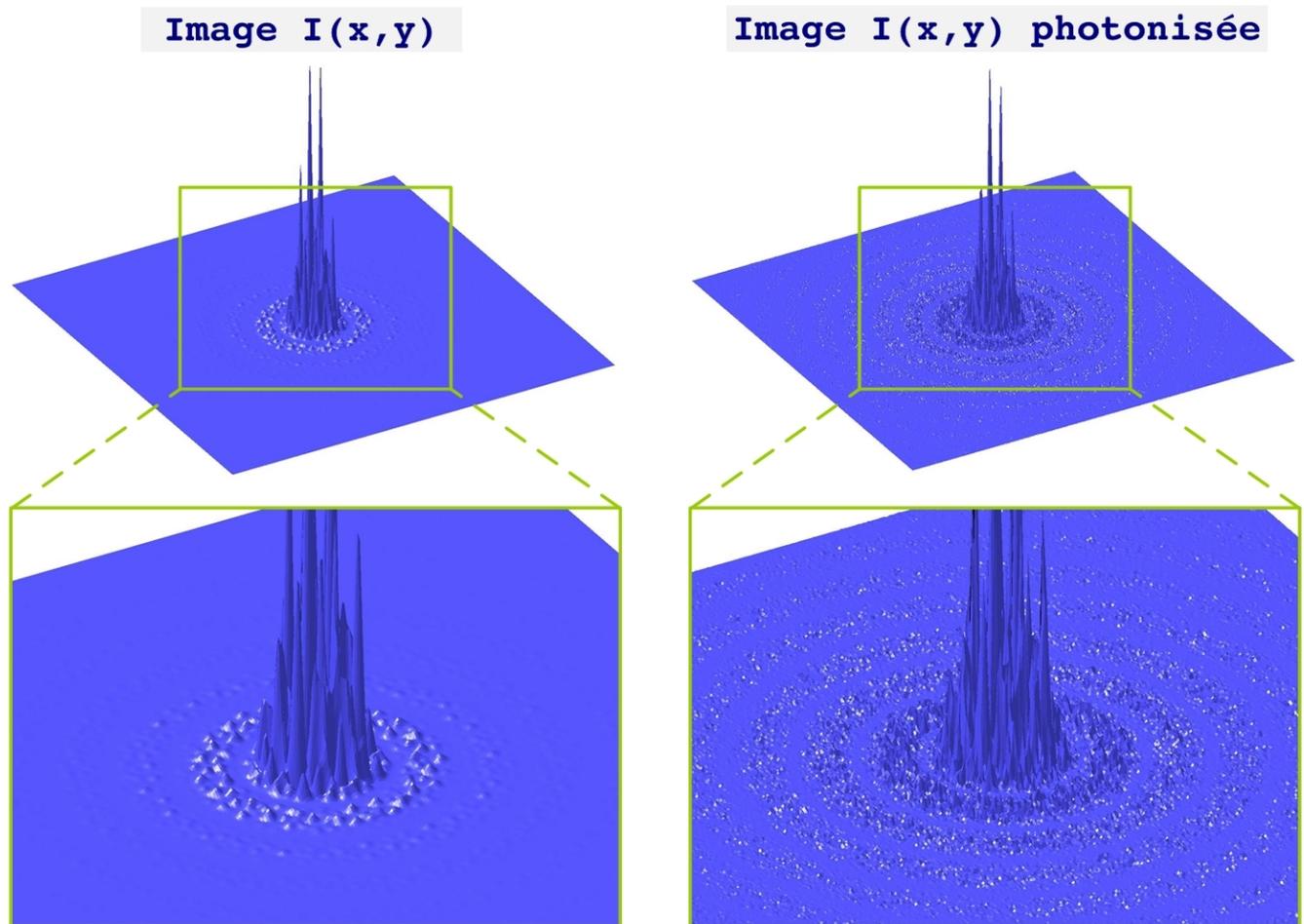


FIGURE 4.5 – Images numériques $I(x,y)$ avant (à gauche) et après (à droite) photonisation, en bas les zooms correspondants illustrent le traitement réalisé pour chaque point de l'image.

Les résultats que je montre par la suite sont exprimés en erreur de mesures en fonction de la magnitude de l'étoile ciblée.

Taux de réussite d'extraction des pistons

Le taux de réussite d'extraction τ correspond simplement à la proportion des pistons extraits n_{ext} avec succès sur le nombre total de pistons injectés n_{init} :

$$\tau = \frac{n_{ext}}{n_{init}} \quad (4.4)$$

J'exprime par la suite ce taux de réussite en pourcentage. Ce calcul est également réalisé sur un grand nombre de tirages aléatoires de pistons initiaux.

4.2 Simulations sur le ciel pour deux projets

4.2.1 Etude "SIRIUS sur le ciel"

Dans cette section, je présente des simulations avec des valeurs réalistes (sur le ciel) pour un densifieur de pupille ayant la même configuration que celle du projet SIRIUS (Voir Fig. 5.4).

Description de "SIRIUS sur le ciel"

"SIRIUS sur le ciel" est un densifieur de pupille fibré composé de six sous-pupilles : cinq sont disposées aux sommets d'un pentagone régulier et une sous-pupille est au centre de celui-ci. Il s'agit d'un recombinateur multiaxial équipé d'un senseur de pistons utilisant la Diversité de Phase Chromatique. La cible simulée est une source à large spectre (de 400nm au proche infrarouge). Le but de ces simulations étant de faire varier la magnitude de cette source pour déterminer les limites de l'algorithme dans une telle configuration.

Deux voies sont analysées : la Voie Science qui sert à l'imagerie (700nm à 1100nm) et la Voie Senseur dans laquelle vont intervenir les trois canaux spectraux utiles à la Diversité de Phase Chromatique (500nm à 700nm).

Je suppose dans cette étude que seule l'aberration de pistons est à estimer : le front d'onde est corrigé grâce aux moyens conventionnels d'optique adaptative.

L'erreur de mesure et le taux de réussite sont calculés en fonction de la magnitude de la source.

Simulations

Je détaille ici chaque paramètre répertorié dans les figures 4.1 et 4.4 utilisés dans les simulations.

DEFINITION DE LA PUPILLE

Le choix de la pupille SIRIUS a été fait dans le contexte des densifieur de pupille où l'objectif est l'imagerie directe à haute résolution angulaire. Par conséquent, la pupille possède un nombre important de sous pupilles, ici six de huit mètres de diamètre. La configuration, dite KEOPS, est non redondante et homogène pour optimiser la réponse impulsionnelle (FEP) de l'interféromètre [30].

L'aspect densification est intéressant uniquement du point de vue imagerie, il n'intervient pas dans l'application de l'algorithme sous réserve de considérer une densification qui n'entraîne pas de chevauchement des pics fréquentiels. Dans la présente étude, la pupille d'entrée est densifiée à 40%.

Les pistons à extraire sont compris entre $[-\lambda/2, +\lambda/2]$ en mode cophasage et à l'intérieur du capture range dans le mode cohérence. Ces limites sont explicités ci-après. Les simulations sont effectués sur des séries de 100 pistons aléatoires pour chaque magnitude testée.

PARAMETRES SPECTRAUX

L'étude est menée avec trois canaux spectraux dans le visible centrés autour de (550, 610, 670)nm, chacun ayant une largeur de 40nm. Ces canaux sont ceux initialement optimisés pour le projet SIRIUS et permettent d'étendre la dynamique de recherche des pistons à l'intervalle $[-7., +7]\mu\text{m}$ soit $[-11.5, 11.5]\lambda_{\text{moy}}$ avec $\lambda_{\text{moy}}=610\text{nm}$.

PAS DE BALAYAGE

Le pas de balayage des simulations est de l'ordre de $\lambda_{\text{moy}}/30$ soit de $\sim 20\text{nm}$. Celui-ci n'influence pas les performance en terme de magnitude limite donc n'est pas critique dans le cadre de ces simulations.

PARAMETRES POUR LE CALCUL DE LA MAGNITUDE LIMITE

La bande spectrale est telle que définie pour le domaine visible soit $B_s=0.04\mu\text{m}$.

Le coefficient η est fixé à 1%, le temps d'intégration T_{int} est de l'ordre de 1ms en mode cophasage et de 20ms en mode cohérence.

Résultats et performances attendues

Les résultats en mode cohérence sont donnés par la figure 4.6.

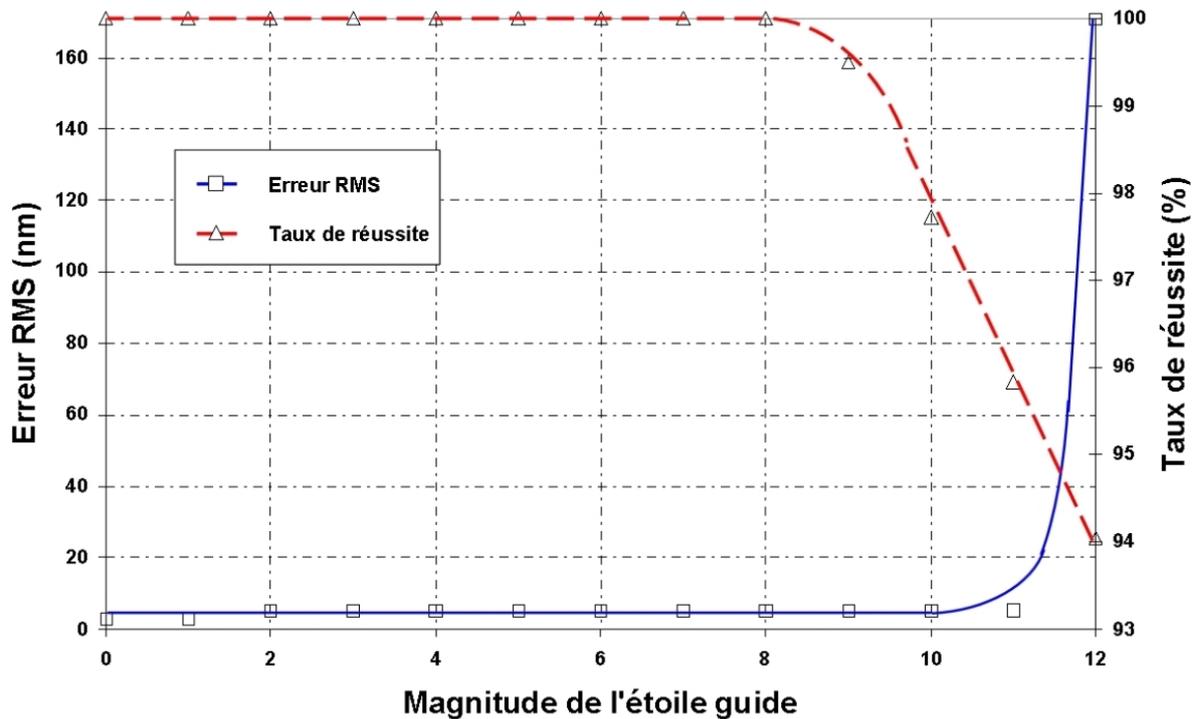


FIGURE 4.6 – Erreur de mesures (courbe continue) et taux de réussite (courbe discontinue) en fonction de la magnitude pour SIRIUS en mode cohérence.

En prenant en compte les valeurs élevées du taux de réussite, on remarque que l'erreur de mesure reste relativement constante et à un niveau faible inférieur à 10nm jusqu'à une magnitude 11.

La figure 4.7 représente les résultats obtenus en mode cophasage. Ils sont sensiblement moins bons qu'en mode cohérence, la magnitude limite étant dans ce cas de l'ordre de 8. Toutefois, l'erreur de mesure reste stable à un niveau de l'ordre de $\lambda/100$, valeur qui respecte largement les spécifications.

4.2.2 Projet POPS

Fin 2008, l'ESO lance un appel d'offre pour un *fringe tracker* de seconde génération pour le VLTI. Notre équipe s'est associée avec le LAOG et l'IAGL pour proposer le projet POPS (*Planar Optical Phase Sensor*). Une partie de ce projet allie l'expertise en optique intégrée du LAOG et la Diversité de Phase Chromatique comme méthode de cophasage [43].

Ce nouvel instrument devra être capable de recombiner six télescopes avec une option de passage à quatre télescopes et respecter les spécifications indiquées précédemment dans la table 2.1. L'enjeu est ainsi la flexibilité, la simplicité d'intégration et les performances techniques du projet. C'est pourquoi nous avons proposé une solution multiaxiale basée sur notre algorithme et profitant des avantages en terme de compacité, de transmission et de stabilité optique de l'optique intégrée.

Description du projet

Nous avons spécifié ce concept en utilisant le composant d'optique intégrée pour la recombinaison des faisceaux. La figure 4.8 illustre le principe général de la solution multiaxiale de POPS pour 4 faisceaux provenant des télescopes du VLTI.

Après avoir été injectés dans le composant d'optique intégrée, les faisceaux provenant du VLTI sont recombinés : les franges d'interférences sont imagées à la sortie du composant. Ces franges sont ensuite dispersées sur deux ou trois canaux au moyen d'un système à faible dispersion, par exemple un prisme.

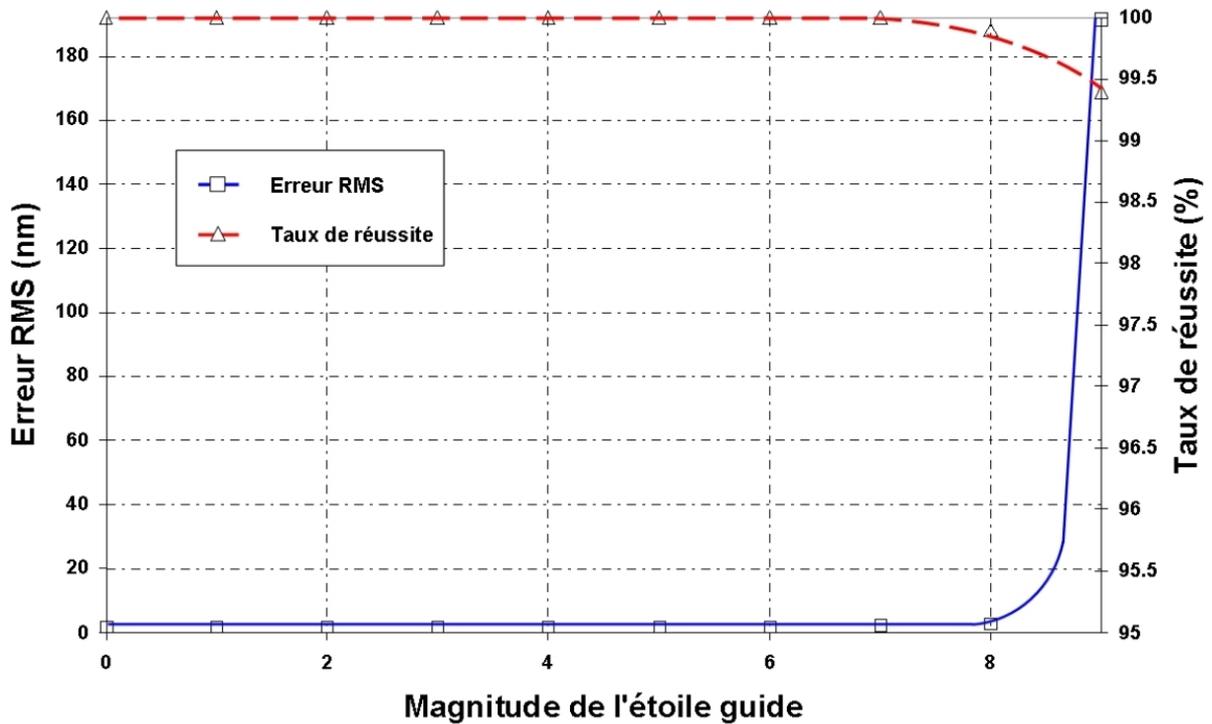


FIGURE 4.7 – Erreur de mesures (courbe continue) et taux de réussite (courbe discontinue) en fonction de la magnitude pour SIRIUS en mode cophasage.

La figure montre le type de franges dispersées obtenues ensuite sur le détecteur et un interférogramme suivant la dimension X' . L'algorithme de Diversité de Phase Chromatique est ensuite appliqué grâce aux canaux obtenus.

Le composant d'optique intégrée est un recombineur multiaxial avec 4 (ou 6) guides d'onde unimodaux en entrée. Typiquement, ce composant fait 20x40mm Ils sont ensuite dédoublés : 4 (ou 6) sont dédiés à la recombinaison interférométrique et 4 (ou 6) guides utilisés pour la photométrie comme illustré à droite de la figure 4.9. Le plan pupille est le plan (XOY) et le plan image est le plan $(X'O'Y')$ comme indiqué sur la gauche de la figure.

Les paramètres représentés sur cette figure sont ceux utilisés pour le calcul des images dans les simulations (Voir Table 4.6).

Désignation	Notation
Plan pupille	(XOY)
Plan image	$(X'O'Y')$
Profondeur de la zone de guidage	L
Ouverture numérique en sortie d'un guide	α_x
Largeur de l'interférogramme suivant l'axe X'	$2L\alpha_x$
Largeur de l'interférogramme suivant l'axe Y'	D'_y

TABLE 4.6 – Paramètres du composant d'optique intégré utilisés pour le calcul d'image.

Les trois images dispersées sont ensuite traitées suivant la méthode décrite précédemment afin d'extraire les pistons différentiels.

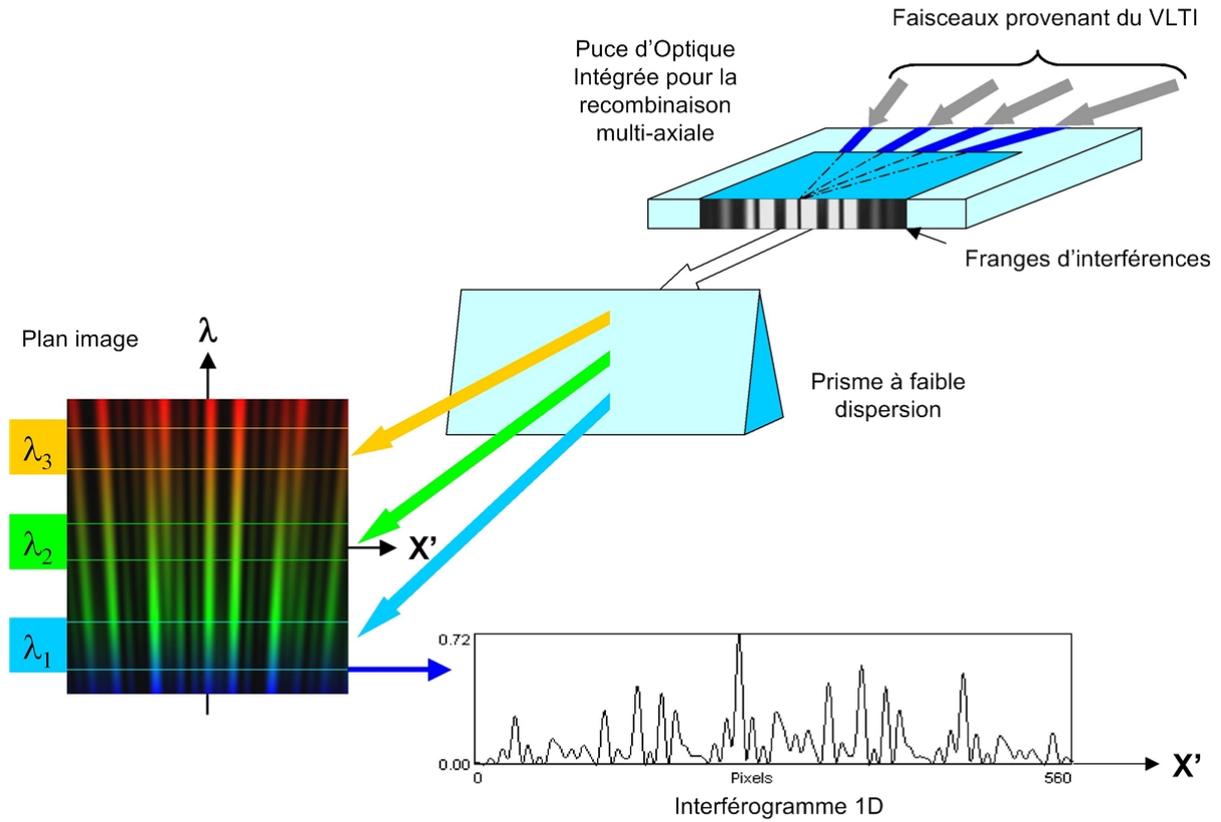


FIGURE 4.8 – Principe général de la solution multiaxiale de POPS dans le cas d’une recombinaison de quatre télescopes.

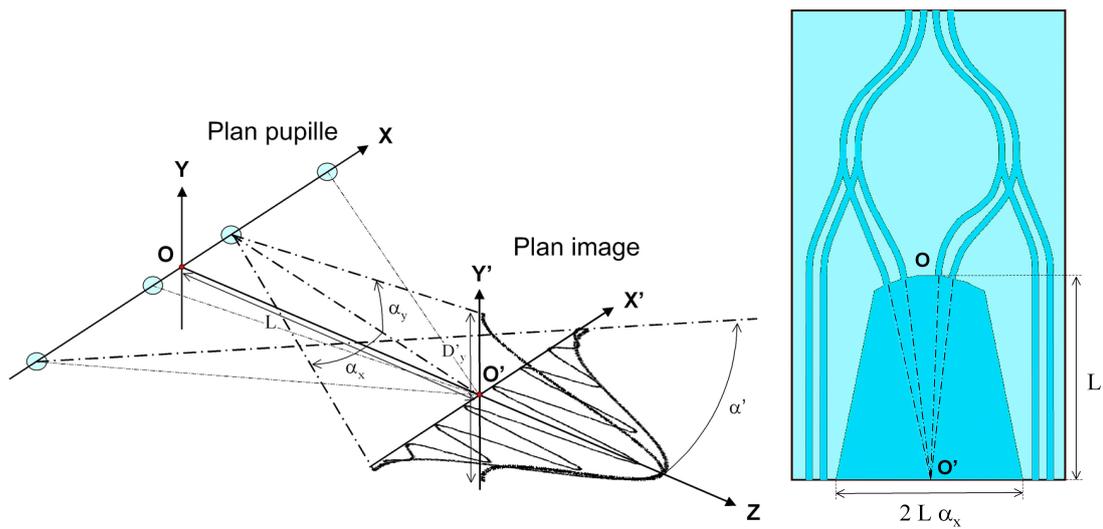


FIGURE 4.9 – Principaux paramètres du composant d’optique intégrée multiaxial.

Simulations

Les outils numériques détaillés précédemment nous ont permis de spécifier le projet et de déterminer les performances attendues. Je détaille ici chaque paramètre répertorié dans les figures 4.1 et 4.4.

DEFINITION DE LA PUPILLE

Nous avons considéré l'étude de trois cas :

- $4AT$: Recombinaison de quatre AT
- $6AT$: Recombinaison de six AT (2 AT sont en prévision)
- $4AT + 2UT$: Recombinaison de quatre AT avec deux UT

La pupille de sortie est non densifiée et reconfigurée linéairement comme le montre la figure 4.10 dans les cas de l'étude 4 et 6 télescopes. Dans le cas $4AT + 2UT$, nous avons déterminé que les sous-pupilles UT doivent être positionnées aux deux extrêmes de la configuration pour optimiser les résultats.

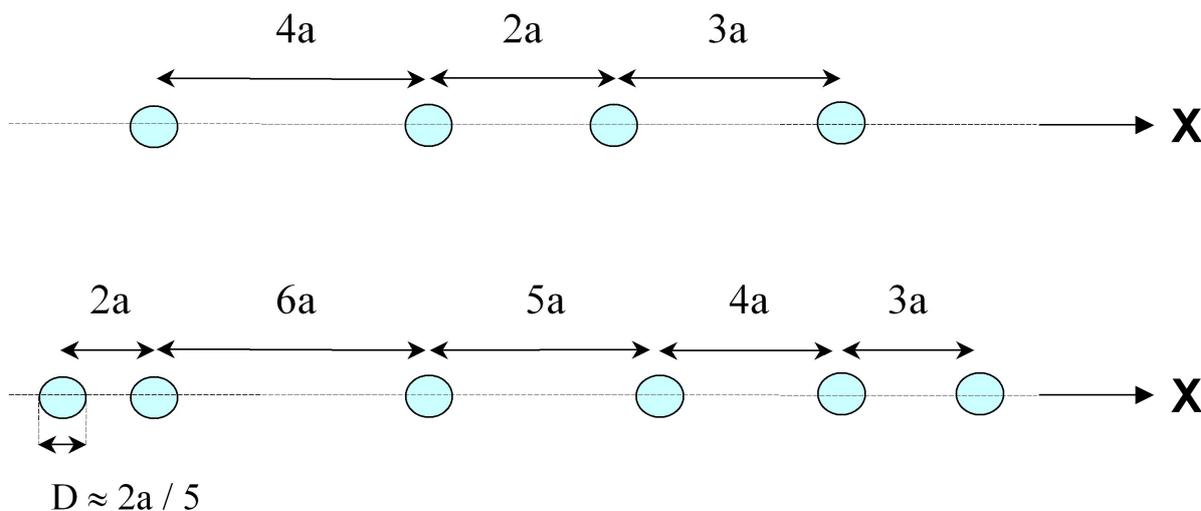


FIGURE 4.10 – Configuration non redondante de la pupille de sortie de POPS. En haut : recombinaison de quatre télescopes, en bas : recombinaison de 6 télescopes.

La reconfiguration linéaire de la pupille d'entrée du VLTI assure la compatibilité avec l'injection optique dans le composant d'optique intégrée. D'autre part, comme expliqué dans le paragraphe 4.1.1, nous avons déterminé les positions de chaque sous-pupilles afin d'éviter un chevauchement des pics fréquentiels utiles à l'application de l'algorithme de Diversité de Phase Chromatique.

Les premières optimisations du concept ont permis de déterminer que recombinaison 6 télescopes impose au minimum 255 pixels par canal, et 95 pixels par canal lorsque seulement quatre télescopes sont recombinaisonnés. Ces optimisations supposent un échantillonnage des franges sensiblement inférieur à 5 pixels par frange. Il est possible, en réalisant une étude encore plus approfondie, de diminuer le nombre de pixels minimum par canal. Ceci peut se révéler critique en bande infrarouge du fait des temps de lecture trop longs et des bruits de lecture à considérer. Cette contrainte peut être éliminée en raison du développement actuel de détecteurs infrarouges beaucoup plus rapides et prochainement disponibles (type OCam [9]).

PARAMETRES SPECTRAUX

Les bandes spectrales disponibles pour ce fringe tracker sont les bandes H et K (voir Table 4.8). Nous avons développé la solution multiaxiale en bande K pour, entre autres [18], des raisons de sensibilités qui sont meilleures dans cette bande que dans la bande H au vu des caractéristiques thermiques des cibles astronomiques.

Le capture range optimal de $[-19., +19.] \mu\text{m}$ est obtenu avec trois canaux de longueurs d'ondes centrales $(2.0, 2.2, 2.4) \mu\text{m}$ (soit le triplet T_K des paragraphes précédents) et de largeur spectrale de 200nm

chacun.

PAS DE BALAYAGE

La figure 4.14 montre en réalité les résultats obtenus dans le cas $4AT$ pour des pas de 10, 50 et 100nm. Ayant conclu que ce paramètre n'influe pas sur la magnitude atteignable mais sur l'erreur de mesure, les simulations présentées ici sont réalisées avec un pas de 10nm.

PARAMETRES POUR LE CALCUL DE LA MAGNITUDE LIMITE

Le paramètre B_s est de $0.04\mu\text{m}$ et la surface collectrice dépend du cas d'étude considéré ($4AT$, $6AT$ ou $4AT + 2UT$). Le paramètre η est pris égal à 5%.

En mode cophasage, le temps d'intégration T_{int} est de 0.5ms et de 5ms en mode cohérence.

Dans le cas de POPS, nous avons par ailleurs considéré un bruit de lecture de l'ordre de 1.4 électrons/pixel qui est inférieur à la spécification de l'ESO soit 15 électrons/pixel.

Les magnitudes testées sont comprises entre la magnitude zéro et quelques magnitudes au dessus de la magnitude limite. Celle-ci est atteinte lorsque le taux de réussite de l'algorithme n'est plus maximal (100% dans le meilleur des cas).

Résultats et performances attendues

Les résultats dans le cas de la recombinaison de $4AT$ sont donnés par la figure 4.11 en mode cophasage et en mode cohérence.

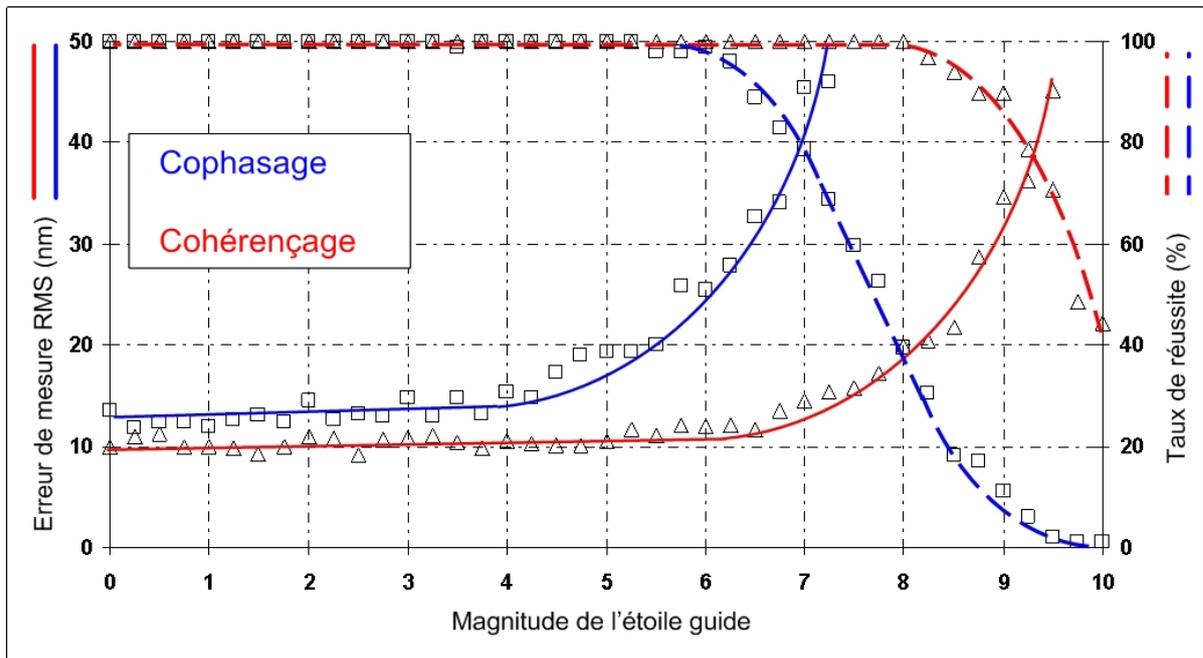


FIGURE 4.11 – Erreur de mesures (courbes continues) et taux de réussite (courbes discontinues) en fonction de la magnitude pour le cas $4AT$. En bleu : les résultats obtenus en mode cophasage, en rouge : les résultats obtenus en mode cohérence.

Tout d'abord, on remarque que globalement les performances sont meilleures en mode cohérence qu'en mode cophasage.

Dans le premier cas, l'erreur de mesure RMS reste constante autour de 10nm jusqu'à une magnitude 6, puis au moment où elle passe à 20nm le taux de réussite de l'algorithme décroît brusquement pour une magnitude limite de 8.

En mode cophasage, l'erreur minimale varie autour de 12nm et augmente rapidement au delà d'une magnitude 4. Le taux de réussite décroît également rapidement lorsque la magnitude est tout juste inférieure à 6.

La différence de performances entre les deux régimes provient sans doute d'un temps d'intégration plus long en mode cohérence et donc d'une meilleure sensibilité car plus de photons sont collectés.

Ceci confirme que l'algorithme de Diversité de Phase Chromatique est sensible aux bruits et au manque de photons, en revanche, il reste performant à 100%, sans décrochage, sur une longue étendue de magnitudes.

Nous avons ensuite simulé les cas recombinaison $6AT$ et recombinaison $4AT + 2UT$.

En mode cophasage, nous obtenons les résultats montrés par la figure 4.12.

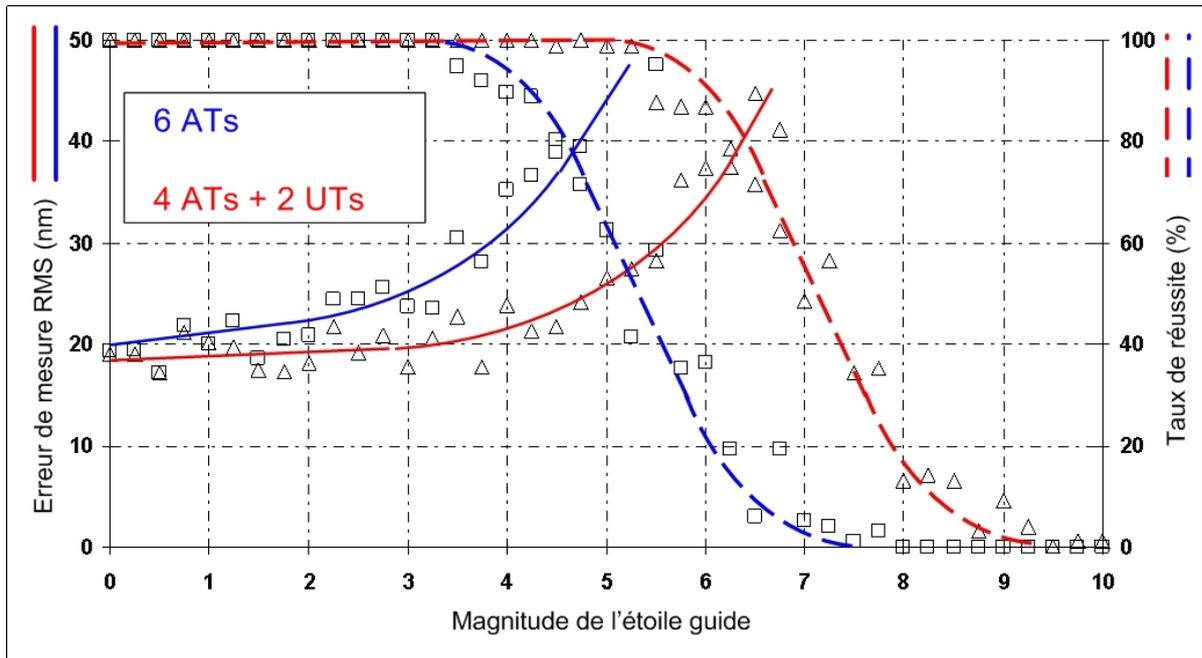


FIGURE 4.12 – Mode cophasage : Erreur de mesures (courbes continues) et taux de réussite (courbes discontinues) en fonction de la magnitude. En bleu : les résultats obtenus en recombinaison $6AT$, en rouge : les résultats obtenus pour le cas $4AT + 2UT$.

Ce que l'on remarque à première vue, c'est que rajouter deux télescopes quelle que soit leur taille (AT ou UT) n'améliore en rien les performances de l'algorithme par rapport au cas étudié précédemment.

Au contraire, d'une part les erreurs de mesures sont doublées (valeur minimale : ~ 20 nm) et, d'autre part, le taux de réussite chute bien avant la magnitude 6 (magnitude limite du cas $4AT$ en mode cophasage).

Ceci est certainement dû au fait qu'augmenter le nombre de sous-pupilles accroît certes le nombre de photons alors que ceux-ci sont distribués sur plus de pixels du détecteur. Par conséquent, chaque pixel a moins de flux et il en résulte une perte d'éclairement.

Deuxièmement, deux UT de plus sont plus bénéfiques que deux AT : dans le premier cas, on atteint 1.5 magnitude de plus que dans le second. En effet, le taux de réussite décroît dès la magnitude 3.5 pour le cas $6AT$, alors que la magnitude limite pour la recombinaison $4AT + 2UT$ est de 5. Ces résultats confirment l'influence du nombre de photons disponibles pour l'algorithme de Diversité de Phase Chromatique.

La figure 4.13 présente les résultats obtenus avec six télescopes en mode cohérence.

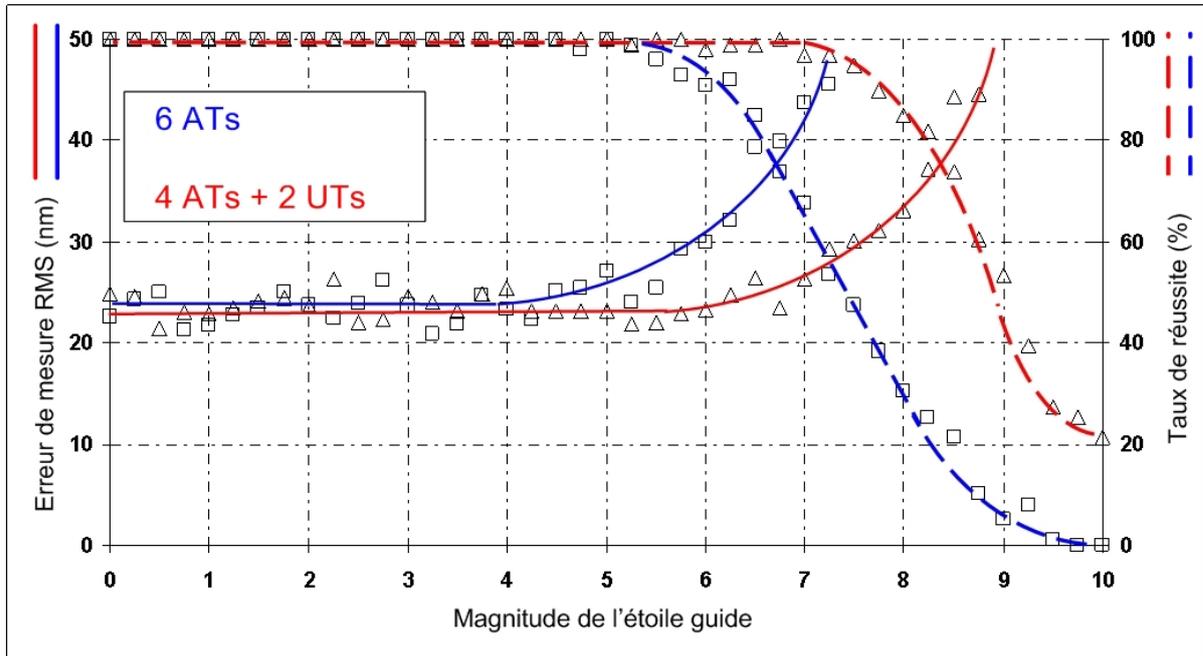


FIGURE 4.13 – Mode cohérence : Erreur de mesures (courbes continues) et taux de réussite (courbes discontinues) en fonction de la magnitude. En bleu : les résultats obtenus en recombinant $6AT$, en rouge : les résultats obtenus pour le cas $4AT + 2UT$.

Là encore, on remarque que la perte d'irradiance entre le cas quatre télescopes et le cas six télescopes a un effet négatif sur ce dernier, avec la perte d'au minimum une magnitude entre les deux.

Comparativement au mode cophasage, l'erreur de mesure augmente sensiblement mais reste constante sur une étendue de magnitude plus large. Les magnitudes limites que l'algorithme peut atteindre sont de 5.3 et 7, respectivement pour la recombinaison $6AT$ et la recombinaison $4AT + 2UT$.

En conclusion, l'algorithme de Diversité de Phase Chromatique se révèle être plus performant lorsque le rapport "nombre de pixels/flux" est optimisé :

- il est meilleur dans le cas quatre télescopes par rapport aux cas six télescopes, car le flux collecté est distribué sur moins de pixels,
- il est meilleur dans le cas $4AT + 2UT$ que dans le cas $6AT$, car plus de photons et donc une sensibilité plus élevée. Cet avantage est à relativiser en fonction de la configuration de la pupille de sortie et donc de la position des sous-pupilles correspondant aux UT.

Influence de p sur l'erreur de mesure du piston

Ce pas caractérise l'erreur de recherche des pistons non ambigus. Nous avons recherché à préciser cette dépendance :

Ces simulations sont réalisées en mode cohérence : pour chaque magnitude l'algorithme estime une série de 100 pistons avec les paramètres d'entrée indiqués dans la Table 4.6 (méthode de Monte Carlo [?]). Différents pas p (10, 50 et 100nm) sont testés.

La figure 4.14 montre l'influence de p sur l'erreur de mesure des pistons en fonction de la magnitude de l'étoile guide.

Pupille	POPS 4ATs (haut Fig. 4.10) non densifiée
Triplet	$T_K = (2.0, 2.2, 2.4)\mu\text{m}$
$\Delta\lambda$	$0.2\mu\text{m}$
Bruit de mesure	$\leq 1.\mu\text{m}$
Temps d'intégration	5ms
Pas p variable	10, 50 et 100nm

TABLE 4.7 – Paramètres d'entrées de l'algorithme pour l'étude de l'influence du pas sur les performances.

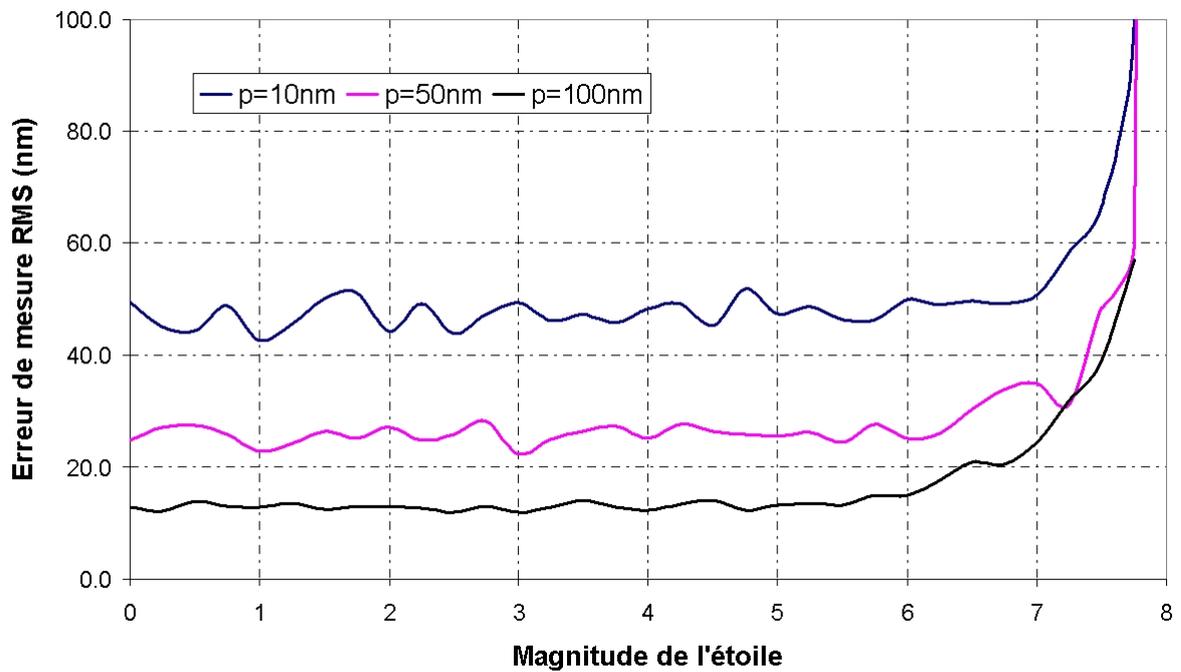


FIGURE 4.14 – Erreurs de mesures des pistons en fonction de la magnitude de l'étoile guide pour différentes valeurs de pas d'échantillonnage : 10, 50 et 100nm. Résultats obtenus en mode cohérence.

On remarque tout d'abord que le pas p n'influe pas sur la magnitude limite atteignable : quel que soit p , la magnitude limite est d'à peu près 7.8. Par conséquent, celle-ci n'est pas directement dépendante du pas d'échantillonnage choisi.

De plus, la mesure des pistons se dégrade lorsque le pas p augmente : par exemple, pour une magnitude 6, l'erreur de mesure vaut 15.0nm, 25.2nm, puis 50.0nm pour un pas respectivement égal à 10nm, 50nm et 100nm. Les paramètres utilisés pour calculer ces courbes sont détaillés dans le paragraphe 4.2.2.

En conclusion, ce paramètre n'impacte pas la limite de décrochage de l'algorithme, mais a un effet direct sur les performances en terme d'erreur de mesure des pistons. Celle-ci doit être optimisée en prenant en compte le temps d'exécution de l'algorithme : il faut choisir un pas suffisamment faible pour obtenir des résultats avec une incertitude minimale mais suffisamment élevé pour ne pas ralentir préjudicialement l'algorithme d'estimation des pistons.

L'erreur de mesure maximale sur le piston qui a été spécifiée par l'ESO (Voir Table 1.2) est de l'ordre de 100nm, je remarque que même avec un pas de 100nm (soit $\lambda/22$) l'erreur maximale mesurée est inférieure à 60nm (soit $\lambda/37$) jusqu'à une magnitude 7.

4.2.3 Etude comparative des deux projets

Ces deux études mettent en évidence une des limitations non négligeable de la méthode Diversité de Phase Chromatique qui est la sensibilité au niveau de flux collecté.

La méthode est plus efficace en mode cohérence qu'en mode cophasage du fait d'un temps de pose plus favorable. Les magnitudes limites obtenues sont relativement élevées si on tient compte des données initiales réalistes pour une utilisation sur le ciel.

Néanmoins, le recombinaison linéaire de POPS s'avère non optimale car coûteuse en photons, une recombinaison de type SIRIUS se montrerait plus intéressante mais rédhibitoire en raison de l'utilisation d'un recombineur en optique intégré.

Les deux projets ont été étudié en mode multi-axial, une perspective intéressante serait d'étudier des concepts co-axiaux afin de confronter les résultats obtenus dans les deux modes de recombinaison.

4.3 *Article : Multi-axial integrated optics solution for POPS, a 2nd-generation VLTI fringe tracker*

L'article suivant présente les résultats de l'étude préliminaire du projet POPS.

J'ai exposé ces résultats au Colloque "Astronomical Instrumentation" organisée par la *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers* à San Diego en 2010.

Multi-axial integrated optics solution for POPS, a 2nd-generation VLTI fringe tracker

Nassima Tarmoul^a, François Hénault^a, Denis Mourard^a, Jean-Baptiste Le Bouquin^b, Laurent Jocu^b, Pierre Kern^b, Jean Philippe Berger^c, Olivier Absil^d

^aLaboratoire H. FIZEAU, UMR CNRS 6525, Université de Nice Sophia, Observatoire de la Côte d'Azur, Avenue Nicolas Copernic, 06130 Grasse, France;

^bUniversité Joseph-Fourier, CNRS, Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, UMR 5571, BP 53, 38041 Grenoble, France;

^cEuropean Southern Observatory, Vitacura, Chile;

^dUniversité de Liège, Institut d'Astrophysique et de Géophysique, 17 Allée du Six Août, B-4000 Liège - Belgium

ABSTRACT

POPS (Planar Optical Phase Sensor) is a second-generation fringe tracker for the Very Large Telescope Interferometer (VLTI), intended to simultaneously measure the cophasing and coherencing errors of up to six Unit Telescopes (UT) or Auxiliary Telescopes (AT) in real time. The most promising concepts are probably based on the utilization of Integrated Optics (IO) components, and were the scope of a Phase A study led by Observatoire de Grenoble (LAOG). Herein is described a tentative design built around a multi-axial IO chip whose fringes are dispersed downstream on a detector array, and a Chromatic Phase Diversity algorithm presented in another paper of this conference¹. We depict the foreseen opto-mechanical, detection and software implementations, and provide numerical results from a realistic simulation model in terms of group and phase delay measurement accuracy and limiting magnitudes in the K band. The ultimate performance of the method is discussed and compared with the original 2nd generation VLTI fringe tracker requirements.

Keywords: Phased optical arrays, Phase retrieval, Fringe tracker, Integrated Optics

1. INTRODUCTION

In the perspective of the realization of future, second generation instruments of the Very Large Telescope Interferometer (VLTI) such as GRAVITY, MATISSE and VSI beam combiners, European Southern Observatory (ESO) is currently planning to install a new, 2nd Generation Fringe Tracker (2GFT) at the VLTI focus, being able to simultaneously measure cophasing (or phase delay) and coherencing (or group delay) errors of up to six Unit Telescopes (UT) or Auxiliary Telescopes (AT) in real time. Following a Call for Proposals on late 2008, several institutes have been selected by ESO for a Phase A study aiming at defining the baseline design of the future fringe tracker. Among them, a Consortium composed of Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble (LAOG, Grenoble, France), Laboratoire Hippolyte Fizeau (Grasse, France) and Institut d'Astrophysique et de Géophysique de Liège (IAGL, Liège, Belgium) decided to concentrate their main effort on designs based on the utilization of Integrated Optics (IO) components. Indeed, experience shows that classical solutions in bulk optics tend to increase in terms of complexity, cost, mass, volume and sensitivity to thermal environment as more and more interferometric arms are to be combined together. The selected IO technical solution was named POPS, an acronym that stands for "Planar Optical Phase Sensor". In this framework, we had the responsibility, at Laboratoire H. Fizeau, to develop a concept for real-time fringe tracking with a multi-axial Integrated Optics Combiner (IOC) and a dispersed fringes technique^{2,3} and to assess the actual performances.

The major technical requirements for 2GFT⁴ are summarized in Table 1. They are all applicable to sky objects of magnitudes 7 and 10 in the K band when ATs and UTs are respectively used, under typical seeing

Further author information: (Send correspondence to François Hénault)
E-mail: Francois.Henault@obs-azur.fr, Telephone: +33 (0)4 93 40 53 58

SPECIFICATIONS	Phase Delay mode	Group Delay mode
Measurement noise	<100nm RMS	800nm RMS
Total signal delivery time	600 μ s	10ms
Detector Integration Time	500 μ s	5ms
Linearity	10% over $\pm 1.05\mu$ m range	20% over $\pm 6\mu$ m range
Detector pixel size	18*18 μ m	
Read time	20 μ s/pixel	
Read-Out Noise (RON)	<15 electrons/pixel (goal 10)	
Dark current	<0.01 electrons/pixel/sec	

Table 1. Major technical requirements for 2GFT.

conditions at Cerro Paranal, Chile: 0.8 arcsec on-sky and a 3 ms coherence time. The Optical Path Differences (OPDs) to be measured typically lay in the range $\pm 6\mu$ m. In addition, emphasis was put on a few specific issues, such as association between telescopes of different sizes (*i.e.* UTs and ATs), impact of unequal source visibilities on varying VLTI baselines, or effects of polarization. The Table also lists some practical constraints that are related to the choice of the detector array, which is a Hawaii 2RG CCD matrix manufactured by Rockwell Scientific.

2. DESCRIPTION OF THE DESIGN

2.1 General description of the multi-axial IO solution using the Chromatic Phase Diversity method

The proposed design is presented in Fig. 1 and looks rather simple, at least from optical and mechanical point of views, which should ensure a good stability compatible with IO components performance: let us consider an ensemble of N VLT telescopes that are to be phased together. The optical beams reflected from each telescope are conveyed (*e.g.* by means of optical fibers) and injected into a multi-axial IO beam combiner generating a polychromatic fringe pattern at its exit face. This IOC is set at the entrance slit of a low dispersion spectrograph equipped with a small angle prism as shown in the Figure. The slit is imaged on a CCD matrix at L different wavelengths λ_l , with $1 \leq l \leq L$. On-chip binning may be employed, thus enabling to integrate the spectrally dispersed fringes on spectral channels of variable widths $\delta\lambda_l$ ($1 \leq l \leq L$). This principle allows reconfiguring rapidly the main measurement parameters, which are the integer number L and the λ_l and $\delta\lambda_l$ sets of values, hence to optimize them so as to minimize piston measurement errors on each telescope. The study is herein restricted to the case when $L = 3$, a configuration leading to satisfactory results in terms of both piston measurement accuracy and capture range (an alternative concept for actual implementation is based on the use of the series of dichroic plates aiming at selecting the three spectral bands as in the design described in the SIRIUS paper¹ of this conference).

Given three linear interferograms $I'(x', \lambda_1)$, $I'(x', \lambda_2)$ and $I'(x', \lambda_3)$ being acquired simultaneously at the output of the IOC for three different reference wavelengths λ_1 , λ_2 and λ_3 , the rest of the OPD measurement method essentially consists in data processing, whose principle is roughly summarized below. It must be emphasized that all the employed algorithms are very fast in terms of computing time (see Sec. 2.4) and therefore suitable for real-time applications as is required for a ground fringe tracker.

1. Each linear interferogram $I'(x', \lambda)$ undergoes an inverse Fourier Transformation providing access to the complex Optical Transfer Function (OTF) of the IOC sub-pupil arrangement (here and in the remainder of the text the wavelength subscript "l" is omitted for the sake of simplicity):

$$OTF(x, \lambda) = FT^{-1}[I'(x', \lambda)] \quad (1)$$

2. The IOC Modulation Transfer Function $MTF(x, \lambda)$ - that is just the OTF modulus - is mapped along the X-axis in order to detect its first $\frac{N(N-1)}{2}$ local maxima. For non-redundant, single-mode channels configurations such as depicted in Fig. 2 and a judicious choice of geometrical parameters, all the OTF peaks are well separated spatially. Phases of the averaged OTFs may then be estimated over $\frac{N(N-1)}{2}$ sub-areas centered on the theoretical locations of the MTF peaks.

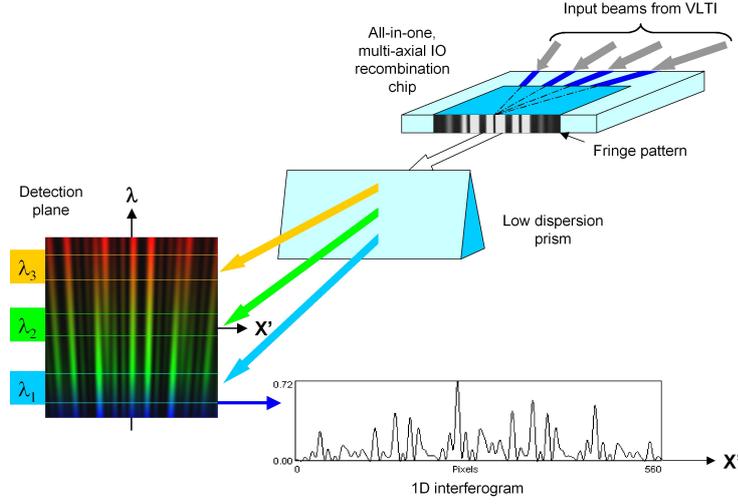


Figure 1. General principle of the multi-axial fringe sensor.

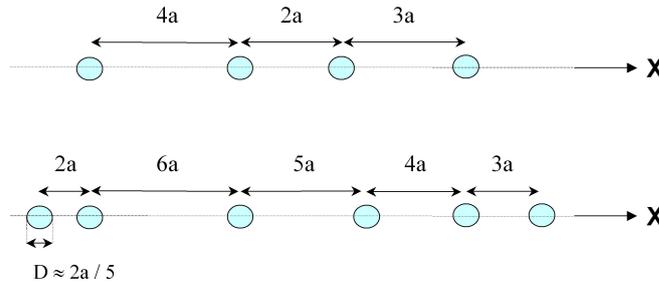


Figure 2. Non-redundant channels configurations for combining four and six telescopes (resp. top and bottom panels).

3. The phase differences $[\phi_n - \phi_{n'}, \lambda]$ for the three selected wavelengths and all couples (n, n') of telescopes (with $1 \leq n < n' \leq N$) are extracted from $OTF(x, \lambda)$ on their associated MTF peaks, using the formula*:

$$[\phi_n - \phi_{n'}, \lambda] = \arctan \frac{\text{Im}[OTF(x, \lambda)]}{\text{Real}[OTF(x, \lambda)]} \quad (2)$$

$\text{Im}[\]$ and $\text{Real}[\]$ respectively standing for imaginary and real parts of a complex function.

4. Phase differences values $[\phi_n - \phi_{n'}, \lambda]$ are finally transferred to the Chromatic Phase Diversity algorithm (see Sec. 2.3), which reconstructs and unwraps all the piston errors p_n affecting the N VLTI telescopes.

In the following sections is provided additional information about the multi-axial IOC and fringes formation (Sec. 2.2), CPD algorithm (Sec. 2.3), and an end-to-end numerical model simulating the whole piston measurement process (Sec. 2.4).

2.2 Multi-axial Integrated Optics component

From multiple optical solutions using IO technology suitable for 2GFT, the presented design makes use of multi-axial beam combiners. Also known as "all-in-one combiners", the latter have been envisaged for either interferometric imaging or fringe-tracking purposes since a dozen years^{5,6,7,8,9}. Referring to these previous studies, a multi-axial IOC looks like a thin sheet of optical glass of typically 40 x 20 mm dimensions, in which

*In practice we use an intrinsic function returning phase values over the range $[-\pi, +\pi]$.

planar Single-Mode Waveguides (SMWs) have been buried by means of photo-masking and ion exchange or etching techniques. In the multi-axial design, SMW directions are converging to a common point O' where all the transported Gaussian beams can interfere together. This interference occurs within a tapered area spreading in the XZ plane of the IO chip from a reference point O, as presented in Fig. 3. Denoting $L=\|OO'\|$ the depth of the tapered area, the width of the output interferogram along the X'-axis will be equal to $2 L\alpha_x$, where α_x is the exit numerical aperture of an individual SMW. The width D'_y of the interferogram along the orthogonal direction Y' remains comparable to the SMW core diameter D due to the single-mode confinement along that direction. Hence approximate relationships defining the created interferograms $I(x', \lambda)$ are provided below.

2.2.1 Monochromatic interferogram

A simplified expression of the theoretical monochromatic interferogram at the output of the IOC is:

$$I'(x', \lambda) = \exp[-(\frac{x'}{L\alpha_x})^2] \sum_{n'=1}^N \sum_{n=1, n < n'}^N \cos[\frac{2\pi\xi_{n,n'}(x')}{\lambda}] \quad (3)$$

with global OPD $\xi_{n,n'}(x')$ between a couple (n, n') of different telescopes being equal to:

$$\xi_{n,n'}(x') = \frac{x'(x_{n'} - x_n)}{L} + (p_{n'} - p_n) \quad (4)$$

with $1 \leq n \leq N$ and where the parameters x_n are the Cartesian coordinates of all output waveguides along the OX axis, and p_n are the original piston errors to be measured.

2.2.2 Effect of finite spectral bandwidth

In principle, all monochromatic interferograms should be numerically integrated over their useful spectral channels of width $\delta\lambda$ and centred on their reference wavelength λ_0 :

$$I_{\delta\lambda}(x', \lambda_0) = \int_{\lambda_0 - \frac{\delta\lambda}{2}}^{\lambda_0 + \frac{\delta\lambda}{2}} I(x', \lambda) d\lambda \quad (5)$$

These computations, however, can be considerably simplified and speeded up when considering that in practice $\delta\lambda$ will be sensibly smaller than λ_0 , hence the approximation $\frac{1}{\lambda} \approx \frac{1}{\lambda_0} - \frac{\Delta\lambda}{\lambda_0^2}$ holds and changing variable λ to $\Delta\lambda$ into integral of Eq. (5) readily leads to an approximate expression for $I_{\delta\lambda}(x', \lambda_0)$:

$$I_{\delta\lambda}(x', \lambda_0) \approx \exp[-(\frac{x'}{L\alpha_x})^2] \sum_{n'=1}^N \sum_{n=1, n < n'}^N \cos[\frac{2\pi\xi_{n,n'}(x')}{\lambda_0}] \text{sinc}[\frac{\pi\xi_{n,n'}(x')\delta\lambda}{\lambda_0^2}] \quad (6)$$

$\text{sinc}(u)$ being the sine cardinal function equal to $\frac{\sin(u)}{u}$.

2.2.3 Radiometric normalisation

To be usable, Eq. (6) must finally be multiplied by an irradiance factor E_0 being equal to:

$$E_0 = N_P / (\pi L \alpha_x D'_y) \quad (7)$$

where N_P is the total number of photons/second/m² available per spectral channel, originating from one single telescope and taking into account the global optical and radiometric efficiencies of the atmosphere, VLTI facility, POPS optical design and detector quantum efficiency. For the K band, we use the approximate formula:

$$N_P = 4.5310^9 A_T \eta \delta\lambda 10^{-m/2.5} \quad (8)$$

where A_T is the collecting area of one telescope in m², η is the global radiometric efficiency and m the magnitude of the target star, the spectral bandwidth $\delta\lambda$ being expressed in terms of μm .

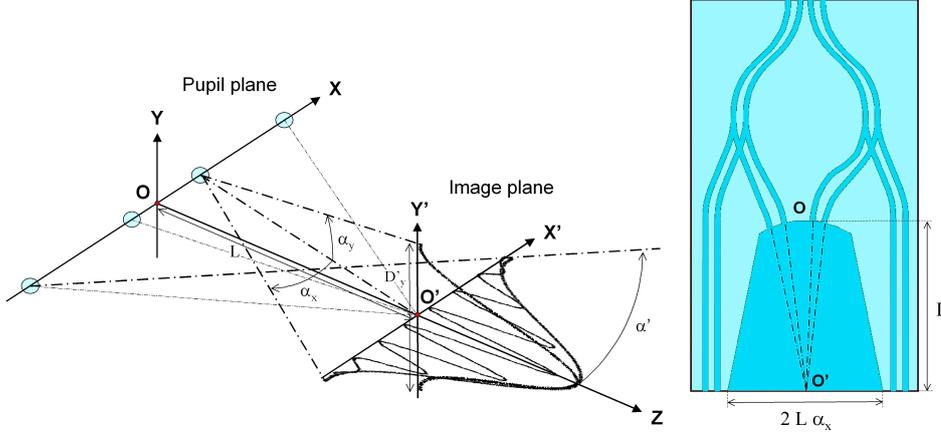


Figure 3. Main geometrical parameter of multi-axial combination area.

2.3 Chromatic Phase Diversity algorithm

Classical phase diversity methods are based on the comparison between two images of the same object obtained simultaneously. These images are linked to each other by an *a priori* known relation such as defocus¹⁰ or piston added into a reference sub-pupil.¹¹ Here is employed a "chromatic phase diversity" method originally intended for cophasing future large interferometric arrays.¹² Indeed, comparing in the same plane several monochromatic images obtained at chosen wavelengths, the absolute piston p_n of each aperture can be determined if the phase relation linking the analyzed images is known *a priori*. The use of several different wavelengths allows lifting the well-known 2π ambiguities of phase measurements as shown by Lofdahl and Eriksson.¹³ The implemented CPD algorithm enables to extract the piston value of each sub-pupil compared to a reference sub-pupil of the interferometer. The principle consists in taking advantage of the relationship between the wavelength and the wave's phase state. The piston value of each sub-aperture can therefore be extracted and make the cophasing possible. Indeed, the differential piston values $[p_n - p_{n'}, \lambda]$ are related to the phase differences values $[\phi_n - \phi_{n'}, \lambda]$ as follow:

$$[p_n - p_{n'}, \lambda] = \frac{\lambda \cdot [\phi_n - \phi_{n'}, \lambda]}{2\pi} \pm k\lambda \quad (9)$$

with k a relative integer describing the 2π uncertainty on the phase measurement and defining the capture range in number of wavelength where the piston should be present. The method is detailed in the paper presenting the CPD method implemented on the SIRIUS testbench.¹

The first step of the CPD algorithm consists in comparing the possible piston values $[p_n - p_{n'}, \lambda_1]$, $[p_n - p_{n'}, \lambda_2]$, $[p_n - p_{n'}, \lambda_3]$ within the capture range $[\frac{-k\lambda}{2}, \frac{+k\lambda}{2}]$, as shown on Fig. 4:

Considering one baseline, comparing the potential piston values for λ_1 , λ_2 and λ_3 makes it possible to recover the sought piston value of each baseline. φ_1 , φ_2 , and φ_3 correspond to the extracted phases at respectively λ_1 , λ_2 and λ_3 (see Eq (2)). The absolute value of the pistons is not important for the cophasing because we are only looking for differential pistons. Thus one sub-pupil is identified as reference and the $N-1$ differential pistons could be determined on the $N-1$ baselines formed with this reference sub-pupil. Depending of the parameter ε used for the precision of the comparison between wavelengths, the algorithm may provide one or more solutions for the piston on the $N-1$ sub-pupils. So the last step of the algorithm is to reprocess the previous comparison with an other choice of ε or to test these different solutions with respect to the differential pistons measured on all the other baselines. Finally, one gets the $N-1$ differential pistons needed for the cophasing of the array.

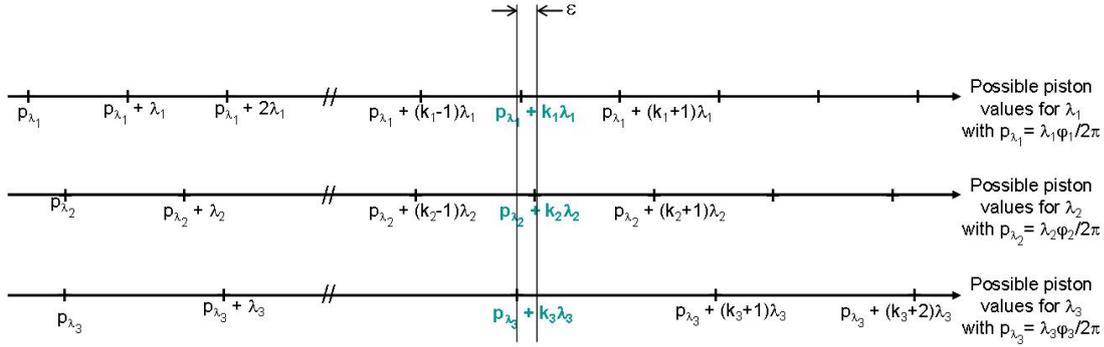


Figure 4. Principle of the algorithm.

τ	Detector Integration Time (DIT) in seconds
s_p	Pixel sensing area in m^2
N_B	Total number of photons/second/ m^2 originating from thermal background
n_p	Total number of useful pixels along the X'-axis
RON	Read-out noise expressed in terms of electrons/pixel
d	Dark current noise expressed in terms of electrons/pixel/second

Table 2. Main parameters of the detection unit.

2.4 Numerical model

In order to assess the performance of the presented optical design and algorithms, we have developed an end-to-end numerical model taking into account most of the physical parameters intervening either in the fringe formation process or in the data reduction procedure, until phase differences are finally extracted and translated in terms of piston measurement errors. A simplified flow-chart of the numerical model is provided in Fig. 5. In addition to various IOC parameters described in Sec. 2.2, the code also allows to introduce the coupling ratios ρ_n from each telescope into the SMWs as well as their fluctuations with time $\delta\rho_n$. It must be noted that these parameters that are introduced as weighting factors $\rho_n\rho_{n'}$ into Eq. (6) can also be used when studying the case of combining telescopes of different diameters (*i.e.* ATs with UTs, see Sec. 3.2.2). Likewise, visibility factors $V_{n,n'}$ can be added in the same relationship to take sky objects being partly resolved by some of the VLTI baselines into account. Finally, detection noises $\delta I(x')$ are added to the ideal estimated interferograms $I_{\delta\lambda}(x', \lambda)$:

$$I'(x', \lambda) = I_{\delta\lambda}(x', \lambda)\tau s_p + \delta I(x') \quad (10)$$

where $\delta I(x')$ incorporates shot noise from the target star, thermal background and detector read-out and dark current noises, added in quadratic sense. The definition of all parameters appearing in Eq. 6 and in Eq. 11 is summarized in Table 3.

$$\delta I(x') = [(I_{\delta\lambda}(x', \lambda) + N_B)\tau s_p + n_p(\text{RON}^2 + d\tau)]^{1/2} \quad (11)$$

The resulting numerical model has proved to be very efficient since the whole computations are carried out in less than one second on a 4-years old laptop computer using IDL script language. It was checked that the global computing time is essentially driven by the employed Fourier transform procedure, since all other mathematical operations including CPD algorithm are performed in less than one millisecond. Typical examples of graphic outputs showing the acquired interferograms, their MTFs and phases extracted from the complex OTFs are reproduced in Fig. 6 for the four telescopes case.

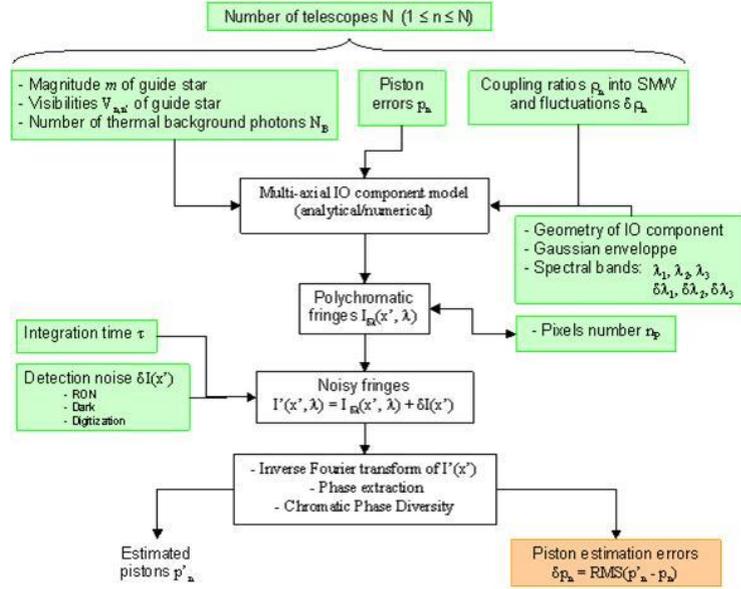


Figure 5. Flow-chart of the numerical model.

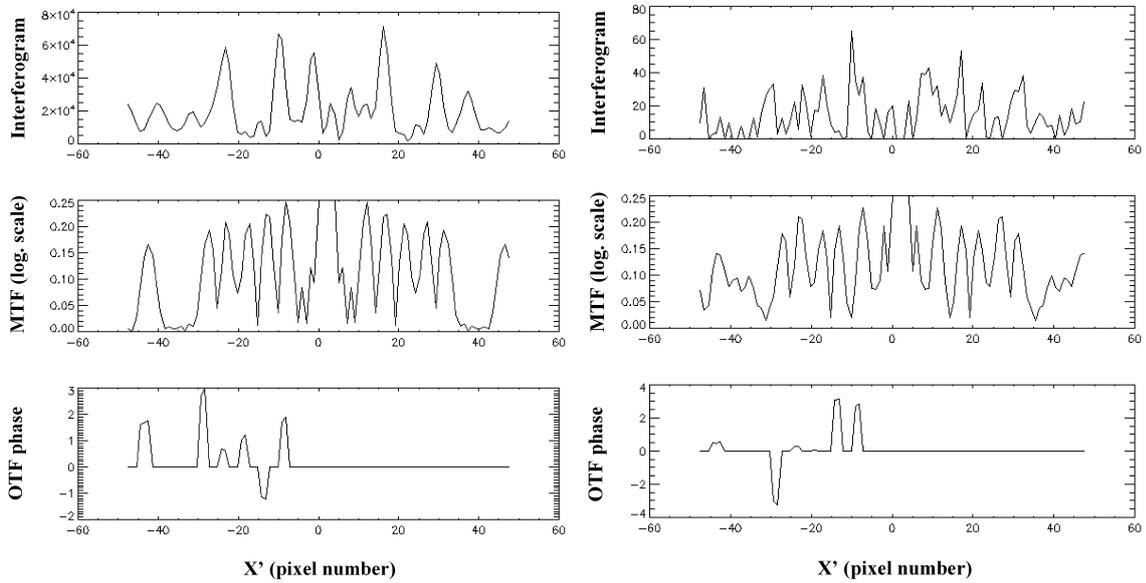


Figure 6. Examples of outputs of the numerical model in the cases of four telescopes of high and low SNR (respectively left and right figure).

PARAMETERS	4 telescopes	6 telescopes
Central wavelengths	2., 2.2 and 2.4 μm	
Channel spectral widths	0.20 μm	
Thermal background N_B	4220	1670
Spectrograph entrance aperture ($1/2\alpha'$)	F/4.9	F/7.9
Total number of pixels n_p	95	255
Number of pixels per fringe	4.80	4.64
SMW core diameter D	10 μm	
Minimal spacing between SMW cores $2a$	50 μm	
SMW exit aperture α_x	0.12 radians	
Length of tapered area L	8 mm	
height of tapered area D'_y	8.9 μm	

Table 3. Summary of main IOC input parameters.

3. ACHIEVABLE PERFORMANCE

Using the end-to-end numerical model described in the previous section, we carried out a preliminary sensitivity analysis providing first estimates of the achievable fringe tracking errors when associating a multi-axial IOC component with dispersed fringes principle and the CPD algorithm. All the entrance parameters are summarized in the Table 3, and also in Table 1 for what concerns detector characteristics. The numerical values of some of the parameters in Table 3 result from a preliminary optimization, where we sought in particular to minimize the number of needed pixels n_p along the X'-axis (from $-L\alpha_x$ to $+L\alpha_x$), and consequently the read-out noise, while maintaining OPD measurement errors typically below 20 nm. It finally turned out that the spectral bandwidths can be set to their maximal values of 200 nm for both the 4T and 6T cases (which corresponds to 9% for a reference wavelength of 2.2 μm in the K band), and that minimal pixels numbers are 95 and 255 respectively, which corresponds to a pixel per fringe sampling ratio slightly inferior to 5.

In the following sections, the fringe tracking errors are principally expressed in terms of RMS measurement accuracy δp_n of the random piston errors introduced on each telescope. Success ratios are also provided, deduced from Monte-Carlo analysis of typically 100 different cases. Failures in piston retrieval usually occur when one or more phase differences $[\phi_n - \phi_{n'}, \lambda]$ could not be extracted from the complex OTFs for one wavelength at least. We only consider four ATs of 1.8-m diameter in the for 4T case, and in the 6T cases we consider firstly the case with 6 ATs and secondly the case with 2 UTs of 8-m diameter coupled with 4 ATs. A global radiometric efficiency η of 0.05 is assumed for the VLTI and detection system. The influence of various parameters such as magnitude of the target star, DIT or RON is then studied in the following paragraphs.

3.1 Coupling four Auxiliary Telescopes

In this section is only considered the case when four Auxiliary Telescopes (ATs) are coupled together. Sec. 3.1.1 and 3.1.2 respectively deals with the influence of Detector Integration Time (DIT) and Read-out Noise (RON).

3.1.1 Influence of Detector Integration Time (DIT)

For a magnitude of the target star ranging from 0 to 10 in the K band, we have plot the achieved piston measurement accuracy in terms of nanometers for three different DIT values, namely:

- DIT = 0.5 msec, which is the initial requirement for cophasing, or phase delay mode (piston errors comprised between $-\frac{\lambda_0}{2}$ and $+\frac{\lambda_0}{2}$, see Table 1).
- DIT = 5 msec for coherencing, or group delay mode, assuming piston errors in the range $[-3\lambda_0, +3\lambda_0]$.
- DIT = 50 msec, a case when excellent conditions of observation are encountered on the telescope site.

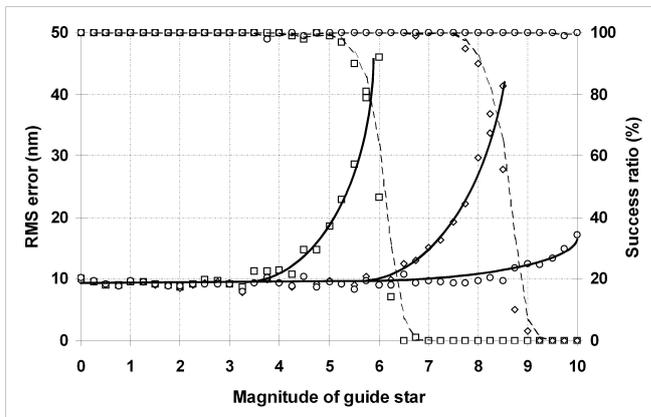


Figure 7. Phasing error (solid lines) and success ratio (dashed lines) as functions of magnitude of the target star and detector integration time with DIT = 0.5 ms (squares), 5 ms (losanges) and 50 ms (circles) and RON = 10 electrons/pixel.

The measurement accuracy is computed in RMS sense over 100 sets of randomly generated pistons errors. The target star is assumed perfectly unresolved so that all visibility coefficients $V_{nn'}$ of the interference terms are taken equal to 1. In these conditions the numerical results are displayed graphically in Fig. 7, showing that the measurement error is around 10 nm RMS and stays remarkably stable over a wide range of magnitudes, until the achieved success ratio suddenly collapses from 100% down to 0% in less than one magnitude. In that region, RMS errors increase very rapidly up to 40 nm until unacceptable success ratios are attained (*e.g.* lower than 90%). Such behavior typically occurs in low photon regime when the Signal-to-Noise Ratio (SNR) of the interferogram becomes inferior to 10. Hence it may be concluded that the actual piston measurement accuracy mostly depend on some design characteristics of the fringe tracker such as the required number of pixels n_P and the channels spectral bandwidth $\delta\lambda$ on the one hand, and that, on the other hand, the method rapidly breaks off when radiometric conditions become too unfavorable. Another interesting property of the multi-axial design is the fact that we did not observe significant differences between the phase and group delay modes, the OPD measurement errors staying comparable. Consequently, the method shows identical performance for both cophasing and coherencing operations and is naturally immune to phase jumps in the considered piston error domain.

The curves in Fig. 7 finally demonstrate that limiting magnitudes of 5, 8 and 11 could be attained for DITs respectively equal to 0.5, 5 and 50 msec. Hence 2GFT requirements are not fulfilled in phase delay mode, but this mostly originates from the very short DIT imposed by the required number of pixels n_P and the read-out time of the Hawaii 2RG detector. In group delay mode, however, the 2GFT requirements seems attainable. In both cases the measurement noise and linearity requirements of Table 1 are easily met.

3.1.2 Influence of Read-out Noise (RON)

The effects of detector read-out noise on POPS limiting magnitudes are illustrated on Fig. 8. With respect to a reference case when RON = 10 electrons/pixel (which is the design goal of the Hawaii 2RG camera), one can see that an improved value of RON = 5 electrons/pixel results in a half-magnitude gain. Conversely, a degraded value of 20 electrons/pixel induces a one magnitude loss. We also noticed that RON and photon noise are the dominant sources of errors, since the influence of dark current, thermal background and digitization errors on 12-bits was found negligible.

3.2 Coupling six VLT telescopes

In this section are considered two cases where six VLT telescopes are combined: first when 6 ATs are coupled together (Sec. 3.2.1), then when 2 UTs are combined with 4 ATs (Sec. 3.2.2).

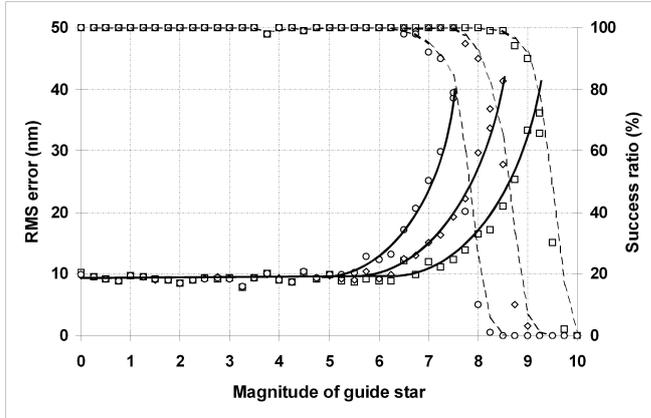


Figure 8. Same diagram as in Fig. 7 with DIT = 5 ms and RON = 5 (squares), 10 (losanges) and 20 electrons/pixel (circles).

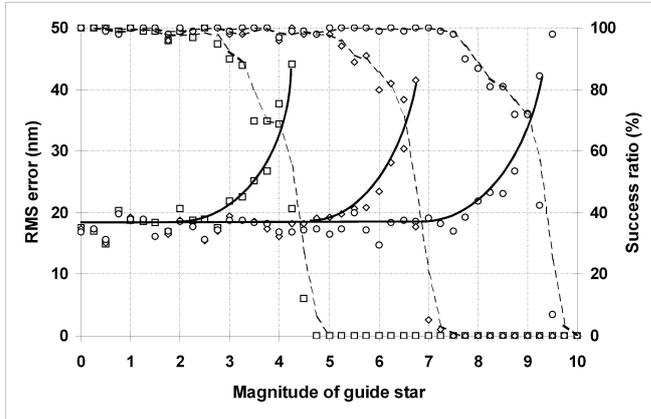


Figure 9. Same diagram as in Fig. 7 in the case of six telescopes (ATs) with DIT = 0.5 ms (squares), 5 ms (losanges) and 50 ms (circles) and RON = 10 electrons/pixel.

3.2.1 Coupling 6 ATs

Excepting the telescope number, numerical simulations have been carried out with the same parameters than in sec. 3.1.1, and their results are displayed in Fig. 9. Limiting magnitudes are slightly lower than in the 4T case, being respectively equal to 3, 6 and 8 when DIT = 0.5, 5 and 50 msec. This might be explained as follows: since the photon gain is brought by the two additional telescopes, the interferograms must now be sampled by much more pixels than in the 4T case (255 instead of 95, see Table 3), hence decreasing the irradiance on a single pixel and resulting in global performance loss. When seeing conditions are favorable however, the integration time may be increased when the OPD measurement error exceeds a certain threshold. An example of such an adaptive adjustment of DIT is illustrated in Fig. 10, showing that a magnitude 7 can be attained with a success ratio higher than 85% for a threshold value of 25 nm (it has been checked that higher thresholds correspond to non acceptable success ratios).

3.2.2 Coupling 4 ATs and 2 UTs

We finally study the case when 4 ATs and 2 UTs are coupled together. The obtained results are shown in Fig. 11 and are not significantly better in terms of limiting magnitude than in the previous case. A possible explanation is that the high difference in flux concentrated by the telescopes induces significant contrast losses (by a factor 20) on all MTF peaks associated to a couple of ATs. One may also note that the best results are obtained when

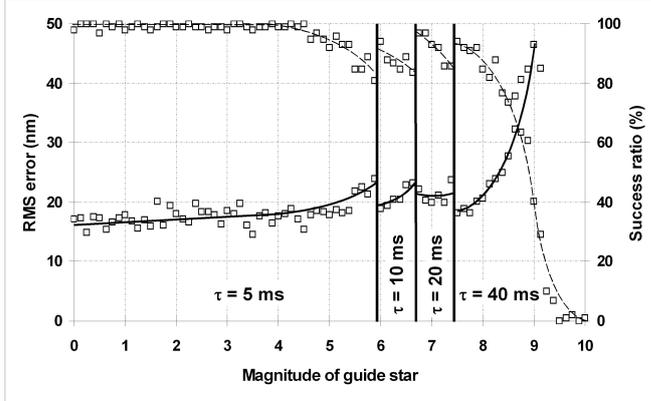


Figure 10. Adaptive adjustment of DIT in favorable seeing conditions for the 6T case and $\text{RON} = 10$ electrons/pixel. A magnitude 7 can be attained with a success ratio higher than 85%.

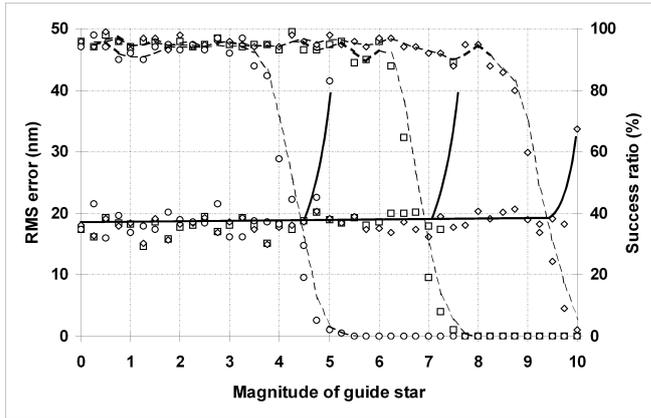


Figure 11. Same diagram as in Fig. 9 when coupling four ATs with two UTs.

the two UTs are coupled into the most distant waveguides of the IOC, *i.e.* number 1 and 6 on the bottom panel of Fig. 2.

4. POTENTIAL IMPROVEMENTS

Although most of physical parameters of the whole system have been carefully optimized in the frame of this Phase A study (including the data reduction procedure and particularly phase extraction and CPD algorithms), a few points leading to potential improvements remain to be investigated, such as the three following ones:

- Some optical parameters of the fringe tracker, and particularly the number n_P of pixels sampling the interferograms could be refined in order to better fit the Hawaii 2RG detector requirements and to achieve further gain in limiting magnitude (a goal of +1 seems to be reasonable).
- As demonstrated in this study, the phase extraction procedure with the current implementation of the CPD algorithm leads to a very high precision (almost 10 nm) but as soon as noise increases, to an insufficient success rate. A more robust determination with lower accuracy is possible but has not yet been implemented. Here another gain of one magnitude is to be expected.

- We also have to assess the performance of the whole system on partially resolved guide stars, when their visibility factors $V_{n,n'}$ become significantly lower than unity.

5. CONCLUSION

A multi-axial integrated optics solution associated with fringe dispersion and Chromatic Phase Diversity techniques has been studied in the perspective of POPS, a second-generation fringe tracker proposed to ESO for the Very Large Telescope Interferometer. We have depicted the foreseen design for optics, mechanics, detection system and data reduction software, and built a realistic simulation model of the whole system in order to evaluate its ultimate performance in terms of group and phase delay measurement accuracy, capture range and limiting magnitude. The numerical results demonstrate that a multi-axial IOC has the ability to fulfil most of the new-generation fringe tracker requirements, except in cophasing mode when using the currently selected detector. The proposed design has the ability to combine either four or six telescopes and shows some interesting and somewhat unusual properties such as accurate OPD measurements over a wide range of piston errors, good performance in linearity and immunity to phase jumps. It was found that the system can operate with the same measurement quality in both the phase delay and group delay modes, provided that the detector can achieve faster read-out rates. Since the contrasts between all telescope pairs are measured simultaneously, it is also possible to extract information on photometric variations affecting each individual telescope for monitoring purpose.

REFERENCES

- [1] Tarmoul, N., Mourard, D., Hénault, F., Clause, J.-M., Girard, P., Marcotto, A., Mauclet, N., Spang, A., Rabbia, Y., and Roussel, A., “Implementation of the Chromatic Phase Diversity method on the SIRIUS test bench: Results and performances of this cophasing method,” *Proc. of SPIE* **7734** (2010).
- [2] Koechlin, L., Lawson, P., Mourard, D., Blazit, A., Bonneau, D., Morand, F., Stee, P., Tallon-Bosc, I., and Vakili, F., “Dispersed fringe tracking with the multi- r_0 apertures of the Grand Interféromètre à 2 Télescopes,” *Applied Optics* **35**, 3002–3019 (1996).
- [3] Borkowski, V., Labeyrie, A., Martinache, F., and Peterson, D., “Sensitivity of a dispersed-speckles piston sensor for multi-aperture interferometers and hypertelescopes,” *Astron. Astrophys.* **429**, 747–753 (2005).
- [4] LAOG, “2gft low level specifications,” *Internal documentation* (2010).
- [5] Malbet, F., Kern, P., Schanen-Duport, I., Berger, J.-P., Rousselet-Perraut, K., and Benech, P., “Integrated optics for astronomical interferometry. i. concept and astronomical applications,” *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.* **138**, 135–145 (1999).
- [6] Berger, J., Benech, P., Schanen-Duport, I., Maury, G., Malbet, F., and Reynaud, F., “Combining up to eight telescope beams in a single chip,” *Proc. of SPIE* **4006**, 986–995 (2000).
- [7] Nannini, M., Nerin, P., Benech, P., and Schanen-Duport, I., “Multiaxial beam combiner for optical coherence tomography,” *Optical Engineering* **42**, 75–79 (2003).
- [8] Lebouquin, J., Berger, J., Labeye, P. R., Tatulli, E., Malbet, F., Rousselet-Perraut, K., and Kern, P. Y., “Comparison of integrated optics concepts for a near-infrared multi-telescope beam combiner,” *Proc. of SPIE*, 1362+ (2004).
- [9] Labeye, P., “Composants optiques intégrés pour l’interférométrie astronomique,” *PhD Thesis* (2008).
- [10] Paxman, R. G. and Fienup, J. R., “Optical misalignment sensing and image reconstruction using phase diversity,” *Journal of the Optical Society of America A* **5**, 914–923 (1988).
- [11] Hénault, F., “Conceptual design of a phase-shifting telescope-interferometer,” *Optics Communications* **261**, 34–42 (2006).
- [12] Tarmoul, N., Mourard, D., and Hénault, F., “Study of a new cophasing system for hypertelescopes,” *Proc. of SPIE* **7013** (2008).
- [13] Lofdahl, M. and Eriksson, H., “An algorithm for resolving 2π ambiguities in interferometric measurements by use of multiple wavelengths,” *Optical Engineering* **40**, 984–990 (2001).

Troisième partie

La Diversité de phase chromatique en pratique

Chapitre 5

Mise en œuvre pratique sur le banc SIRIUS

5.1 Description générale du banc

Le banc SIRIUS dans sa version cophasée est composé du densifieur de pupille à six ouvertures, du système imageur et du cophaser actif (voir Fig. 5.1).

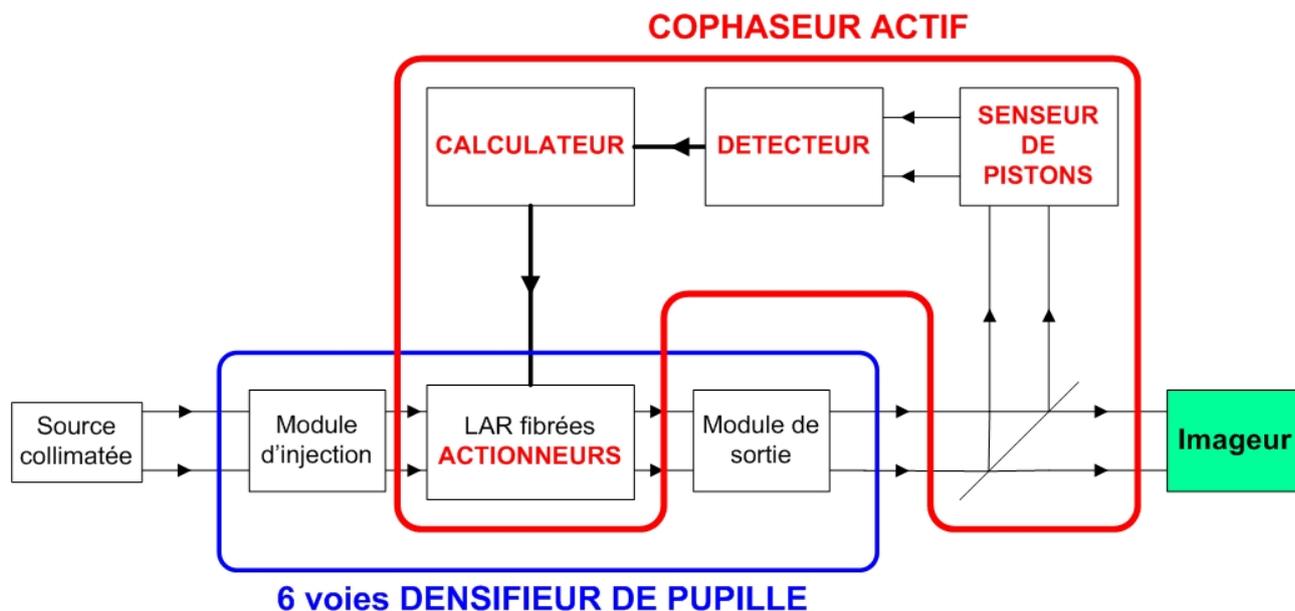


FIGURE 5.1 – Schéma bloc du banc SIRIUS.

Le densifieur de pupille est éclairé par une source collimatée simulant ainsi une étoile à l'infini. Après recombinaison le faisceau est séparé spectralement en deux voies :

- la voie *Science* est constitué d'un système imageur, elle sert à observer la figure d'interférence
- le cophaser actif : le *Senseur de pistons* est dédié à la fabrication des images multi-spectrales enregistrées par le détecteur, puis traitées par le calculateur. Celui-ci détermine au moyen de l'algorithme de Diversité de Phase Chromatique les corrections à apporter aux lignes à retard fibrées.

Celles-ci constituent les actionneurs permettant d'asservir en boucle fermée les longueurs de bras de l'interféromètre.

Le but du banc SIRIUS est de caractériser et de valider le potentiel de cophasage actif temps réel de la méthode de diversité de phase chromatique.

Le paragraphe suivant définit en détail le concept de chacun de ces sous-systèmes, le schéma optique simplifié à deux voies est représenté par la figure 5.2.

5.2 Concept et choix techniques des sous-systèmes du banc

5.2.1 Source

Dans le cadre de la validation de la Diversité de Phase Chromatique, les critères de choix de la source sont sa luminosité et son spectre. Le faisceau est divisé en quatre canaux spectraux : la voie Science et les trois voies du Senseur de pistons. Il est donc nécessaire que le profil d'intensité de la source utilisée soit uniforme sur tout son spectre utile.

Sur le banc SIRIUS, j'utilise une source blanche de la Société LEUKOS à large spectre, celui-ci s'étend de 400nm à plus de 1600nm comme le montre la Fig. 5.3 (graphe du haut, courbe rouge). L'étude de ce gabarit a permis de délimiter les deux bandes spectrales "Science" et "Senseur de pistons" : le canal spectral de 700nm au proche infrarouge est dédié à la voie *Science* et le spectre compris entre 500 et 700nm à la voie *Senseur de pistons*.

La source est dans un premier temps collimatée, au moyen d'une lentille achromatique, en un faisceau de 70mm de diamètre, celui-ci se propage jusqu'à la pupille d'entrée du densifieur décrit ci-après.

La mise en place initiale du banc et les alignements sont effectués en grande partie avec une diode laser à 633nm : le plan d'alignement et de test que j'ai établi ainsi que les logiciels de contrôle à distance et d'analyse sont présentés en annexe de ce manuscrit (sections 8.2 et 8.4).

5.2.2 Densifieur

Le principe de densification de SIRIUS consiste à augmenter la taille des faisceaux de la pupille d'entrée en conservant les positions respectives de chaque faisceau. Ce procédé a été détaillé sur la figure 1.10 (bas de la figure). la conception du densifieur a été étudiée et présentée par Fabien Patru [32] et [31].

Pour cela, le sous-système densifieur est divisé en trois étages : la pupille d'entrée, les fibres optiques servant également d'actuateurs et la pupille de sortie.

La pupille d'entrée

La configuration du densifieur est donnée par la figure 5.4.

Le diamètre des sous-ouvertures est de 2.7mm (échelle 1/3000 des *Unit Telescopes* du VLTI), la base minimale mesure 24.5mm et la base maximale 46.6mm.

Cette configuration a été choisie afin de généraliser l'application de la méthode de Diversité de Phase Chromatique à n'importe quelle configuration et afin d'optimiser la figure d'interférence. En effet, cette configuration, nommée "KEOPS 6", permet d'obtenir une fonction d'étalement de point symétrique et de concentrer son énergie dans le pic central [33].

Le faisceau collimaté de la source se propage jusqu'à la pupille d'entrée du densifieur. Celle-ci est constituée d'un diaphragme imposant la géométrie du réseau. Les six lentilles collectrices focalisent ensuite les faisceaux dans six fibres optiques.

Afin d'optimiser l'injection du faisceau dans chaque fibre, les paramètres dimensionnels des lentilles sont contraints par l'ouverture numérique ON des fibres tout en ayant un diamètre utile minimum D_1 de 2.7mm. Connaissant la valeur de l'ouverture numérique (Voir Table 5.2), la distance focale f_1 des lentilles est définie grâce à l'équation suivante :

$$f_1 = \frac{D_1}{2 \tan(\arcsin(ON))} \quad (5.1)$$

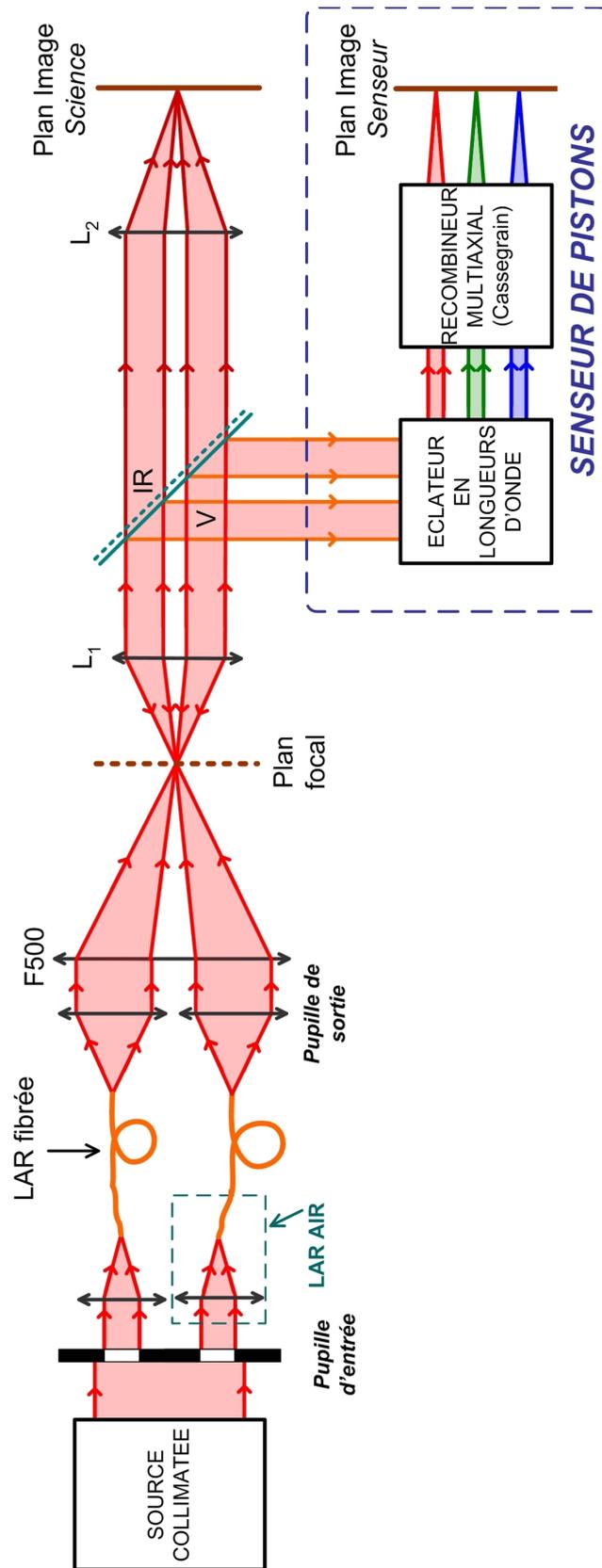
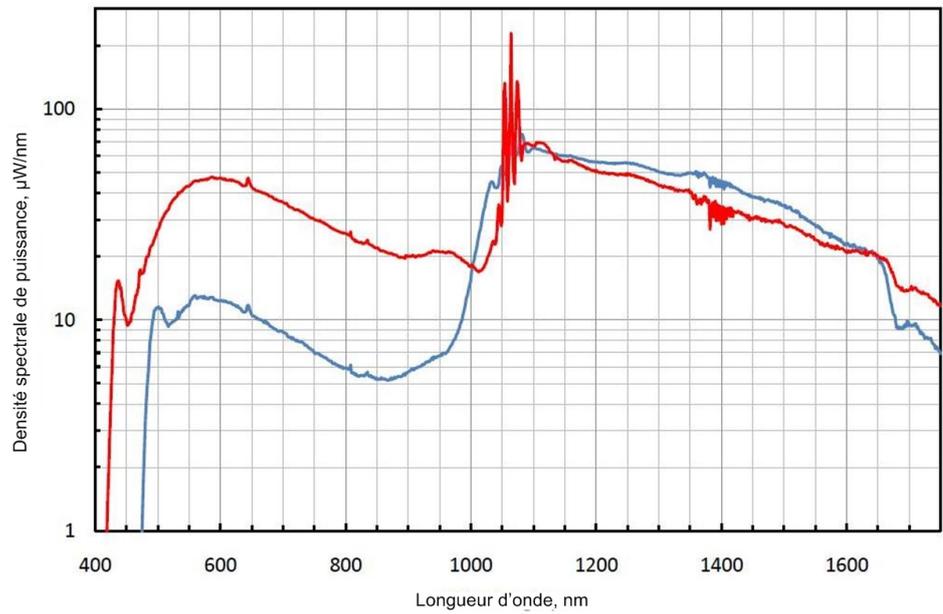


FIGURE 5.2 – Schéma optique de SIRIUS.

Spectre du fabricant



Spectre mesuré à l'OCA

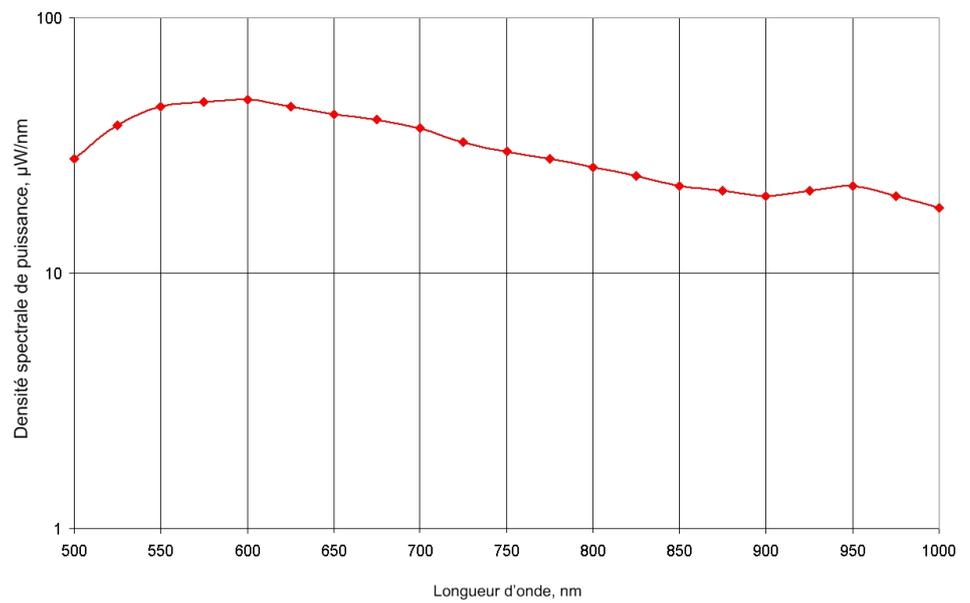


FIGURE 5.3 – Gabarits de la source LEUKOS utilisée sur le banc SIRIUS. En haut : spectre du fabricant (courbe rouge), en bas : spectre obtenu en laboratoire avec un analyseur de spectre fonctionnant dans la gamme 500nm-1000nm.

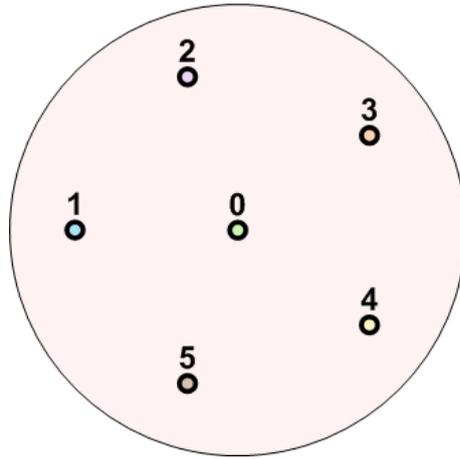


FIGURE 5.4 – Configuration de la pupille d’entrée de SIRIUS.

Soit f_1 de l’ordre de 8.3mm. Ces lentilles sont choisies achromatiques afin d’éviter toute aberration due au large spectre de la source.

Les lentilles sont encastrées dans un barillet en aluminium, les mandrins des fibres optiques sont montés sur des bras translatables au moyen de modules de translations piézo-électriques, dans les trois directions afin d’aligner les têtes de fibres aux lentilles (translations (x,y)) et la distance focale (translation en z). Les réglages et alignements sont détaillés en annexe (section 8.2). Pour chaque voie, l’ensemble lentille d’injection et la fibre optique correspondante constitue une ligne à retard dans l’air, ce dispositif est détaillé dans le paragraphe consacré aux lignes à retard fibrées.

En amont des lentilles d’injection, un diaphragme, imposant la géométrie du réseau, est aligné avec les lentilles et définit la pupille d’entrée.

Afin d’observer les taches de diffraction de chaque sous-pupille ou les franges d’interférence des paires de faisceaux et de l’ensemble de la pupille, un masque photométrique se translate suivant la direction x au moyen d’un moteur indexé à 13 positions répertoriées par la table 5.1.

Position	Ouverture(s) illuminée(s)
1	Aucune
2	Toutes
3	0
4	1
5	2
6	3
7	4
8	5
9	0+1
10	0+2
11	0+3
12	0+4
13	0+5

TABLE 5.1 – Voie(s) illuminée(s) suivant la position du moteur.

La figure 5.5 illustre la paramétrage de deux positions du moteur. Etant donnée le nombre de sous-pupilles et les contraintes de translation du moteur, seules ces 13 positions ont été spécifiées. Les autres combinaisons d'ouvertures sont accessibles en masquant manuellement les ouvertures du diaphragme que l'on ne souhaite pas voir interférer.

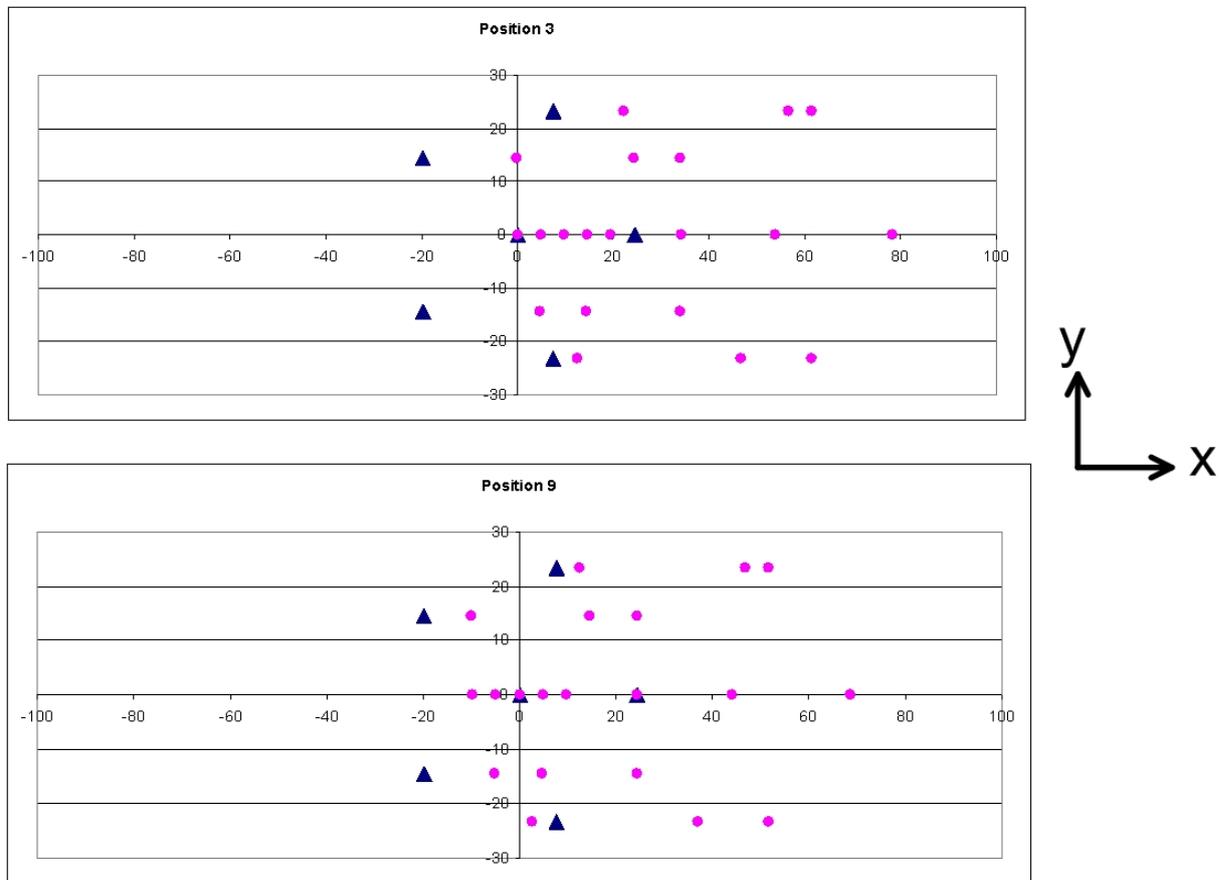


FIGURE 5.5 – Les points roses représentent les trous du masque photométrique mobile, les triangles bleus représentent la pupille d'entrée fixe. 13 positions du moteur sont indexées et son contrôle à distance permet de faire coïncider la ou les voies que l'on souhaite active(s) avec le diaphragme d'entrée. Ces 13 positions correspondent à : toutes les voies illuminées en même temps, aucune voie illuminée, les bases composées de l'ouverture 0 et de chacune des autres ouvertures. En haut : seule l'ouverture 0 est illuminée, en bas : la base 0-1 est illuminée.

Sur la photographie de la figure 5.6, le module d'injection complet est visible. Un zoom permet de voir les lentilles d'injection et les têtes de fibres optiques.

Les lignes à retard fibrées

Lors de la thèse de Fabien Patru, j'ai contribué à la caractérisation des lignes à retard fibrées du projet SIRIUS pendant mon stage de Master Recherche au laboratoire XLim. Le but était de livrer un jeu de 9 lignes à retards fibrées permettant le transport cohérent en polarisation.

La table 5.2 indique les caractéristiques techniques des fibres optiques utilisées.

Dans la suite du développement de SIRIUS, j'ai utilisé les mêmes lignes à retard fibrées, je décris ici leurs intérêts et leur principe de fonctionnement.

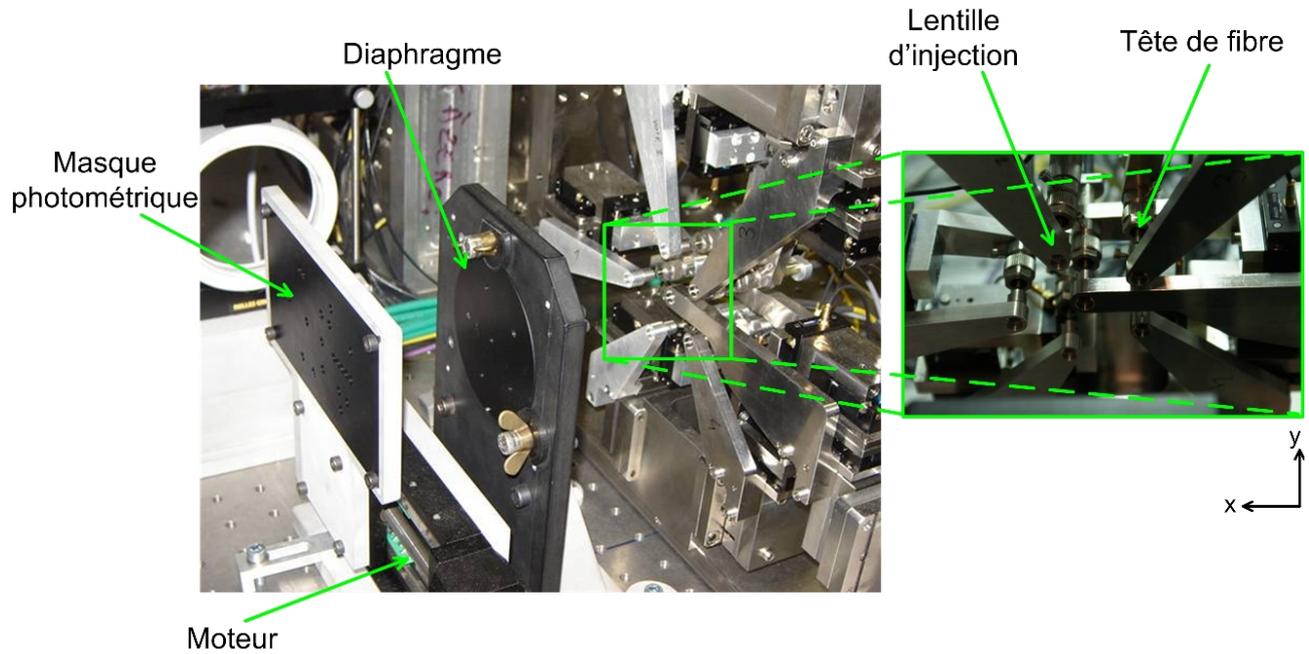


FIGURE 5.6 – Photo du masque photométrique et du module d'injection.

Fibre optique monomode (HP600)	Données
Type	Bow-tie
Longueur d'onde nominale	$633nm$
Longueur d'onde de coupure	$550nm \pm 50$
Fréquence réduite	2.68
Ouverture numérique	0.14 – 0.18
Matériau du coeur	Silice
Diamètre du coeur	$3.2\mu m$
Diamètre de la gaine	$125\mu m$

TABLE 5.2 – Caractéristiques des fibres optiques unimodales à maintien de polarisation de SIRIUS.

L'intérêt d'utiliser des fibres optiques pour le transport des faisceaux et la fonction de densification est multiple :

- les fibres optiques permettent d'isoler la pupille d'entrée de la pupille de sortie : l'alignement en entrée permet de minimiser la photométrie différentielle des voies ; l'alignement en sortie optimise la collimation des lentilles de densification,
- elles ont une fonction de filtre spatial : le front d'onde en sortie est nettoyé de toute aberration et seul le piston différentiel est à corriger,
- elles permettent de maîtriser les phénomènes de dispersion différentielle existants dans les bras de l'instrument,
- elles sont utilisées comme actionneurs pour le cophasage actif des faisceaux,
- étant flexibles et peu encombrantes, les fibres optiques sont parfaitement adaptées aux interféromètres à grand nombre d'ouvertures afin de simplifier le concept et l'intégration du système optique.

Deux paramètres essentiels en interférométrie optique sont la dispersion différentielle entre les bras et l'état de polarisation des champs interférents. S'ils ne sont pas contrôlés, tous deux contribuent à dégrader la figure d'interférence.

La dispersion différentielle est minimisée en équilibrant la longueur des bras en l'occurrence grâce aux lignes à retards fibrées sur SIRIUS. Celles-ci ont été équilibrées en dispersion pendant la thèse de Fabien Patru en utilisant la méthode des spectres cannelés [30].

Des lignes à retards dans l'air permettent d'avoir un degré de liberté supplémentaire afin de compenser la différence de marche optique introduite par l'équilibrage en dispersion des fibres, la dispersion de l'air étant négligeable par rapport à celle d'une fibre optique. Leur principe de fonctionnement est simple : l'ensemble {lentille d'injection + entrée de fibre optique} est translaté suivant la direction de l'axe z afin d'ajuster la longueur du trajet optique du bras correspondant. Ces lignes à retards sont utilisées principalement pendant la phase de réglage du banc et l'étape de détection des franges d'interférences (Voir le plan de test en annexe, section 8.2).

Chaque faisceau doit avoir le même état de polarisation afin d'obtenir un mélange interférométrique cohérent. Dans le cas contraire, le contraste de la figure d'interférence est dégradé.

Pour contrôler ce paramètre, les fibres utilisées sur SIRIUS sont unimodales à maintien de polarisation (type Bow Tie).

La figure 5.7 présente le système ligne à retard fibrée. Chaque fibre mesure 12m de long, 4m sont enroulés et collés autour de 4 cylindres, 3m sont enroulés autour d'une céramique piezo-électrique, la longueur restante est gainée et munies de connecteurs différents à chaque extrémité : en entrée un mandrin associé d'un méplat permet de contrôler l'alignement des axes de polarisation ; en sortie un connecteur FC/PC classique.

Deux dispositifs permettent d'ajuster la longueur des fibres à deux ordres de grandeurs différents :

- une vis micrométrique permet d'agir sur un bras de levier sur une course de $\pm 2.5\text{mm}$, par pas de $10\mu\text{m} \pm 1\mu\text{m}$ soit $50\mu\text{m} \pm 5\mu\text{m}$ en équivalent chemin d'air.
- la céramique piezo-électrique se dilate ou se rétracte sous l'action d'une tension triangulaire, permettant d'ajuster la longueur de la fibre sur une course de $100\mu\text{m}$ par pas de 40nm pour un réglage de la figure d'interférence à la frange près.

Initialement, après équilibrage des fibres en dispersion, la différence de marche est optimisée par les lignes à retard dans l'air par pas de $10\mu\text{m}$ afin de détecter les franges d'interférences. Dans un second temps, le contraste et le cophasage sont ajustés à 40nm près (soit à mieux que $\lambda/10$ dans le visible) grâce à la céramique piézo-électrique.

L'asservissement de la longueur des bras consiste à déterminer, à partir des pistons extraits, la tension de type rampe à appliquer à la céramique piézo-électrique, à une fréquence de 10kHz .

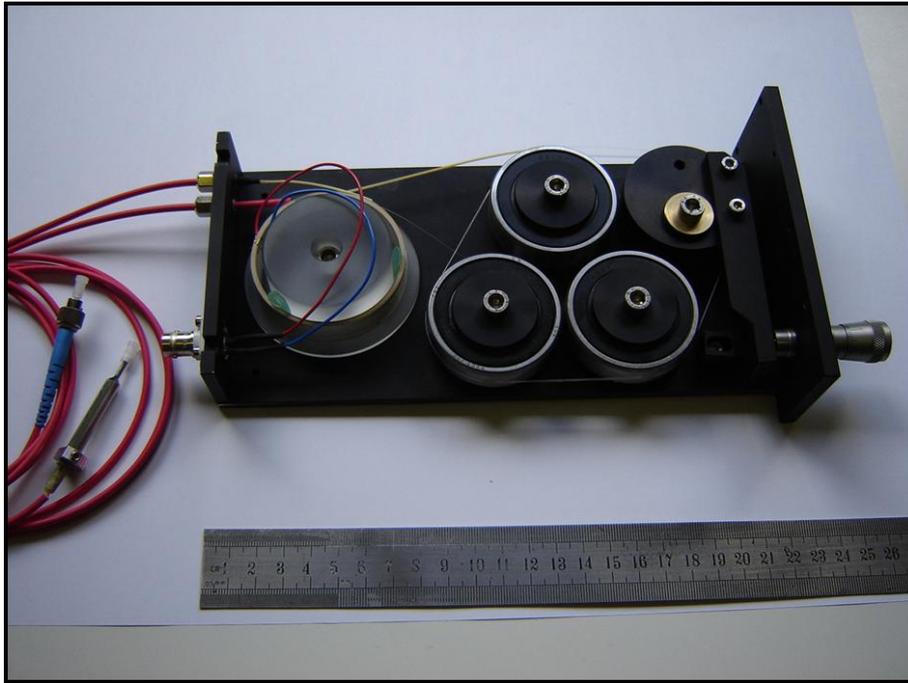


FIGURE 5.7 – Ligne à retard fibrée fabriquée par le laboratoire Xlim et la Société LEUKOS.

La pupille de sortie

En sortie de fibres, les faisceaux sont collimatés par des lentilles, de distance focale f_2 , pour assurer la fonction de densification. Les faisceaux issus de cette pupille densifiée sont recombinés par la lentille F500 au foyer de l'interféromètre.

Les caractéristiques du module de sortie sont choisies de façon à optimiser la densification de la pupille d'entrée. Le champ en sortie de fibre étant à distribution gaussienne, il est donc nécessaire de le diaphragmer pour obtenir une pupille de sortie uniforme.

D'après des simulations numériques réalisées par Fabien Patru [33], la largeur optimale du diaphragme, encerclant 72% de l'énergie en sortie de fibre, est de l'ordre de $1.1w_0$: w_0 étant la largeur à $1/e$ de la distribution gaussienne d'intensité en sortie de fibre telle que :

$$w_0 = a \cdot \left(0.65 + \frac{1.619}{V^{3/2}} + \frac{2.879}{V^6} \right) \quad (5.2)$$

a étant le rayon du coeur de la fibre et V sa fréquence de coupure normalisée définie par l'éq. 5.3 :

$$V = 2 \cdot \pi \cdot ON \cdot a / \lambda \quad (5.3)$$

Sachant qu'au niveau des lentilles de densification, c'est-à-dire à une distance f_2 des fibres, la largeur à $1/e$ de la distribution d'intensité du champ $w(f_2)$ vaut :

$$w(f_2) = w_0 \left(1 + \left(\frac{\lambda \cdot f_2}{\pi \cdot w_0^2} \right)^2 \right)^{1/2} \quad (5.4)$$

le rayon utile optimal des lentilles de densification vaut $R_2 = 1.1 \cdot w(f_2)$ et peut être calculé avec les données de la table 5.3.

En fonction du taux de densification $\gamma = \frac{R_2}{R_1}$ souhaité (avec R_1 le rayon d'une ouverture de la pupille d'entrée), il est possible de déterminer la distance focale optimale en sortie f_2 correspondante.

Dans le cas d'une densification maximale, $R_{2max}=21\text{mm}$ soit $\gamma_{max} \approx 15.5$, $f_2 \approx 80\text{mm}$.

Afin d'éviter le recouvrement des pics de fréquences utiles à l'application de la Diversité de Phase Chromatique et pour des raisons conceptuelles détaillées ci-après, le taux de densification est limité à 40%, soit $R_2=8.4\text{mm}$ d'où $\gamma \approx 6.2$ et $f_2 \approx 30\text{mm}$.

Les voies *Science* et *Senseur de pistons* sont distinctes. Pour éviter le recouvrement des pics dans le plan des fréquences (*cf.* le paragraphe 4.1.1 : "Taux de densification de la pupille"), les taux de densification des pupilles de chaque voie peut être choisi différent.

Initialement nous avons conçu le banc avec un taux de densification maximale pour la voie science et une densification partielle pour la voie senseur. Plusieurs concepts étaient alors envisagés, considérant une densification maximale en sortie des fibres :

- 1) En amont des lentilles de densification : couder une partie des six faisceaux au moyen de lames séparatrices et les rediriger vers la voie *Senseur de pistons*. La partie non déviée des faisceaux étant densifiée au maximum se propage en direction de l'imageur Science.
- 2) En aval des lentilles de densification : dédensifier la pupille de la voie *Senseur de pistons* au moyen soit d'un diaphragme réduisant la taille des faisceaux soit de six mini-lunettes afocales de Galilée.

La première option impose un système optique et une mise en place complexes, la deuxième est trop onéreuse pour notre projet si l'on souhaite ne pas altérer les états de phase.

Le but du banc optique étant de valider la Diversité de Phase Chromatique, nous avons opté pour une densification partielle en sortie des fibres sachant qu'avec des moyens supplémentaires d'autres solutions sont envisageables pour conserver la densification maximale en voie imagerie.

Deux jeux interchangeables de lentilles de densification (maximale et partielle) sont tout de même à disposition sur le banc afin de caractériser la configuration du densifieur et de valider la Diversité de Phase Chromatique sur des paires de télescopes.

La figure 5.8 présente le module de sortie. Tout comme les six bras en entrée, les sorties de fibres possèdent trois degrés de liberté en translation grâce aux platines piézo-électriques de précision micrométrique ayant une course totale de $\pm 2,5\text{mm}$.

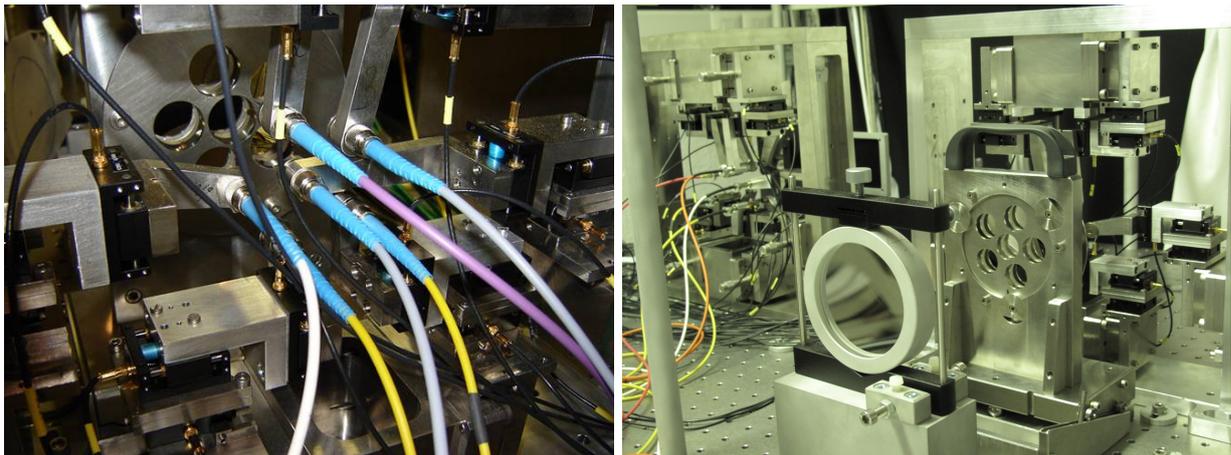


FIGURE 5.8 – Photos de la pupille de sortie du densifieur de pupille. A gauche : les 6 fibres optiques et les lentilles de densification maximale en arrière plan ; à droite, le point de vue opposé : les lentilles de densification maximale collimatent les six faisceaux, la figure d'interférence est au point focal de la lentille F500 située en premier plan.

5.2.3 Séparation des voies

A partir du plan focal de la lentille F500, la lentille L_1 recollimate le faisceau, composé des six faisceaux de la pupille de sortie, pour travailler en lumière parallèle sur les dichroïques.

L'ensemble composé de la lentille F500 et de la lentille L_1 compresse ainsi ce plan pupille en un faisceau de 12mm de diamètre. Celui-ci est divisé par une lame dichroïque : la partie 500-700nm du spectre de la source blanche est réfléchi vers la voie *Senseur de pistons* tandis que l'autre partie est transmise au système d'imagerie.

Les caractéristiques de la lame dichroïque (spectre réfléchi *vs.* spectre transmis) sont imposées par les spécifications du senseur de pistons discutées par la suite.

5.2.4 Voie *Science*

La voie *Science* est simplement constituée d'une lentille notée L_2 qui focalise le faisceau *Science* sur la caméra dédiée à l'imagerie.

Des filtres spectraux interchangeables permettent d'observer l'image avec une largeur spectrale allant de 10nm à 80nm.

La caméra a été spécifiée en fonction du spectre du faisceau *Science* et de l'échantillonnage nécessaire à l'observation de la figure d'interférence.

Connaissant les dimensions D_{max} et D_{min} de la pupille de sortie (Fig. 5.9) et l'étendue du spectre de la voie science, il est possible de spécifier le nombre de pixels nécessaires par élément de résolution (noté *resel*) d'une part et le nombre de pixels nécessaires pour contenir totalement le champ d'imagerie directe (noté *Direct Imaging Field* dans l'article [33]).

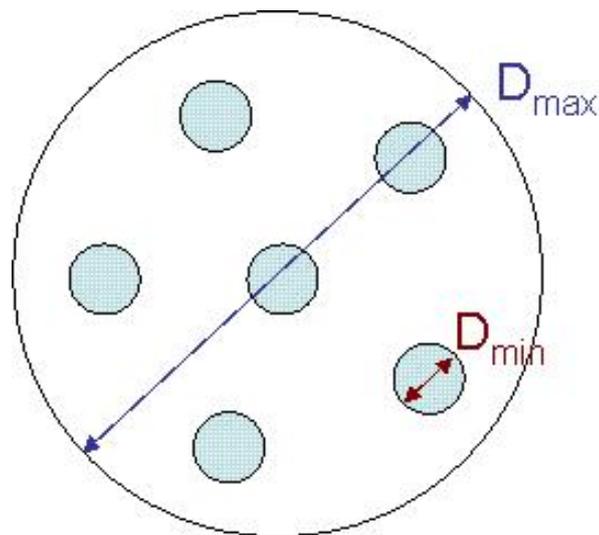


FIGURE 5.9 – Dimensions de la pupille de sortie : $D_{max}=70\text{mm}$, $D_{min}=8.4\text{mm}$.

Le champ d'imagerie direct, noté *DIF*, correspond à la taille de l'enveloppe de l'image, il est défini par le diamètre d'une sous-pupille D_{min} et par la limite supérieure du spectre λ_{max} (900nm) tel que :

$$DIF = \frac{\lambda_{max}}{D_{min}} \quad (5.5)$$

L'élément de résolution *resel* est défini par la base maximale D_{max} et la limite inférieure du spectre λ_{min} (700nm) tel que :

$$resel = \frac{\lambda_{min}}{D_{max}} \quad (5.6)$$

Ainsi le DIF est de l'ordre de $107\mu\text{rad}$, et un resel vaut $10\mu\text{rad}$; donc il y a 11 éléments de résolution dans le champ d'imagerie direct.

Or, je souhaite résoudre l'image à trois fois la fréquence d'échantillonnage de Shannon, soit 6 pixels par élément de résolution.

J'en ai conclu que le champ d'imagerie direct est contenu dans une matrice d'au moins 66 par 66 pixels. Afin de garantir une marge suffisante autour de cette matrice, j'ai considéré que le détecteur science devait posséder une matrice d'au minimum 150 par 150 pixels.

La voie Science sert à démontrer la stabilité du cophasage, par conséquent l'acquisition est continue et effectuée sur de longues poses : le choix du détecteur s'est porté sur un dispositif refroidi par effet Peltier.

Afin de discrétiser les niveaux d'intensité, il est nécessaire d'avoir une dynamique suffisante soit une caméra 12bits.

Toutes ces spécifications nous ont permis de converger vers la caméra Kappa DX4C-285 dont la fiche technique est en annexe (section 8.3).

Afin de limiter les perturbations dues au refroidissement de la caméra, la matrice CCD de celle-ci est isolée par un baffle comme montrée par la Fig. 5.10.

Malgré l'utilisation d'un déshumidificateur d'air dans le laboratoire, des gouttes d'eau apparaissaient au départ sur la matrice CCD de la caméra rendant inexploitable l'observation et l'analyse des images. C'est pourquoi ce dispositif de baffle a permis également de limiter le volume d'air présent devant la matrice. Un sachet de matériau dessiccant garanti par ailleurs l'assèchement de ce volume d'air. Ces dispositifs ont permis d'empêcher les gouttes d'eau de se former.

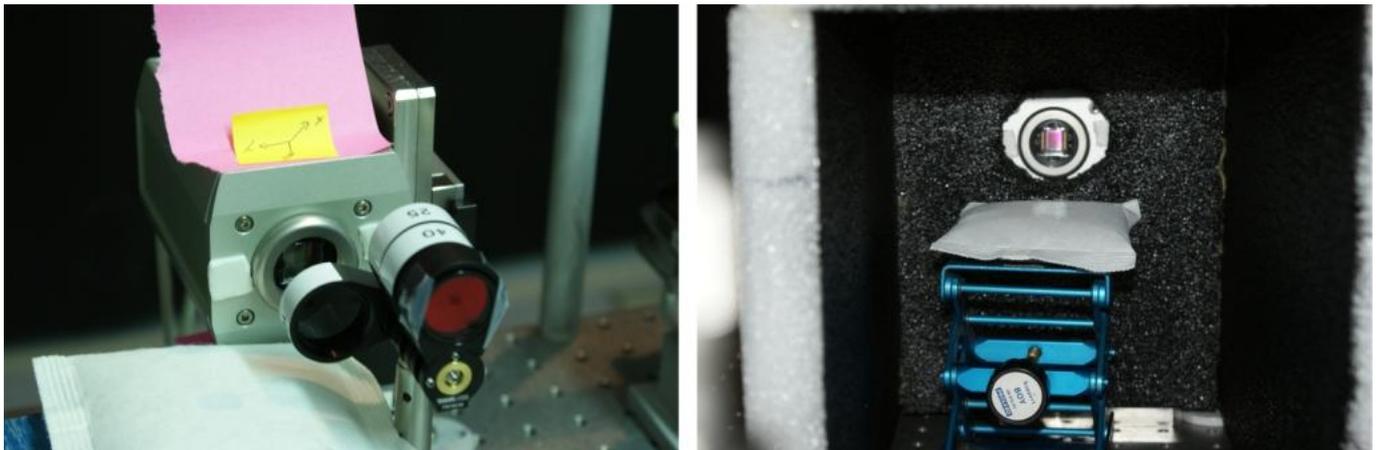


FIGURE 5.10 – Photo de la caméra Science Kappa DX4C-285 refroidie. A gauche : les filtres interférentiels interchangeables permettent de sélectionner la résolution spectrale d'observation; à droite : le baffle permettant d'isoler la caméra de son aération et de limiter le volume d'air devant la matrice.

5.2.5 Cophaseur actif

Le *Senseur de pistons* est le premier sous-système du cophaseur actif. Comme l'illustre la figure 5.2, il est constitué d'un éclateur en longueurs d'onde permettant d'obtenir trois canaux spectraux suivi d'un recombineur multi-axial associé à un système imageur formant les images spectrales sur le détecteur *Senseur de pistons*.

Une fois enregistrées ces images sont traitées par le calculateur qui détermine au moyen de l'algorithme de Diversité de Phase Chromatique les corrections à envoyer aux actionneurs.

Les paragraphes suivants détaillent le principe de chacun de ces sous-systèmes, les spécifications techniques sont présentées en annexes dans le document section 8.1.

Éclateur en longueurs d'onde

Comme indiqué dans le chapitre précédent, pour appliquer la méthode de Diversité de Phase Chromatique, il faut enregistrer au moins deux images spectrales. Le capteur du banc SIRIUS utilise trois images spectrales : la fonction de l'éclateur est, dans un premier temps, de créer les trois canaux spectraux.

Le faisceau réfléchi par la lame dichroïque D_1 , de 12mm de diamètre, est à nouveau divisé en trois canaux notés par la suite Rouge, Vert et Bleu pour plus de simplicité.

Les lames dichroïques D_2 et D_3 et les miroirs RFM and BFM sont spatialement positionnés aux coins d'un cube virtuel comme illustré sur la figure 5.11. Tous les diamètres utiles sont de 12mm, les dimensions D_{cx} et D_{cy} sont spécifiées en fonction du module recombineur soit $D_{cx}=60\text{mm}$ et $D_{cy}=30\text{mm}$.

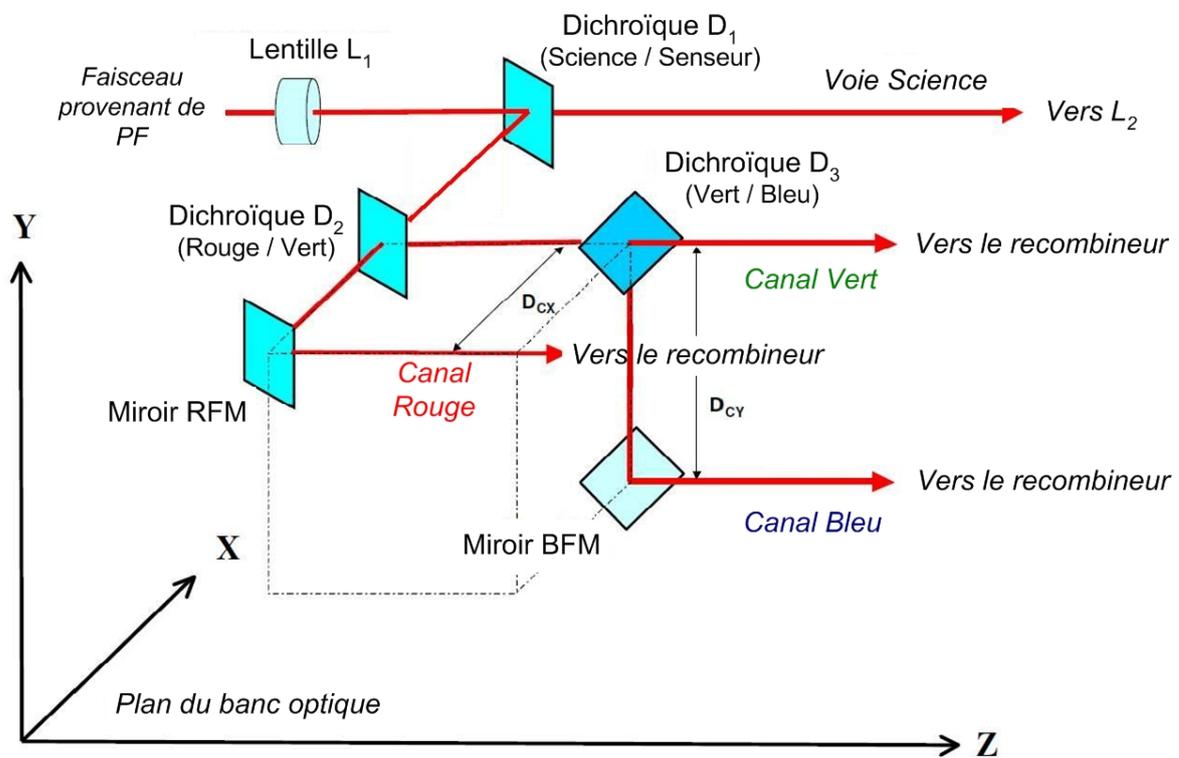


FIGURE 5.11 – Schéma de l'éclateur spectral.

Nous avons vu dans le paragraphe 4.1.2 que la dynamique de recherche des pistons dépend de la bande spectrale dédiée au capteur de pistons. Pour avoir accès à une dynamique de recherche la plus large possible (cf. §4.1.2), la bande spectrale infrarouge de la source est consacrée au capteur et la partie visible à la voie *Science*.

Cependant, spécifier un capteur de pistons utilisant l'infrarouge s'est révélé plus onéreux pour notre projet qu'un capteur de pistons utilisant le visible. Par conséquent, la lame dichroïque D_1 transmet la partie infrarouge du spectre de la source vers la voie *Science* et réfléchit le spectre visible vers la voie *Senseur de pistons*.

Les canaux spectraux spécifiés sur SIRIUS ont été déterminés selon la méthode décrite dans le chapitre

précédent. Le spectre visible est la bande dédiée au senseur, une résolution spectrale $\frac{\lambda}{\Delta\lambda}$ de l'ordre de 15 permet d'optimiser la dynamique de recherche des pistons et la quantité de photons dans chaque canal, avec λ la longueur d'onde centrale du canal et $\Delta\lambda$ sa largeur spectrale.

Initialement, les canaux spectraux spécifiés sont ceux du projet "SIRIUS sur le ciel" décrit dans le chapitre précédent soit des longueurs d'onde centrales de (550, 610, 670)nm, chaque canal ayant une largeur spectrale de 40nm.

L'optimisation des spécifications des dichroïques a donné lieu à plusieurs itérations avec le fabricant : la première proposition du fabricant consistait en des dichroïques passe-bande, cependant le montant du devis correspondant s'est avéré rédhibitoire. Une solution moins coûteuse, et donc plus facilement réalisable, a été de concevoir les canaux spectraux avec des dichroïques coupe-bande comme illustré par la figure 5.12.

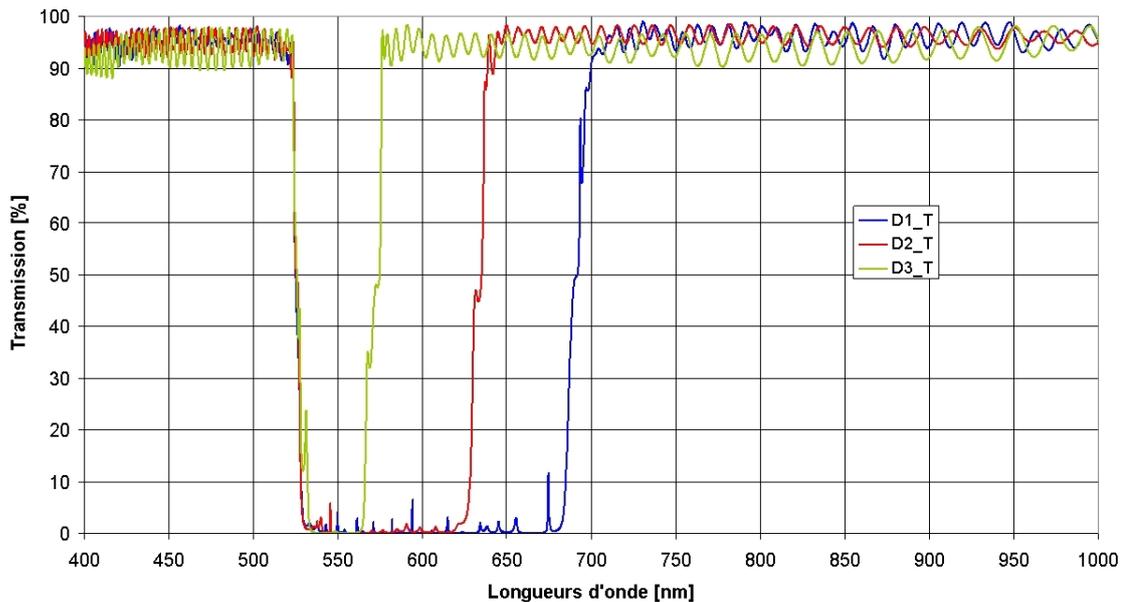


FIGURE 5.12 – Profils de transmission des trois dichroïques.

La table 5.1 donne les paramètres spectraux de chaque canal après fabrication des lames dichroïques et la figure 5.13 illustre les profils d'intensité des trois canaux.

Paramètres spectraux	Canal Rouge	Canal Vert	Canal Bleu
longueur d'onde centrale λ	665nm	600nm	550nm
largeur spectrale $\Delta\lambda$	60nm	60nm	40nm

TABLE 5.3 – Paramètres des trois canaux spectraux de la voie *Senseur de pistons* du banc SIRIUS.

Il s'avère que la largeur spectrale du canal bleu est plus étroite que celles des autres canaux, cela explique les différences d'intensité mesurés par la suite mais n'influe pas sur la détermination des pistons car le flux de la source est suffisant.

Ces profils calculés à partir des spécifications des lames dichroïques sont à comparer avec les profils des canaux effectivement observés que je présente dans la partie 6.

La photo de la figure 5.14 montre l'implémentation de l'éclateur sur le banc SIRIUS avec tous les éléments décrits précédemment.

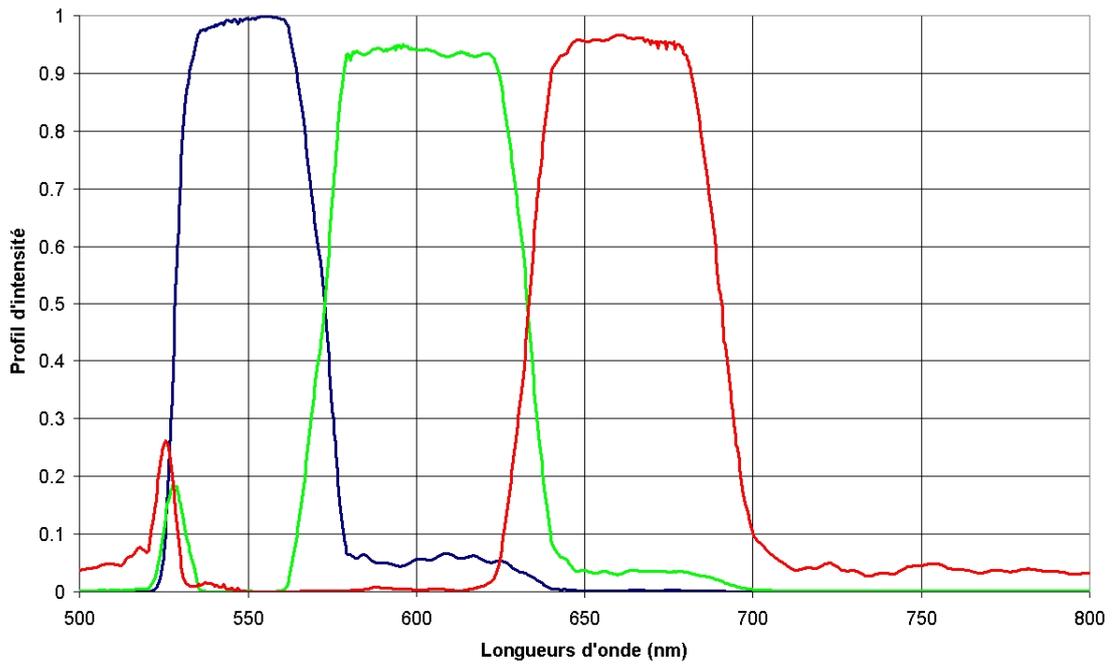


FIGURE 5.13 – Profils d'intensité normalisés des trois canaux donnés par le fournisseur des lames dichroïques.

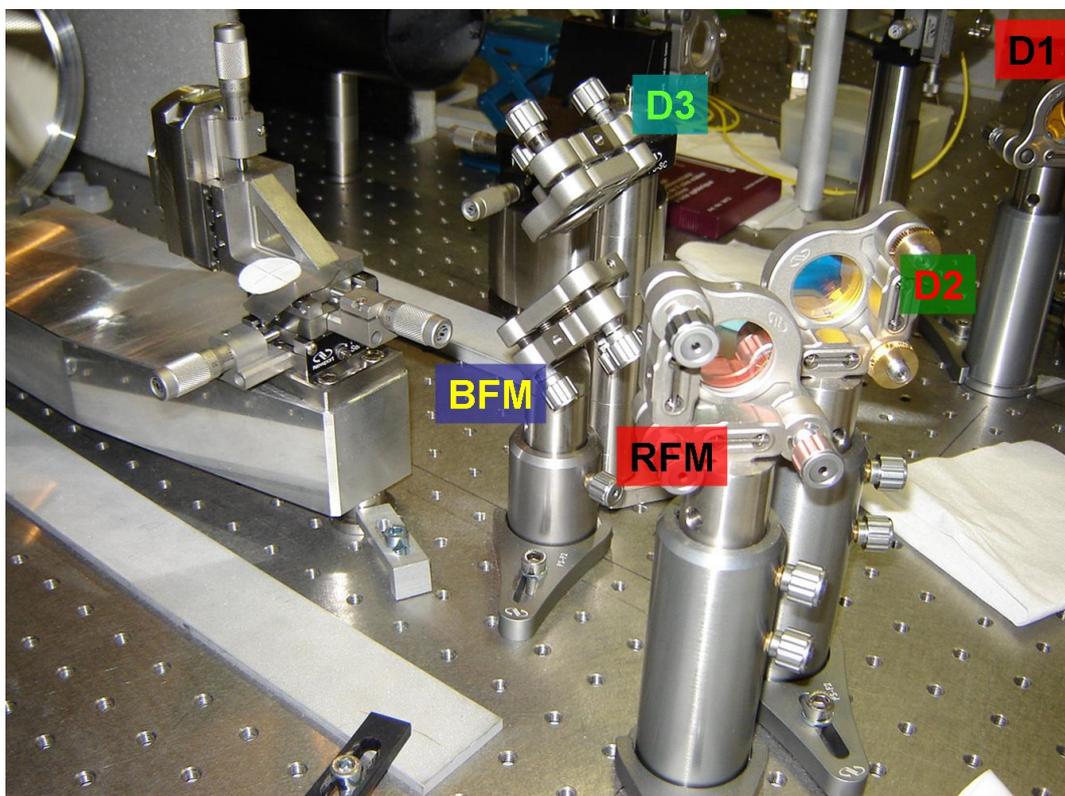


FIGURE 5.14 – Mise en œuvre pratique de l'éclateur en longueurs d'onde sur le banc SIRIUS.

Les canaux sont redirigés vers les miroirs M_1 et M_2 du recombineur multi-axial qui apparaissent en arrière plan de la photo.

La position suivant l'axe x et l'assiette de chaque élément optique sont réglables au moyen de montures adaptées. Cela permet de positionner les canaux spectraux sur le miroir primaire du recombineur. La photo de la figure 5.15 fait apparaître les trois faisceaux lors de l'alignement des éléments de l'éclateur.

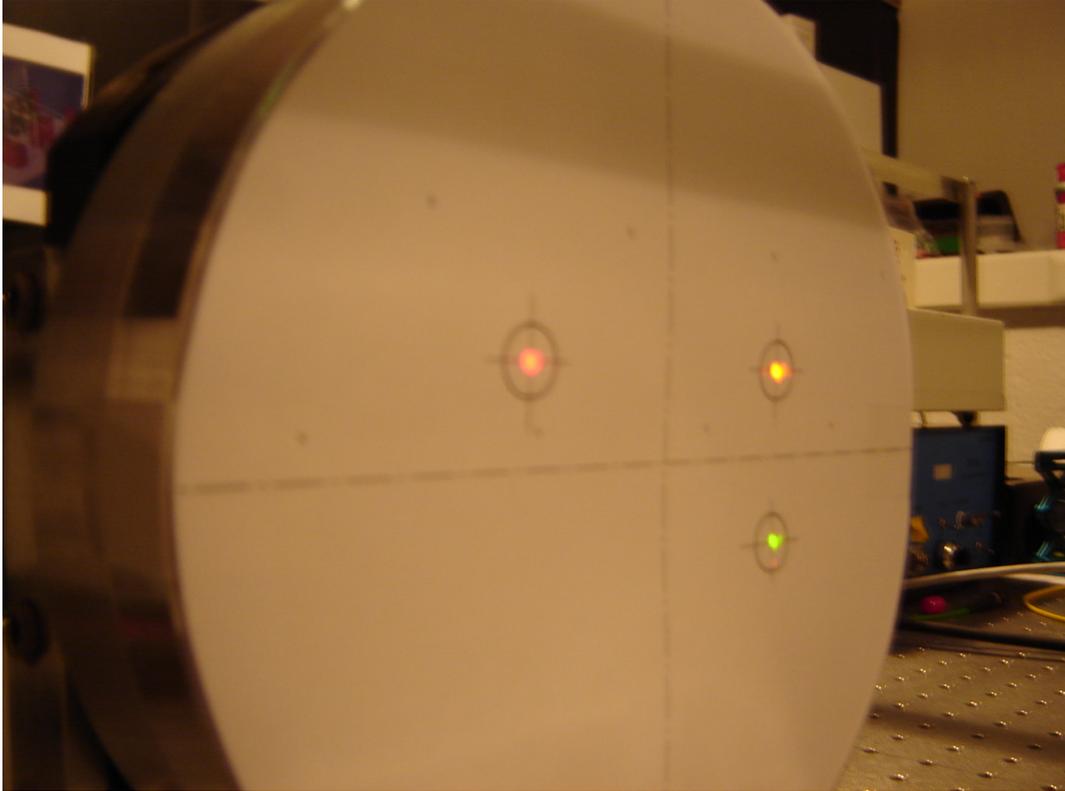


FIGURE 5.15 – Alignement des trois canaux spectraux sur le miroir primaire du télescope Cassegrain. En haut de gauche à droite : Canal Rouge, Canal Vert ; en bas : Canal Bleu.

Recombineur multi-axial

Le recombineur multi-axial (voir Fig. 5.16) récupère les faisceaux des canaux précédemment formés et les focalise dans le plan image P_1 .

Il s'agit d'un télescope Cassegrain constitué d'un miroir primaire parabolique M_1 et d'un miroir secondaire hyperbolique M_2 . Ce type de recombineur permet de limiter l'encombrement optique est de former les trois images sur la même caméra.

Pour faciliter l'intégration du détecteur, le plan image P_1 est déporté dans le plan P_2 au moyen d'une lentille de grandissement unitaire. Les trois canaux sont disposés dans trois quadrants du détecteur comme illustré sur le schéma de la figure 5.16.

La photo de la figure 5.17 montre la mise en œuvre pratique du télescope Cassegrain et du système imageur du *Senseur de pistons*. Il est initialement réglé au moyen d'un faisceau incident collimaté comme défini dans la fiche correspondante en annexe. Le télescope primaire possède un réglage suivant la direction de propagation du faisceau Z alors que le télescope secondaire possède les trois degrés de liberté (X, Y, Z). Les deux miroirs sont disposés sur un même support afin de conserver les réglages initiaux et d'assurer

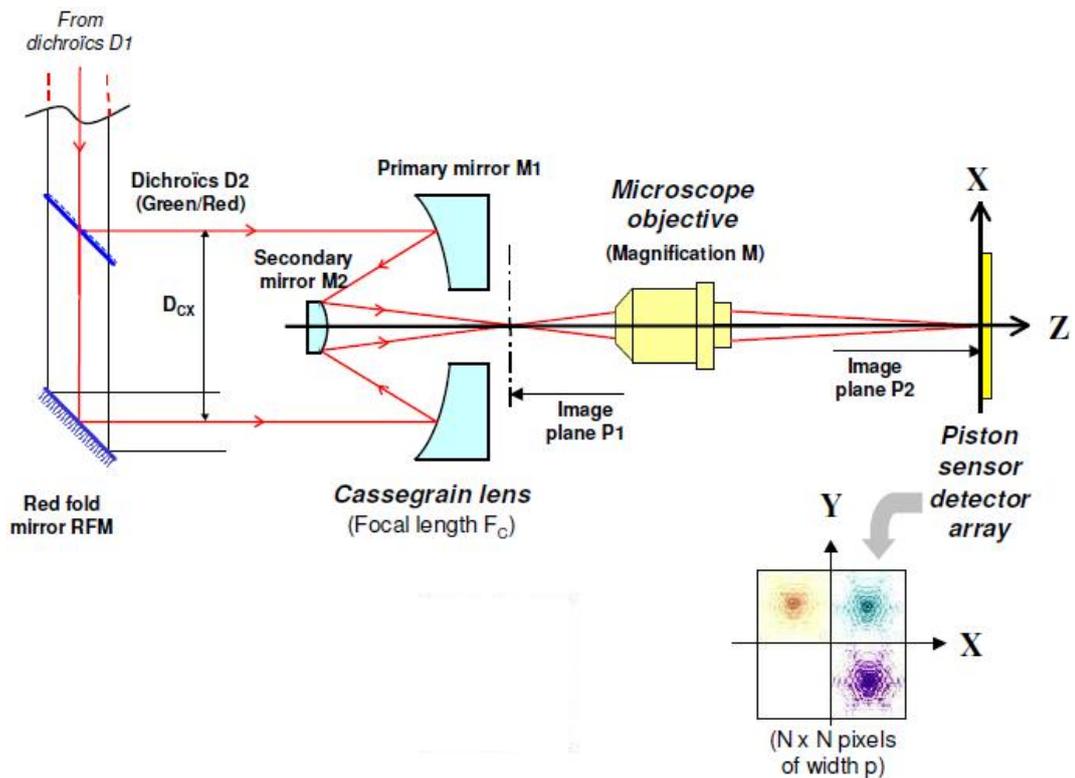


FIGURE 5.16 – Schéma de principe du recombineur multi-axial.

une stabilité du dispositif.

Imageur de la voie Senseur de pistons

Le détecteur de la voie *Senseur* est identique à celui de la voie *Science* mis à part le fait qu'il n'est pas doté du système de refroidissement.

La matrice CCD reçoit les trois images spectrales dans trois quadrants. L'échantillonnage des images est calculé de la même façon que celui de l'imageur *Science*, avec la même valeur pour D_{min} et D_{max} .

Pour le senseur de pistons, la limite supérieure du spectre est $\lambda_{max}=700\text{nm}$ et la limite inférieure du spectre est $\lambda_{min}=500\text{nm}$.

On en déduit grâce aux équations 5.5 et 5.6 que le champ d'imagerie direct vaut $84\mu\text{rad}$ et un resel vaut $7\mu\text{rad}$; donc le DIF vaut 12resels .

Si j'impose une fréquence d'échantillonnage trois fois plus élevée que la limite de Shannon, soit 6 pixels par élément de résolution alors le DIF est compris dans une matrice de 72 par 72 pixels.

Afin de conserver une marge d'alignement des faisceaux, je considère pour chaque image spectrale un champ de 90 par 90 pixels compris dans une matrice de 160 par 160 pixels.

Les détecteurs *Science* et *Senseur* sont dissociés car les caractéristiques d'observation et de traitement d'images sont différents : le détecteur *Science* sert à l'observation et à la caractérisation de la figure d'interférence sur des temps d'intégration longs; alors que le détecteur de la voie *Senseur* enregistre 10 images par seconde, le logiciel associé découpe les 3 images puis transmet ces données au ordinateur.

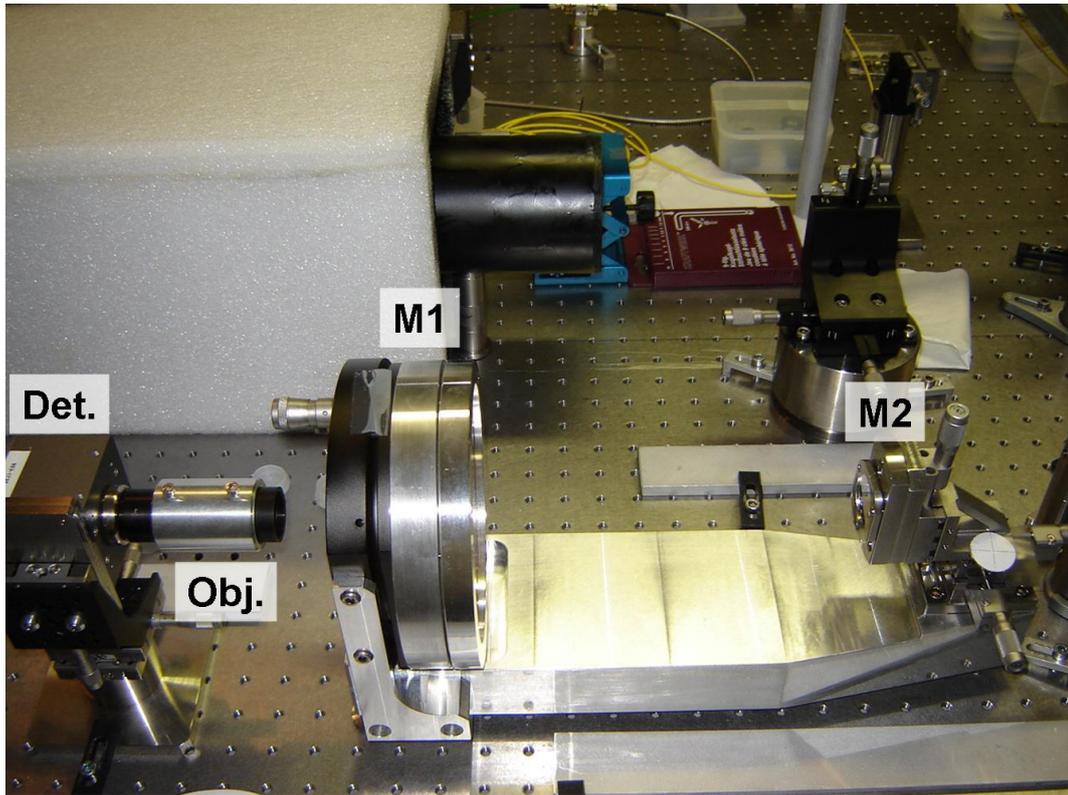


FIGURE 5.17 – Mise en œuvre pratique du recombineur multi-axial et de l'Imageur du Senseur de pistons.

Asservissement

Les images spectrales sont ensuite traitées par un ordinateur appliquant l'algorithme Diversité de Phase Chromatique codé en langage C. Les pistons extraits sont convertis en signal de commande à envoyer aux actuateurs. Sur le banc SIRIUS, ce sont les lignes à retard fibrées qui s'ajustent en longueur en fonction de la tension électrique qui leur est envoyée.

Le dispositif ligne à retard a été détaillé dans le paragraphe 5.2.2.

Le mode asservi peut être soit activé soit désactivé à partir de la salle de contrôle (voir logiciel en annexe, section 8.4).

5.3 *Article : Implementation of the Chromatic Phase Diversity method on the SIRIUS test bench*

L'article suivant présente l'étude préliminaire et l'implémentation à son stade initial du projet SIRIUS.

J'ai exposé cette étude au Colloque "Astronomical Instrumentation" organisée par la *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers* à San Diego en 2010.

Implementation of the Chromatic Phase Diversity method on the SIRIUS test bench: Results and performances of this cophasing method

Nassima Tarmoul, Denis Mourard, François Hénault, Jean-Michel Clause, Paul Girard, Aurélie Marcotto, Nicolas Mauclet, Alain Spang, Yves Rabbia, Alain Roussel

Laboratoire H. FIZEAU, UMR CNRS 6525
Université de Nice Sophia Antipolis
Observatoire de la Côte d'Azur
Avenue Copernic, 06130 Grasse, France

ABSTRACT

As for large interferometers, the crucial point to solve is the cophasing issue. Indeed, the cophasing device must be both efficient and independent of the number of telescopes allowing a large capture range and accurate piston measurements while being easy to implement. We developed such a cophasing method named the Chromatic Phase Diversity (CPD) method. Actually, using three spectral channels, the CPD method can determine the piston errors without ambiguity and on a range much larger than \pm half a wave. This method makes it possible to work whether in coherencing mode or in cophasing mode. We designed and implemented this method on the SIRIUS test bench¹ at the Observatoire de la Côte d'Azur, France. We present the instrument design, the results obtained with the CPD method. The performances such as the achieved capture range, the accuracy of the piston values extraction and the attainable magnitude are described and analyzed.

Keywords: Instrumentation: High Angular Resolution, Cophasing, Coherencing, Phase diversity, Hypertelescope, Interferometry

1. INTRODUCTION

The SIRIUS testbed¹ has been realized through the study of the hypertelescope principle² applied to the Very Large Telescope Interferometer (VLTI) at the Observatoire de la Côte d'Azur, France. Once done, the next step was obviously the design and implementation of an innovative cophasing device on the SIRIUS testbed. Actually, as for the future large arrays, the issue to deal with is, on the one hand, how to determine the more precisely, the more simply and in real time the optical path difference (also called pistons) of the interferometer arms, and on the other hand, how to apply, with the same constraints, the calculated corrections to get a stabilized image in the focal plane of the instrument. Indeed, the arrays are aimed to be composed of numerous telescopes that is to say with complex configurations to work with. In this framework, we developed a new cophasing method, the Chromatic Phase Diversity which allows either coherencing or cophasing an interferometer whatever the number of sub-apertures and the array configuration. We applied this method to the SIRIUS testbed which is described in Section 2, the implementation of the method is detailed in Section 3. We then present in Section 4 the experimentations and results obtained.

2. DESCRIPTION OF THE SIRIUS TESTBED

2.1 VLTI configuration

The first version of the SIRIUS testbed¹ was designed according to the VLTI configuration (scale 1:3000) in order to characterize the hypertelescope concept. The bloc diagram of the testbed is shown on Fig. 1.

Further author information: (Send correspondence to Nassima Tarmoul)
E-mail: Nassima.Tarmoul@obs-azur.fr, Telephone: +33 (0)4 93 40 53 70

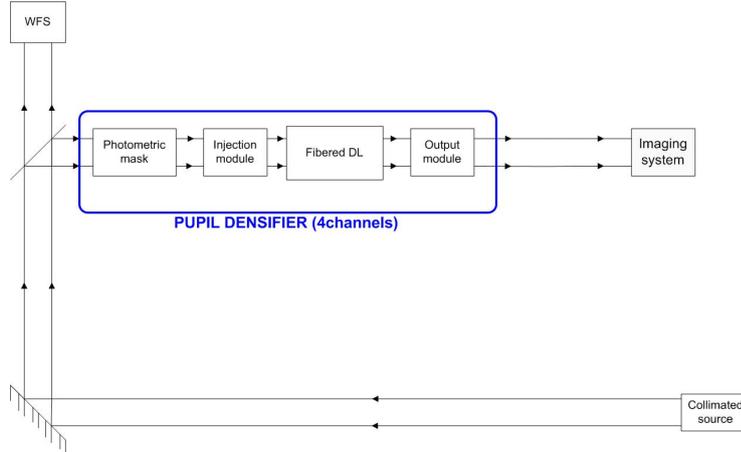


Figure 1. Former configuration of SIRIUS: it is composed of a collimated source: a monochromatic laser diode emitting at 637nm associated to a collimator so as to simulate a point source at the infinite. A beam splitter reflects half of the light to the entrance pupil of the interferometer (injection module). The transmitted half of the light is used to check the quality of the wavefront thanks to a wavefront sensor. Fibered delay lines convey the four beams to the output module realizing the pupil densification of the interferometer. The beams are recombined on the detector (imaging system).

2.2 Current configuration

The logical evolution of the SIRIUS testbed was to implement a cophasing device based on a method dedicated to future large arrays: *i.e.* composed of numerous telescopes, with long baseline and consequently complex technical systems. Indeed, the CPD method (See Subsec. 2.2.2) allows real time cophasing interferometers whatever the number of telescopes and whatever the array configuration. Moreover, we specified this method so that it should be easy to implement and compact by using fibered delay lines. Fig. 2 shows the bloc diagram of the current version of SIRIUS, each subsystem is detailed in Section 3.

2.2.1 Technical evolution of SIRIUS

To apply the Chromatic Phase Diversity method, the monochromatic source is replaced by a white source with a large spectrum (from 400nm up to 1100nm). The array configuration is now composed of six telescopes arranged as in Fig. 3 so that the densified pupil (exit pupil) is homogeneous. The photometric mask, remotely controlled, selects the wanted configuration (one sub-pupil, one baseline or all the sub-pupils at the same time). Each transmitted beam is then injected in a fibered delay line with an achromatic lens (left picture of Fig. 5), specified so as to be optimized with the numerical aperture of the fiber. The six fibered delay lines are used for both minimizing the differential optical effects between the arms: chromatic dispersion and optical path. Thanks to their spatial filtering effect, only the differential piston aberration is to be corrected. The crucial point in the new SIRIUS testbed is that we use the fibers as actuators to servo control the optical path difference: each fiber is wound around a piezo-electric drum, depending on the voltage received the drum dilates or relaxes adjusting the fiber optical length. Obviously, before being corrected, the OPD has to be determined: this step is implemented in the Piston Sensor subsystem. Just before the latter, the white source spectrum is divided into two parts: the wavelengths between 500nm and 700nm are dedicated to the active cophasing system and the wavelengths greater than 700nm are used for the science signal. Notice that the science detector is equipped with interchangeable filters (bandwidths of: 10nm, 40nm and 80nm with central wavelength of 730nm). The piston sensor is followed by a detector which transmits the signal to a calculator. The CPD algorithm is implemented in this computer and then extracts the differential piston errors. These errors are then converted into a voltage sent to the actuators to correct the OPD in real time.

2.2.2 Chromatic Phase Diversity method

In order to cophase the SIRIUS testbench we developed a method, named Chromatic Phase Diversity (CPD), derived from the dispersed speckle method³ associated with a modified version of Löfdahl⁴'s algorithm. The

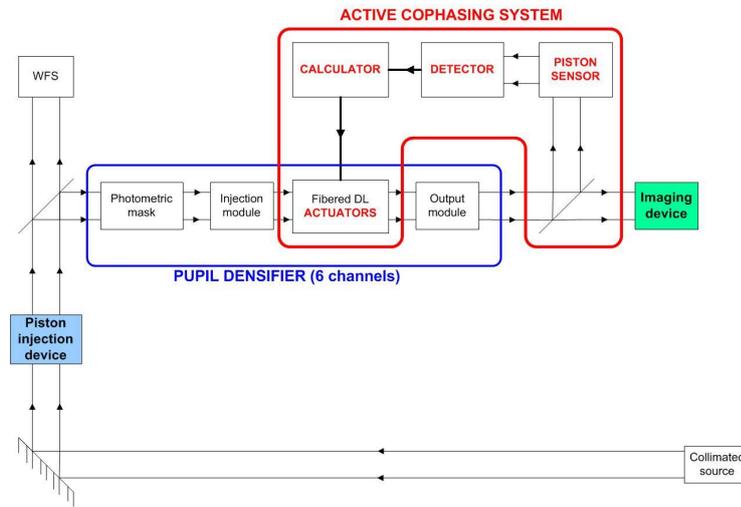


Figure 2. Current configuration of SIRIUS: first, a white source associated to a collimator simulates a point source at the infinite. A beam splitter reflects half of the light to the entrance pupil of the interferometer (injection module). The transmitted half of the light is used to check the quality of the wavefront thanks to a wavefront sensor. Fibered delay lines convey the four beams to the output module realizing the pupil densification of the interferometer. The science beams ($>700\text{nm}$) are recombined on the detector (imaging device) whereas the part of the spectrum $<700\text{nm}$ is directed towards the piston sensor. The piston errors are then extracted and a corresponding correction is applied to the fibered delay lines to close the servo loop.

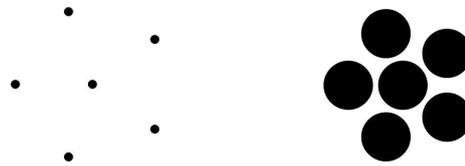


Figure 3. Array configuration of the new version of the SIRIUS testbed: composed of six telescopes at the same scale as the previous version (maximum baseline of 140m , minimum baseline of 73.6m). On the left: entrance pupil, on the right: densified pupil at the exit of the fibered delay lines.

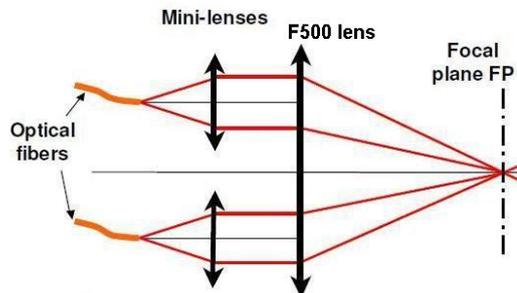


Figure 4. Design of the pupil densifier: at the exit of the fibers (here only two upon six are represented), the beams are collimated thanks to the densification lenses creating the densified pupil as shown on the right of Fig. 3. Observing a point source, the point spread function is obtained in the focal plane FP thanks to the "F500 lens".

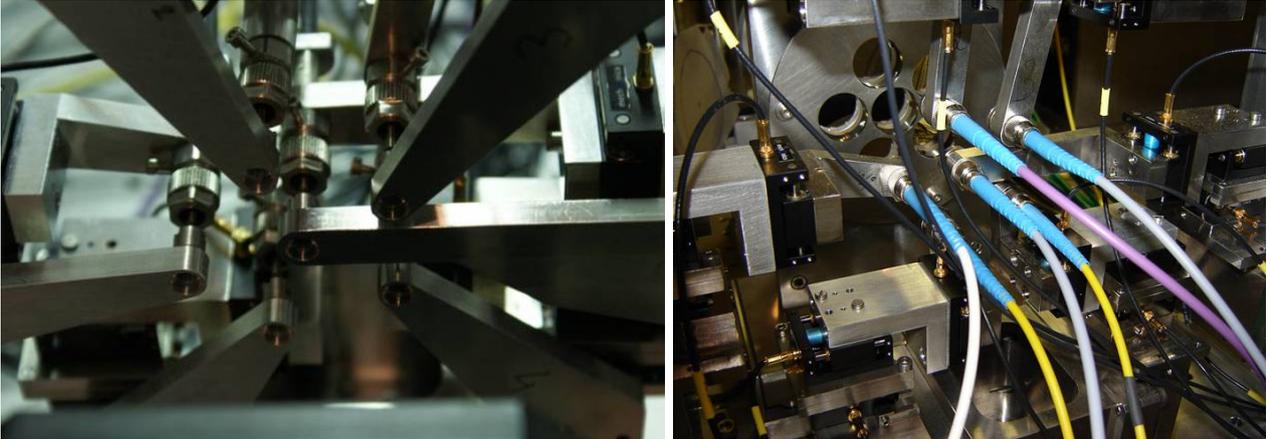


Figure 5. Pictures of the pupil densifier. On the left: the injection module: the six beams are injected in the fibered delay lines thanks to small lenses. On the right: the output module on which the fibers are connected regarding the initial array configuration, the densification lenses can be seen in the background.

	Red channel	Green channel	Blue channel
λ	665nm	600nm	550nm
$\delta\lambda$	60nm	60nm	40nm

Table 1. Spectral parameters of the SIRIUS testbed.

principle of the CPD method consists in recording three focal images at three *a priori* chosen wavelengths ($\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$), so we get $I(x,y)_{\lambda_1}$, $I(x,y)_{\lambda_2}$ and $I(x,y)_{\lambda_3}$. Thus, the phase information, and by implication the differential piston values, are encoded in wavelength. The point is to extract the needed phase information at each wavelength after a two-dimensional Fourier Transformation step. Afterwards, using a minimization step, it is possible to retrieve the optical path difference of each arm. Fig. 6 details the steps of the CPD method.

As for the SIRIUS testbed, the wavefront is filtered by the fibered delay lines, therefore only the piston errors are to be estimated and corrected. Thanks to the CPD method, it is possible to retrieve pistons errors over a capture range of several wavelengths depending on the spectral parameters (wavelengths, spectral bandwidth).

3. IMPLEMENTATION OF THE CPD METHOD ON THE SIRIUS TESTBED

In this section we develop the concept of the active cophasing system also referred as the *Piston Sensor Subsystem* (PSS).

3.1 Concept

Fig. 7 details the path of the light coming from the pupil densifier: it is separated into two path thanks to D1: the *Science Channel* and the *Piston Sensor Subsystem*. The dichroic D1 reflects the part of the light with a wavelength $< 700\text{nm}$ towards the PSS. In order to apply the CPD method, we need to register three images corresponding to three spectral channels. The *Piston Sensor Subsystem* is therefore composed of a *Wavelength Separation Unit* (WSU), which creates the three spectral channels, and a *Multiaxial Combination Unit* (MCU), which aims at positioning the channels at three corner of the detector as shown on Fig. 8

The WSU and the MCU are detailed hereafter.

3.1.1 Wavelength Separation Unit

As for the SIRIUS testbed, the three spectral parameters are as in Table 1. According to these values, we determined that we are able to determine piston errors included in the range $[-7\mu\text{m}, +7\mu\text{m}]$ without ambiguity, that is to say approximately 11 times the average wavelength.

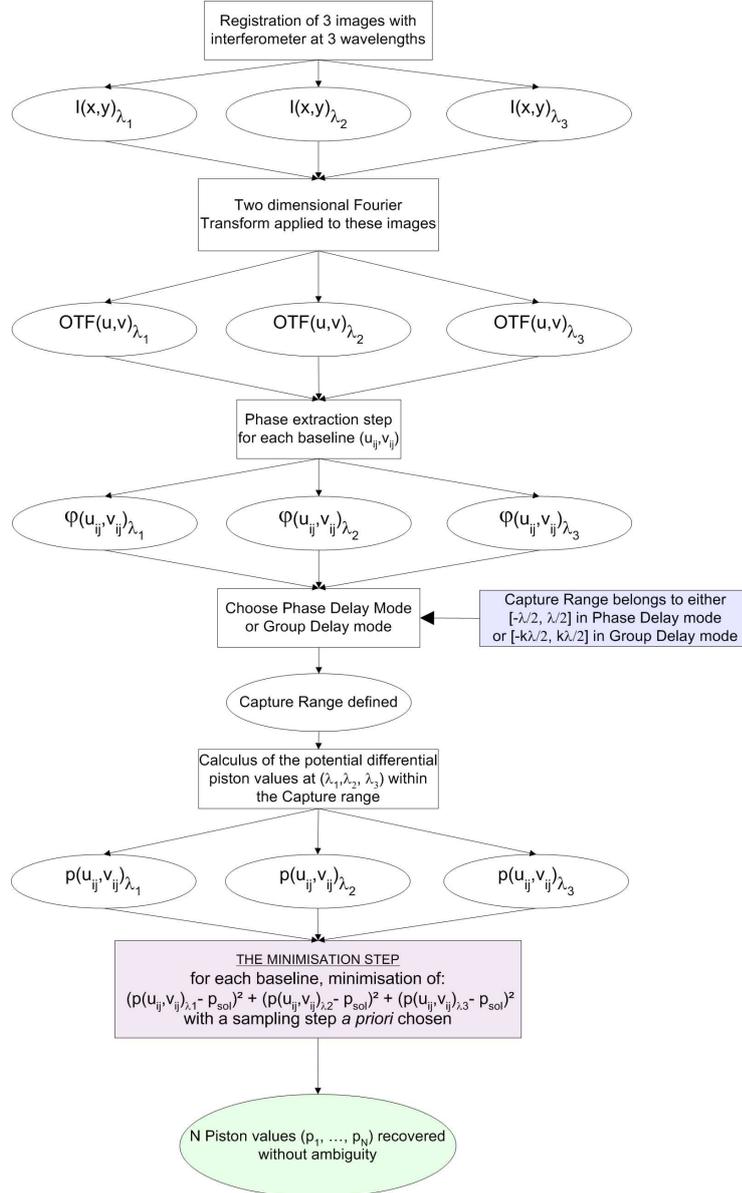


Figure 6. General steps of the Chromatic Phase Diversity method

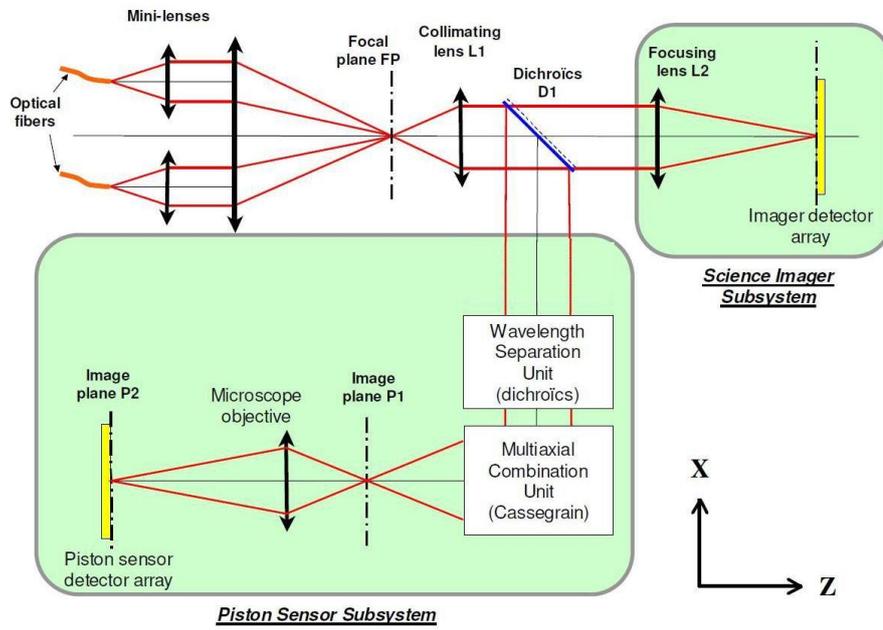


Figure 7. Science channel and Piston Sensor Subsystem.

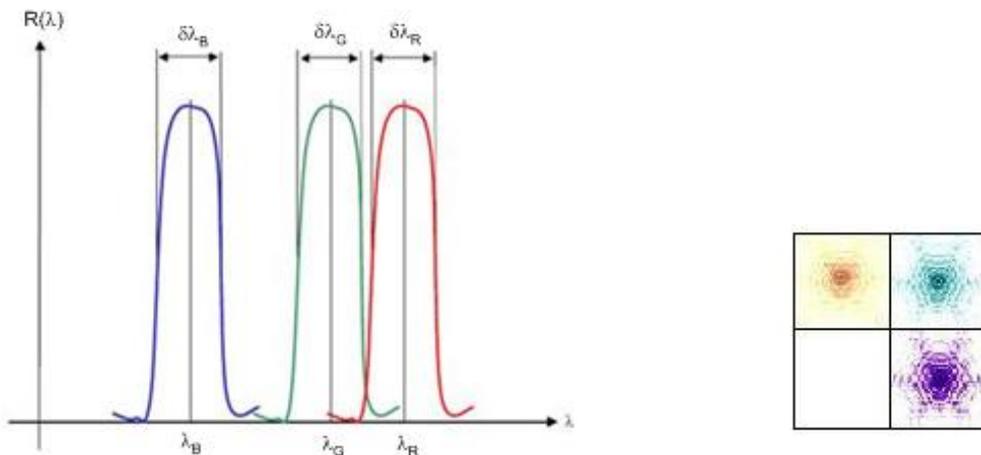


Figure 8. On the left: Definition of the three spectral channels (λ_R , λ_G , λ_B) and ($\delta\lambda_R$, $\delta\lambda_G$, $\delta\lambda_B$) reflected by the dichroics of the WSU. On the right: Cartoon representing the position of the three spectral channels on the detector: Red channel at the top left corner, Green channel at the top right corner and Blue channel at the bottom right corner.

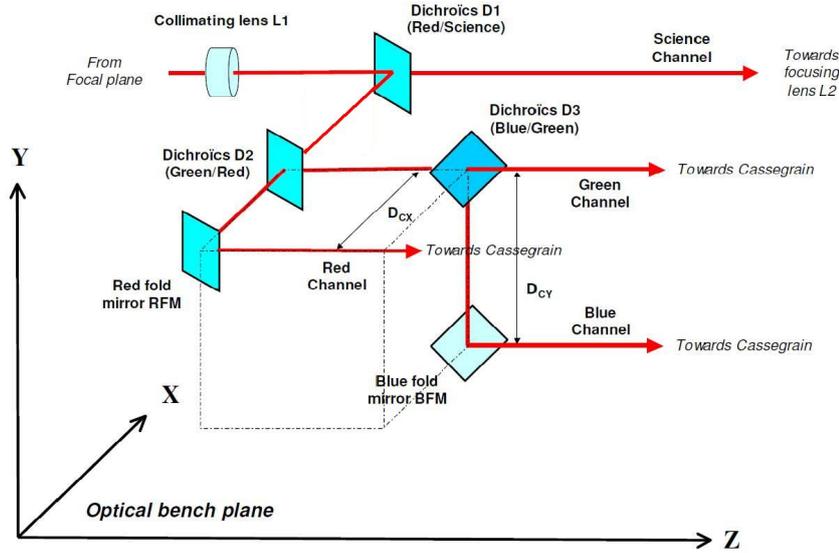


Figure 9. Design of the *Wavelength Separation Unit*: the dichroics D2 and D3 and the mirrors RFM and BFM are spatially positioned at the corners of a virtual cube in order to create the three spectral channels needed.

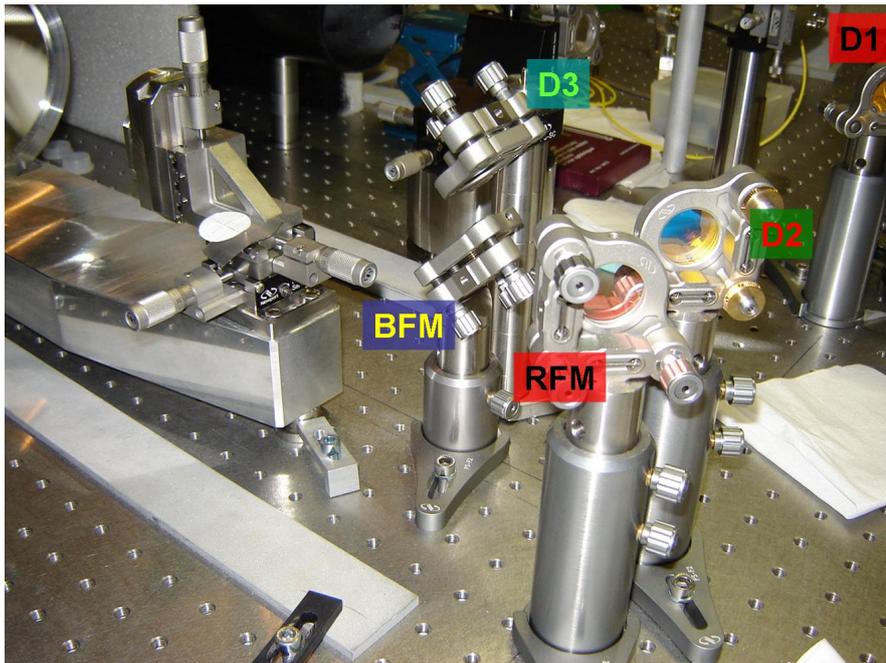


Figure 10. Picture of the *Wavelength Separation Unit* on the SIRIUS testbed.

Fig. 9 depicts the design of the WSU. The light reflected by the dichroic D1 is divided into two spectral channels thanks to the dichroic D2: the red one is directly reflected by the red fold mirror towards the Cassegrain (MCU), and the green component of the beam is reflected towards the dichroic D3. The latter transmits the green channel towards the Cassegrain and reflects the blue channel toward the blue fold mirror returning the blue channel to the MCU.

Fig. 10 shows a picture of the WSU on the testbed.

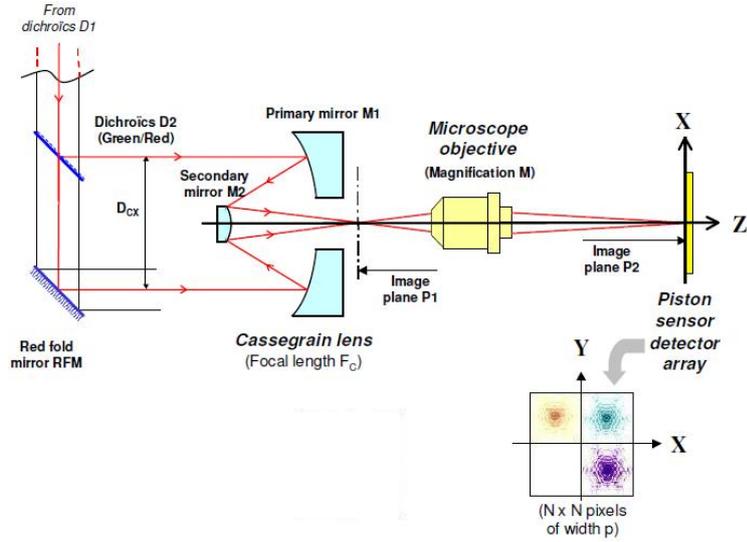


Figure 11. The *Multiaxial Combination Unit* rearranges the channels in order to position them inside three quarters of a square as shown on the bottom right of the picture.

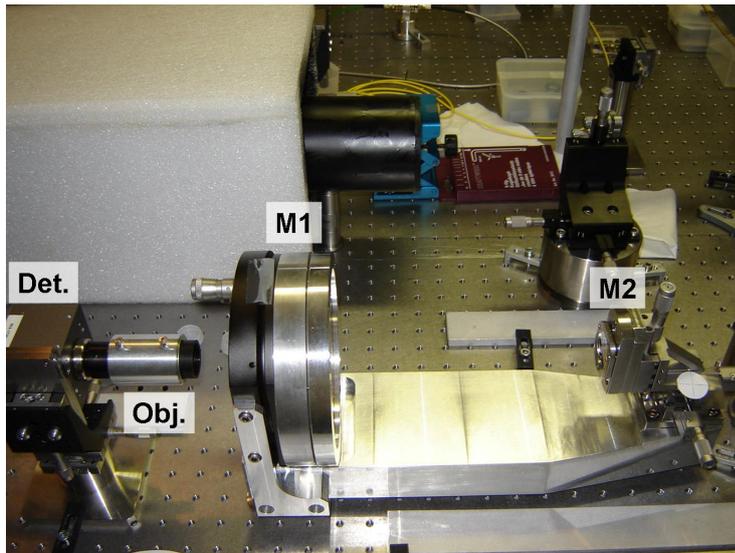


Figure 12. The *Multiaxial Combination Unit* on the SIRIUS testbed.

3.1.2 Multiaxial Combination Unit

The three spectral channels coming from the WSU are imaged on the piston sensor detector thanks to the Multiaxial Combination Unit (See Fig. 11 and Fig. 12). It is composed of a Cassegrain telescope: the primary mirror M1 collects the channels in order to image them in the Image plane P1. Then, a microscope objective transfer the images on the piston sensor detector array. By tilting the elements of the WSU it is possible to correctly position the images in three quadrants of the detector (See the right cartoon on Fig. 8).

3.1.3 Servo control

The three images are then numerically processed to apply the CPD algorithm. The latter is implemented in the software of the detector and allows to extract the estimated piston errors. It is afterwards possible to calculate

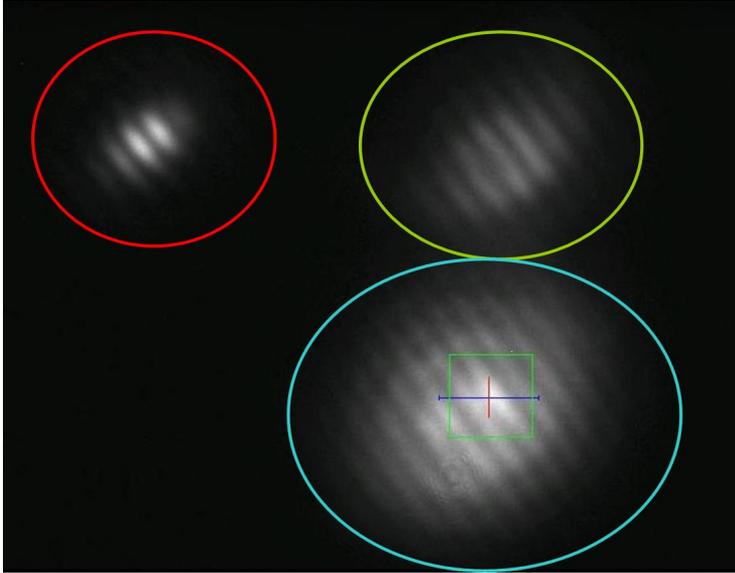


Figure 13. First light on SIRIUS: three channels encircled red, green and blue for one baseline.

the corresponding voltage to apply to the fibered delay lines so as to correct the OPD in real time: realizing a closed active cophasing loop.

4. EXPERIMENTATIONS

In this section, we describe the first results we obtained on the SIRIUS testbed. Fig. 13 shows the first fringes we obtained on the three channel with one baseline. We first noticed some chromatism issue that is being corrected (due to the densification lenses). Indeed the three spectral channels are not focused in the same image plane, for instance, the figure above is obtained in the image plane of the red channel. Besides we changed some elements of the testbed in order to gain more photons and to increase the contrast of the fringes (injection lenses and beam splitter upstream the pupil densifier).

4.1 Using two channels

We first applied the CPD method in open loop with the Red and Green channels and one baseline. The images on the piston sensor detector are shown on the top of Fig. 14. The processed spectral density are displayed on the bottom of the same figure. The measured phase stability is about $2\pi/20$ with a jitter of 20 degrees. The fringes drift slightly (a fraction of wavelength) during half an hour. We aim at better characterizing the algorithm and the testbed in the coming days.

4.2 Coming next on the SIRIUS testbed

The next step on SIRIUS is obviously to combine all the sub-pupils and to extract the piston errors of each sub-aperture. We also aim at closing the cophasing loop in order to characterize the promising efficiency of the CPD method.

5. CONCLUSION

In order to demonstrate the efficiency of the Chromatic Phase Diversity method, we developed the new version of the SIRIUS testbed. We detailed in this paper how to implement this method, and the first results we obtained. In the days to come, we will characterize and validate the principle of this cophasing device based on an innovative process.

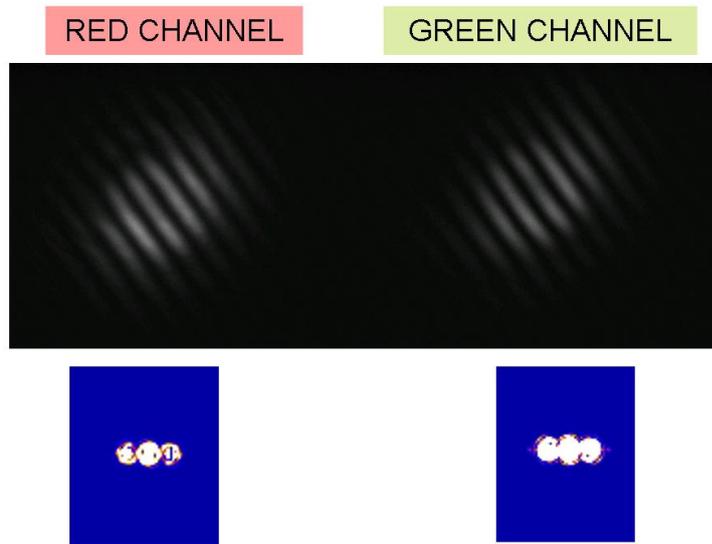


Figure 14. First tests on SIRIUS. Top: Red and Green channels, fringes for one baseline. Bottom: Corresponding spectral density.

ACKNOWLEDGMENTS

This project is supported by both the Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS, France) and the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES, France).

REFERENCES

- [1] Patru, F., Mourard, D., Clause, J.-M., Delage, L., Reynaud, F., Dubreuil, M., Bonneau, D., Bosio, S., Bresson, Y., Hugues, Y., Lardire, O., and Roussel, A., “First results from a laboratory hypertelescope using single-mode fibers,” *Astron. Astrophys.* **477**, 345–352 (2008).
- [2] Labeyrie, A., “Resolved imaging of extra-solar planets with future 10-100 km optical interferometric arrays,” *Astron. Astrophys.* **118**, 517–524 (1996).
- [3] Borkowski, V., Labeyrie, A., Martinache, F., and Peterson, D., “Sensitivity of a dispersed-speckles piston sensor for multi-aperture interferometers and hypertelescopes,” *Astron. Astrophys.* **429**, 747–753 (2005).
- [4] Lofdahl, M. and Eriksson, H., “An algorithm for resolving 2π ambiguities in interferometric measurements by use of multiple wavelengths,” *Optical Engineering* **40**, 984–990 (2001).

Chapitre 6

Expérimentations

6.1 Critères de performances

Pour analyser les performances de la méthode de Diversité de Phase Chromatique, un logiciel spécifique à la caméra Senseur a été développé par Jean-Michel Clausse et adapté par Denis Mourard et moi-même. Ce logiciel, associé au code que j'ai développé et décrit dans le chapitre 4, permet d'extraire chaque image spectrale et de les traiter en temps réel. L'interface ainsi qu'un tutoriel sont présentés en annexe, section 8.4.

6.1.1 Contraste en fonction de la différence de marche

Le premier critère que j'ai étudié est le contraste de chaque canal en fonction de la différence de marche et ce pour chaque base. Le contraste dépend du temps d'acquisition, c'est pourquoi je présente ici le contraste normalisé afin de pouvoir faire des comparaisons entre les bases. Les mesures sont obtenues en relevant la valeur du contraste calculé par le logiciel en faisant varier la différence de marche par pas de 50nm. Pour une différence de marche donnée, le contraste $C(u,v)$ pour une base (u,v) est calculé de la façon suivante [38] (cas des petites ouvertures, généralisé à N_T télescopes) :

$$C(u, v) = \frac{1}{2N_T} \sqrt{\frac{|TF(u, v)|^2}{|TF(0, 0)|^2}} \quad (6.1)$$

Soit un rapport entre la densité spectrale au pic fréquentiel (u,v) considéré et celle à la fréquence nulle $(0,0)$. Je précise que les mesures de contraste présentées dans ce manuscrit ne sont pas étalonnées et que je les traite de façon relative, les unes par rapport aux autres.

6.1.2 Erreur de mesure en fonction du pas de l'algorithme

J'étudie également l'erreur de mesure des pistons avec différents pas de recherche p de l'algorithme de Diversité de Phase Chromatique. Pour cela, le logiciel me permet d'enregistrer les valeurs des trois phases extraites et du piston calculé toutes les 10ms pour chaque configuration de la pupille.

Cette étude permet d'estimer le pas optimal de recherche en fonction de l'erreur minimale acceptable.

6.1.3 Dynamique de recherche des pistons

Le troisième critère auquel je m'intéresse est la dynamique de recherche des pistons pour chaque base et pour la pupille globale.

La procédure de mesure de la dynamique de recherche consiste à déterminer la différence de marche limite à partir de laquelle l'algorithme ne parvient pas à retrouver les franges.

Pour cela, pour une base donnée, à partir du minimum de différence de marche, je fais varier la longueur d'une fibre d'une valeur x , puis j'active l'asservissement.

Si l'algorithme parvient à corriger la différence de marche, j'augmente la variation de la longueur de fibre progressivement d'une valeur $x+dx$ et réitère le test avec asservissement jusqu'à ce que l'algorithme ne fonctionne plus.

Typiquement, je débute à $x=1\mu\text{m}$, avec dx initialement de l'ordre de 50nm puis de l'ordre de 40nm aux limites de la dynamique afin d'affiner mes mesures.

Je réalise ces étapes de part et d'autre de la différence de temps de groupe minimale afin d'obtenir les deux limites de la dynamique de recherche notées par la suite CR_{min} et CR_{max} .

J'opère de la même façon pour déterminer la dynamique de recherche de la pupille globale en densification 0.4.

6.2 Première lumière sur SIRIUS et ajustements du banc

La première lumière sur SIRIUS (voir figure 6.1) fait apparaître des résidus de dispersion différentielle : les trois figures d'interférences ne sont pas contrastées identiquement pour une même valeur de différence de marche.

De plus, les images ne sont pas focalisées pour une même coordonnée z du détecteur ce qui indique la présence de chromatisme dans le banc optique.

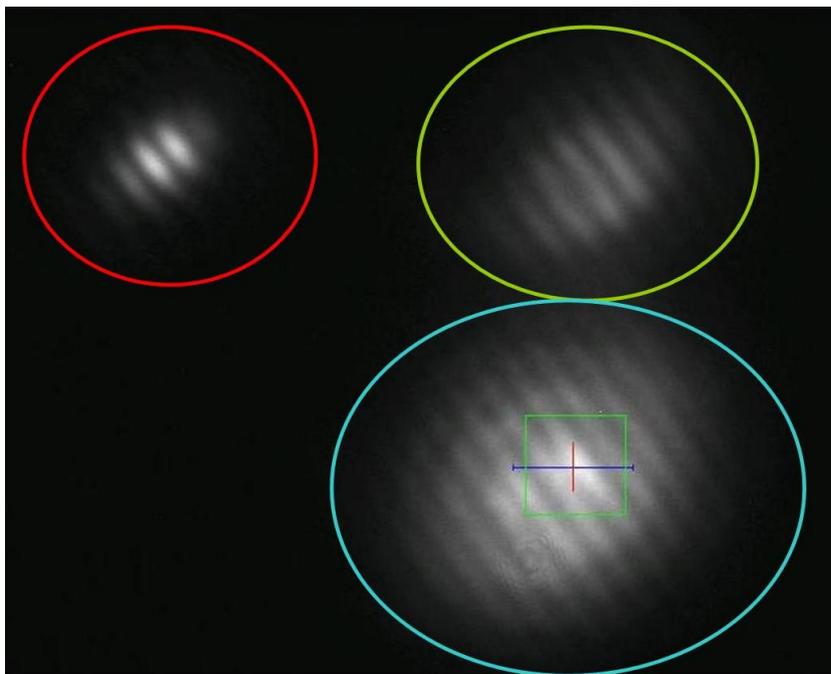


FIGURE 6.1 – Première lumière sur le détecteur *Senseur de pistons*, figures d'interférences de la base 0-4 (densification 0.4).

Les cercles de couleur sur la figure permettent d'identifier les différents canaux. Par la suite, ils seront disposés de la même façon sur le détecteur, je n'indiquerai donc plus ces cercles.

Ces résidus de dispersion différentielle proviennent des manipulations successives des fibres optiques depuis leur minimisation fin 2006[30]. Grâce aux butées micrométriques et aux calculs de contraste dans chaque canal, il est possible de minimiser à nouveau la dispersion différentielle.

Comme je le montre par la suite, certaines bases souffrent de dispersion différentielle non minimisable du fait que l'on ne peut jouer sur la voie 0 qui est la référence pour toutes les bases. Il s'agit en particulier

de la base 0-3. La question est de savoir à quel point cela peut influencer les performances de l'algorithme de Diversité de Phase Chromatique.

D'autre part, en utilisant des lentilles achromatiques en entrée du densifieur, cela joue sur la photométrie des canaux, pour les lentilles en sortie cela élimine l'aberration chromatique. Les images sont focalisées dans le même plan focal.

Après corrections et ajustements du banc, les trois images spectrales sont exploitables comme le montre la figure 6.2.

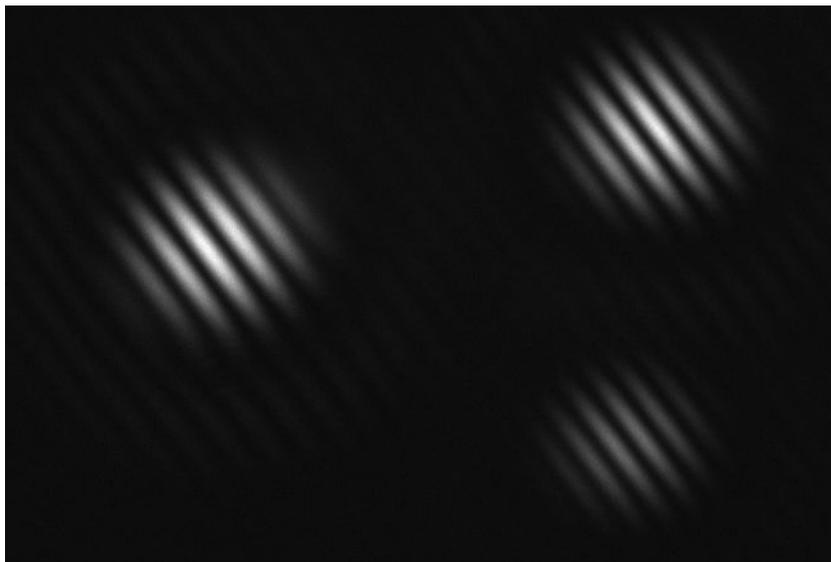


FIGURE 6.2 – Figures d'interférences de la base 0-4 après corrections de la dispersion différentielle et du chromatisme des lentilles (densification 0.4).

6.3 Images corrigées et contrastes correspondants

La figure 6.3 présente les mesures de contraste normalisé dans les trois canaux spectraux pour la base 0-4.

Ces courbes montrent un résidu de dispersion différentielle d'au maximum $1.5\mu\text{m}$ entre les maximums de contrastes rouge et bleu. Le contraste du canal bleu est relativement bas par rapport aux canaux rouge et vert. Ceci est dû au fait que la prise en compte de la soustraction du fond du détecteur n'a pas été effectué avant l'acquisition des mesures ; ceci est plus préjudiciable sur la voie bleue étant donnée qu'elle est moins brillante que les deux autres voies.

La génération de la soustraction du fond consiste à enregistrer le fond observé par la caméra lorsque celle-ci ne reçoit aucun signal, ceci afin de calibrer la caméra et d'éliminer les bruits non liés au signal mesuré.

Je présente en annexe (section 8.5) les images et les contrastes correspondants pour les autres bases.

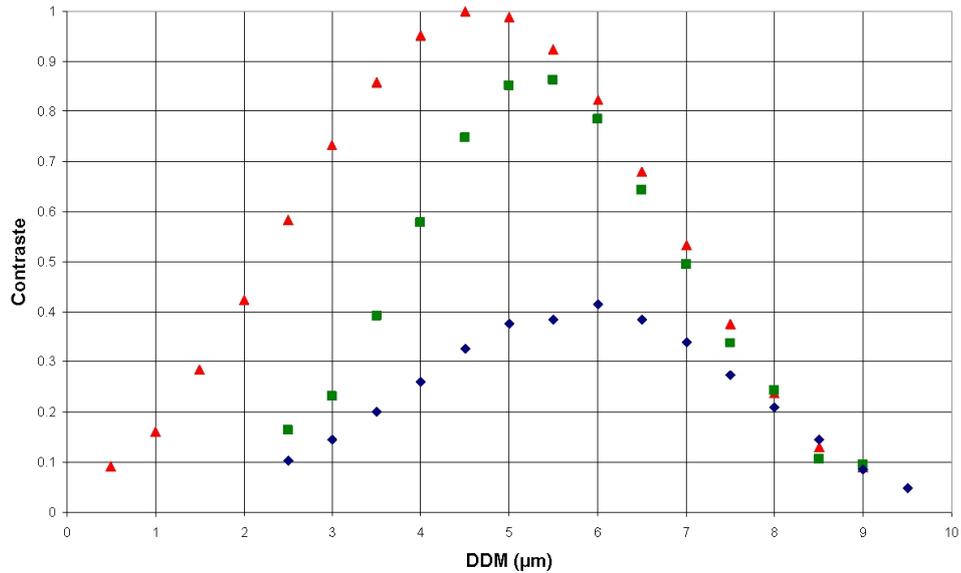


FIGURE 6.3 – Contraste des trois canaux de la base 0-4. Les couleurs des données correspondent au canal considéré.

6.4 Expérimentations en densification maximale

6.4.1 Figures d'interférence

Les figures d'interférences pour les deux bases étudiées (0-1 et 0-4) et pour la pupille totale sont présentées sur la figure 6.4.



FIGURE 6.4 – Figures d'interférences de SIRIUS en densification maximale. De gauche à droite : les bases 0-1, 0-4 et la configuration à six voies.

Comme expliqué dans les chapitres précédents, pour la configuration de SIRIUS et en densification maximale, l'application de la Diversité de Phase Chromatique n'est applicable que sur les bases et non sur la pupille totale.

Celle-ci n'étant donc pas cophasée : d'une part, l'énergie de la figure d'interférence est diluée dans les lobes secondaires même si le lobe central est clairement identifiable, et d'autre part, je n'étudie l'application du cophasage que sur les bases 0-1 et 0-4.

6.4.2 Détermination des pistons

Les étapes de la procédure de mesures des phases et des pistons que j'utilise sont les suivantes :

1. Activation de l'asservissement
2. Ajout d'un piston différentiel d'un micromètre

3. Ajout d'un piston différentiel de deux micromètres

4. Désactivation de l'asservissement

Les étapes 2. et 3. sont réalisées en imposant une tension à la céramique piézo-électrique de la ligne à retard de la voie 1 ou 4 pour respectivement agir sur la différence de marche de la base 0-1 et 0-4.

L'intérêt de cette étude est d'apprécier le comportement du cophasage en boucle fermée aux différentes commandes auxquelles les lignes à retards sont soumises. Chaque étape est indiquée sur les courbes présentées ci-après. Les mesures effectuées sur les bases 0-1 et 0-4 sont présentées sur la Fig. 6.5 et 6.6.

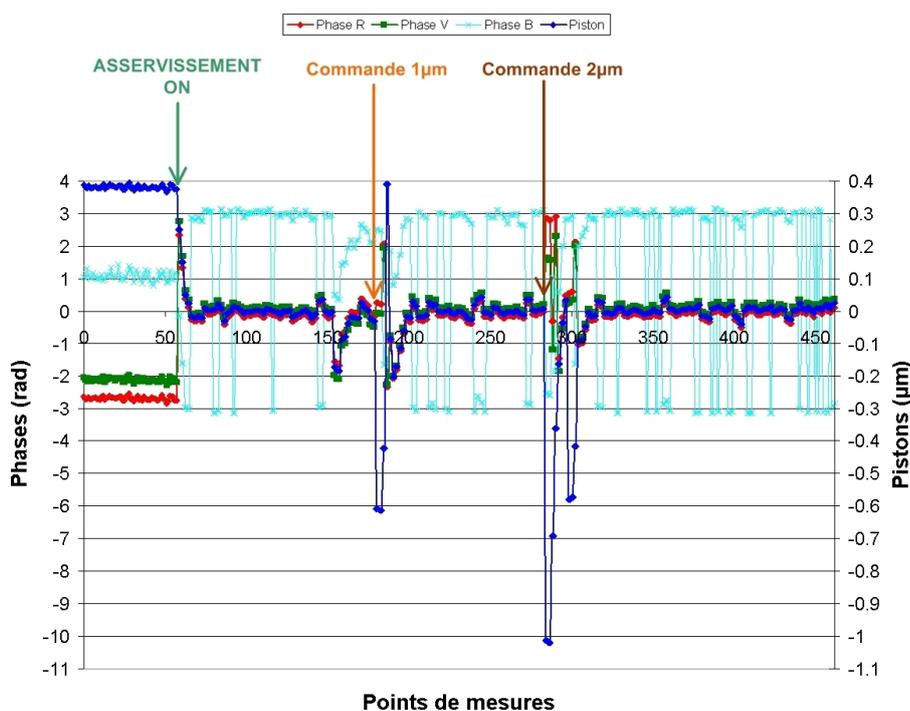


FIGURE 6.5 – Mesures des phases et des pistons en fonction du temps pour la base 0-1 en densification maximale avec un pas de recherche de $\lambda/30$. La légende des courbes est indiquée en haut.

Dès l'activation du cophasage, les phases vertes et rouges ainsi que les pistons se stabilisent autour d'une valeur nulle. En ce qui concerne la base 0-1, l'instabilité de la phase bleue ne perturbe pas l'algorithme de détermination des pistons : la valeur maximale du piston mesurée est de l'ordre de $0.2\mu\text{m}$ soit $\lambda/3$.

6.5 Performances en fonction de la densification de la pupille de sortie

Avant de détailler les résultats obtenus pour la densification partielle, je présente dans cette section une étude comparative des performances pour deux facteurs de densification de la pupille de sortie : 100% et 40%.

Cette étude a été menée sur la base 0-4, le pas de recherche utilisé est de $\lambda/30$.

La figure 6.7 permet de comparer les mesures de pistons en fonction du temps.

Les écarts-types correspondants sont respectivement de $\lambda/15$ et $\lambda/60$: ces deux valeurs respectent les performances recherchées initialement (erreur de mesure $< \lambda/10$).

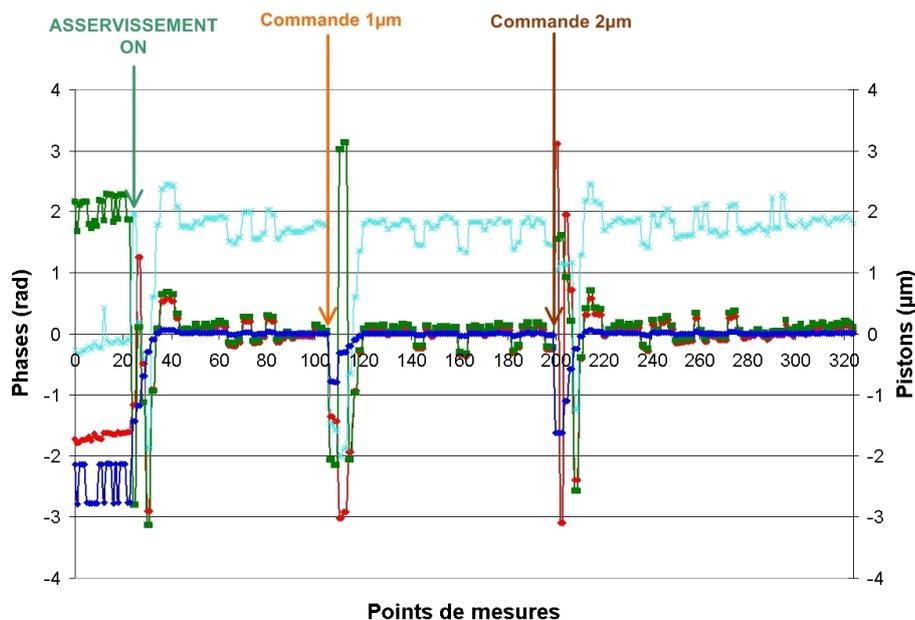


FIGURE 6.6 – Mesures des phases et des pistons en fonction du temps pour la base 0-4 en densification maximale avec un pas de recherche de $\lambda/30$.

6.6 Expérimentations en densification partielle

6.6.1 Etude des bases 0-1 et 0-4

Influence du pas de recherche

Dans cette étude, j'utilise la même procédure de détermination des pistons qu'au paragraphe 6.4.2 sur la base 0-4 et ce pour deux pas de recherche distincts : $\lambda/30$ et $\lambda/10$.

Les mesures de pistons correspondants sont présentées sur la figure 6.8.

Je remarque que la stabilité de détermination des pistons est meilleure avec un pas de $\lambda/30$ qu'avec un pas plus grand. Effectivement, l'écart type des mesures est de l'ordre de $\lambda/60$ pour un pas de recherche de $\lambda/30$ alors qu'il s'élève à $\lambda/2$ pour un pas de recherche de $\lambda/10$. Dans ce dernier cas, il est donc supérieur à notre objectif de détermination des pistons *i.e.* à mieux que $\lambda/10$.

Afin de ne pas ralentir la boucle d'asservissement avec un pas de recherche trop fin, une optimisation de ce paramètre m'a permis de déterminer $p_{seuil} = \lambda/15$ tel que pour tout pas $p \leq p_{seuil}$, l'écart type est inférieur à $\lambda/10$, validant ainsi les performances souhaitées.

Les commandes de $1\mu\text{m}$ et de $2\mu\text{m}$ n'altèrent pas le fonctionnement de l'algorithme qui parvient tout de même à retrouver le minimum de différence de marche optique quel que soit le pas testé.

6.6.2 Etude à six voies

Les images spectrales au minimum de différence de marche de la pupille globale sont présentées sur la figure 6.9.

Les défauts d'alignements des faisceaux des sous-pupilles dans la voie verte et bleue dégradent les figures d'interférences correspondantes contrairement à la voie rouge qui est parfaitement alignée. Ces défauts proviennent de l'alignement de l'éclateur en longueur qui s'est avéré assez délicat à réaliser.

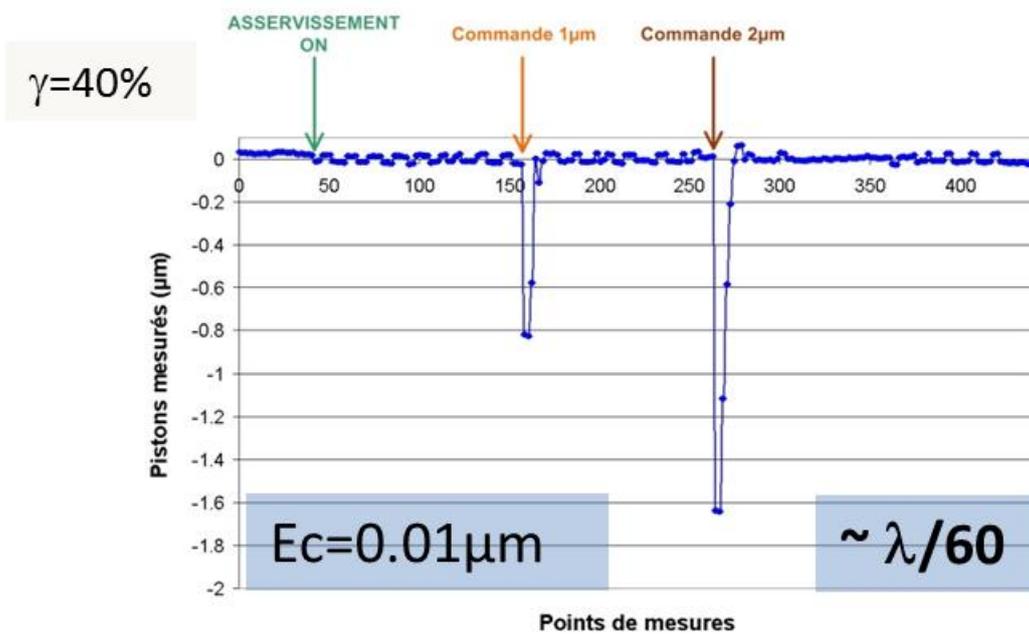
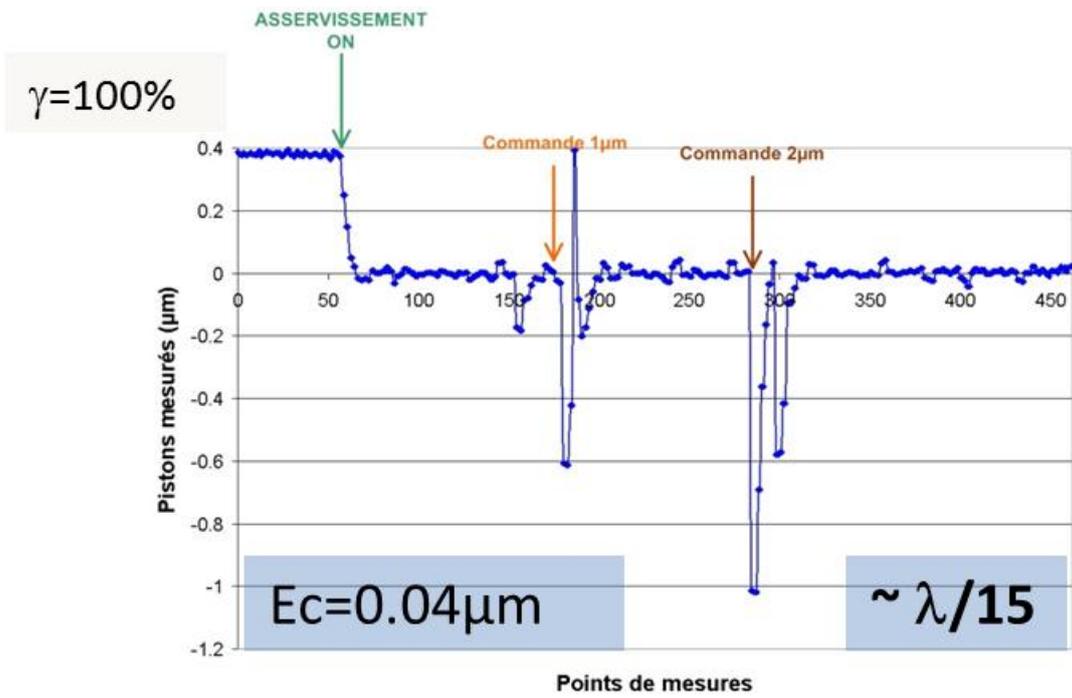


FIGURE 6.7 – Influence de la densification sur la détermination des pistons : comparaison pour deux facteurs de densification : 100% (en haut) et 40% (en bas).

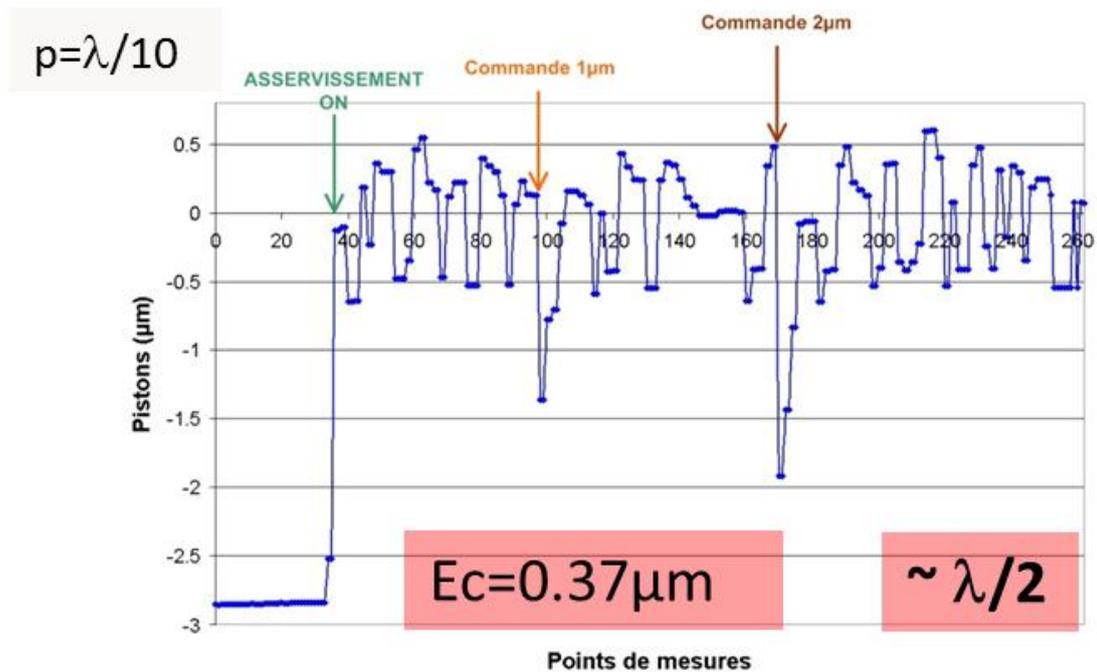
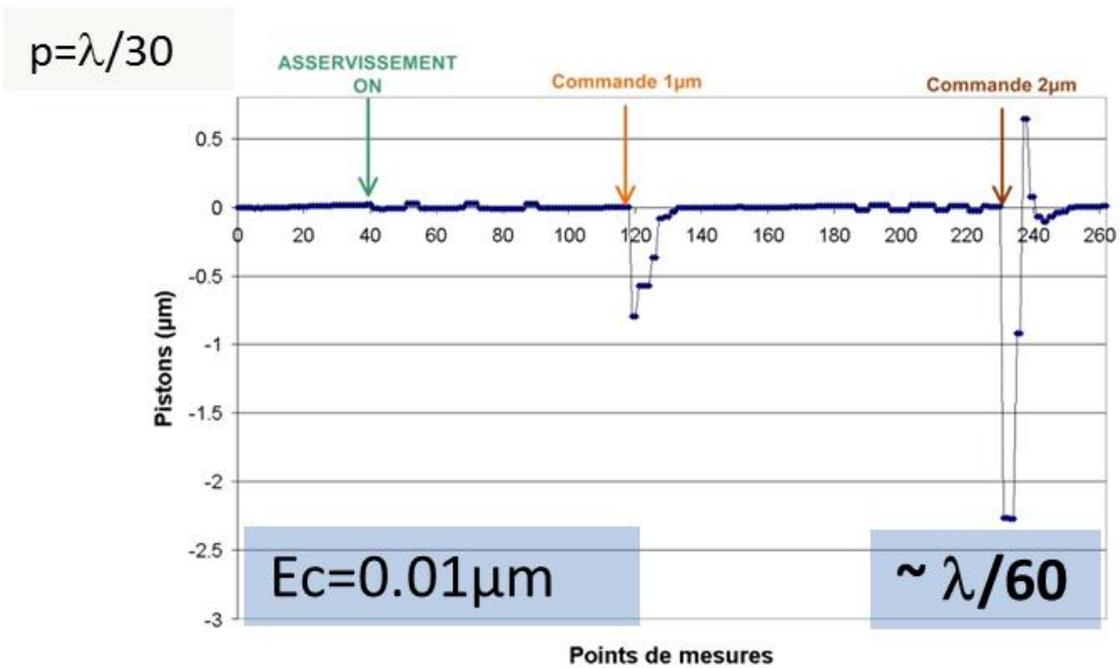


FIGURE 6.8 – Détermination des pistons en fonction du temps pour la base 0-4 en densification partielle pour deux pas de recherche. En haut : $p=\lambda/30$, en bas : $p=\lambda/10$.

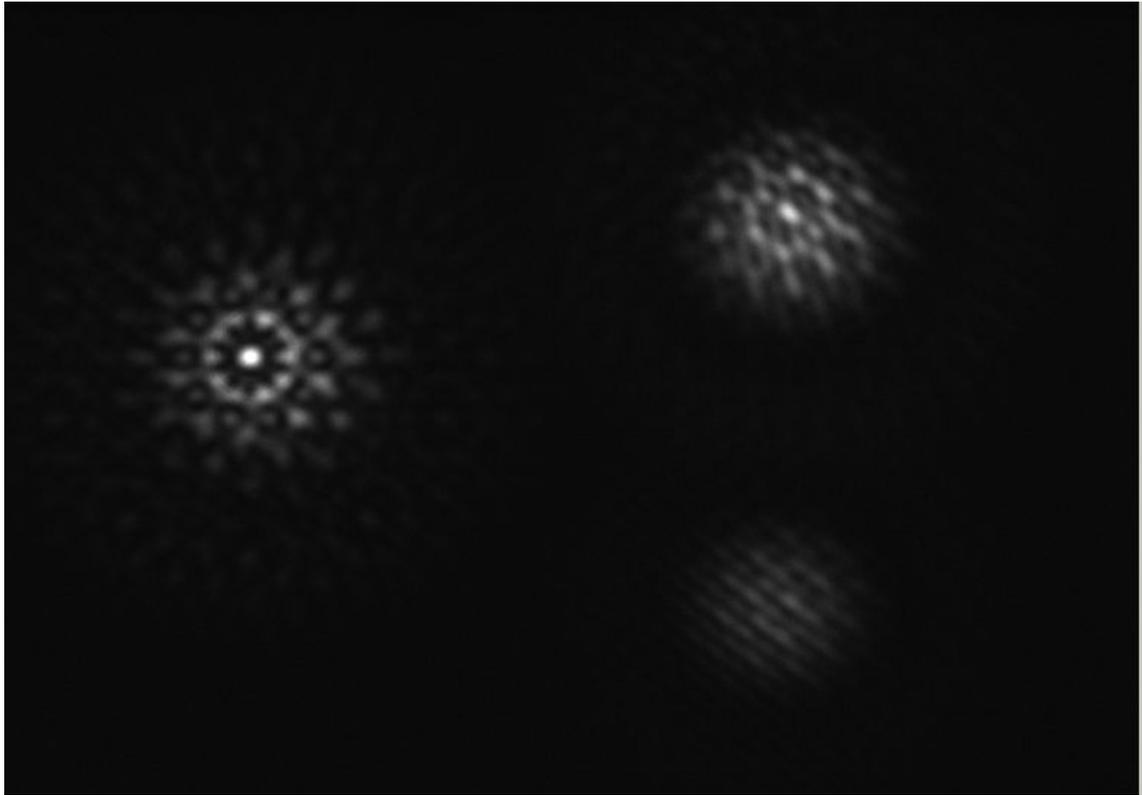


FIGURE 6.9 – Figures d’interférences de SIRIUS.

Stabilité de l’intensité

J’ai étudié la stabilité du pic central de la figure d’interférence de la voie verte avec la configuration à six voies pour deux temps de pose différents : 6.5ms (pose courte) et 30min (pose longue). Le pas de recherche de l’algorithme est de $\lambda/30$.

En mode asservi, toutes les voies sont asservies mise à part la voie 3. En effet le chromatisme différentiel de la base 0-3 ne permet pas un asservissement systématique lorsque toute la pupille d’entrée est illuminée : l’algorithme ne parvient pas à déterminer correctement les pistons différentiels de la base 0-3 et par conséquent les corrections envoyées aux lignes à retard ne sont pas correctes et altèrent la figure d’interférence.

Je réalise donc l’asservissement de la base 0-3 préalablement afin de minimiser la différence de marche de cette base séparément, puis j’étudie l’asservissement de la pupille globale sans asservir la voie 3. Je considère ainsi que la dérive de la différence de marche de la voie 3 par rapport à la voie 0 est négligeable dans le cadre d’une utilisation dans un environnement non perturbé par ailleurs.

Je présente les mesures d’intensité en mode asservi (“SERVO ON”) et non asservi (“SERVO OFF”) sur la figure 6.10 pour la pose courte. Les résultats sont donnés en terme de pourcentage de l’écart à la valeur moyenne de l’intensité :

Ces mesures sont réalisés sur 50 points et font apparaître la différence de stabilité entre le mode asservi et le mode non asservi. Globalement, les valeurs en mode asservi sont rassemblées autour de 0, alors que le comportement des valeurs en mode non asservi dérivent.

En mode asservi, 86% des points de mesures sont compris à $\pm 2\%$ de la valeur moyenne de l’intensité,

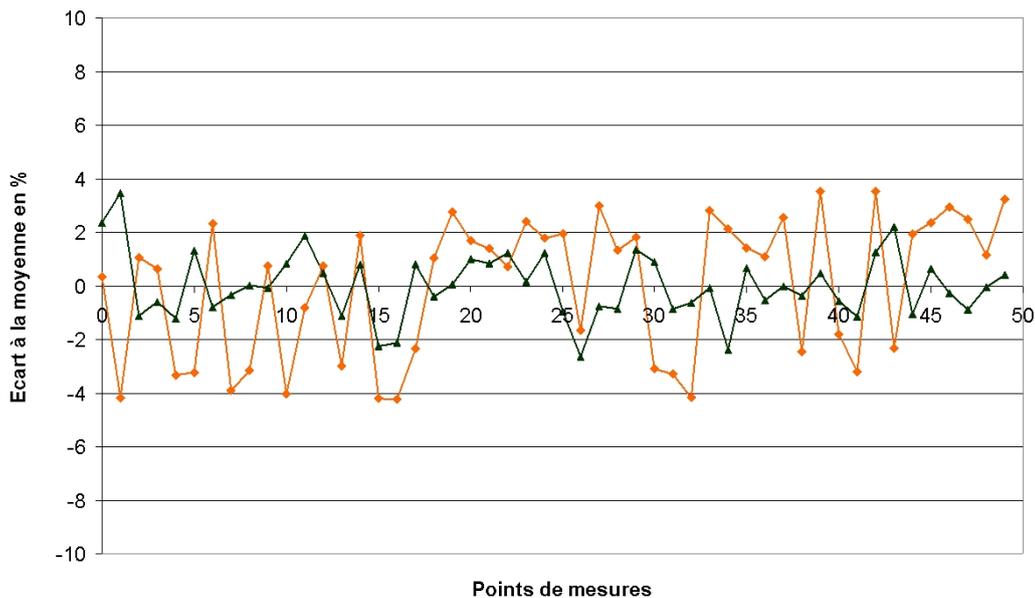


FIGURE 6.10 – Ecart à la moyenne (exprimé en pourcentage) en mode asservi (courbe foncée) et en mode non asservi (courbe claire) pour une pose courte.

en revanche, en mode non asservi, seuls 42% des points de mesures sont à $\pm 2\%$. Ainsi l'écart type de ces données est de 1.2% pour le mode asservi par rapport à une valeur de 2.6% en mode non asservi, soit une réduction de l'écart type de moitié grâce à l'algorithme de cophasage.

La figure 6.11 présente les mesures des niveaux d'intensité du pic central pour une pose de 30min.

Les fluctuations sont de l'ordre de 10% et font apparaître une dérive de l'intensité, en pratique cela a pour effet d'altérer la qualité d'image sur le CCD.

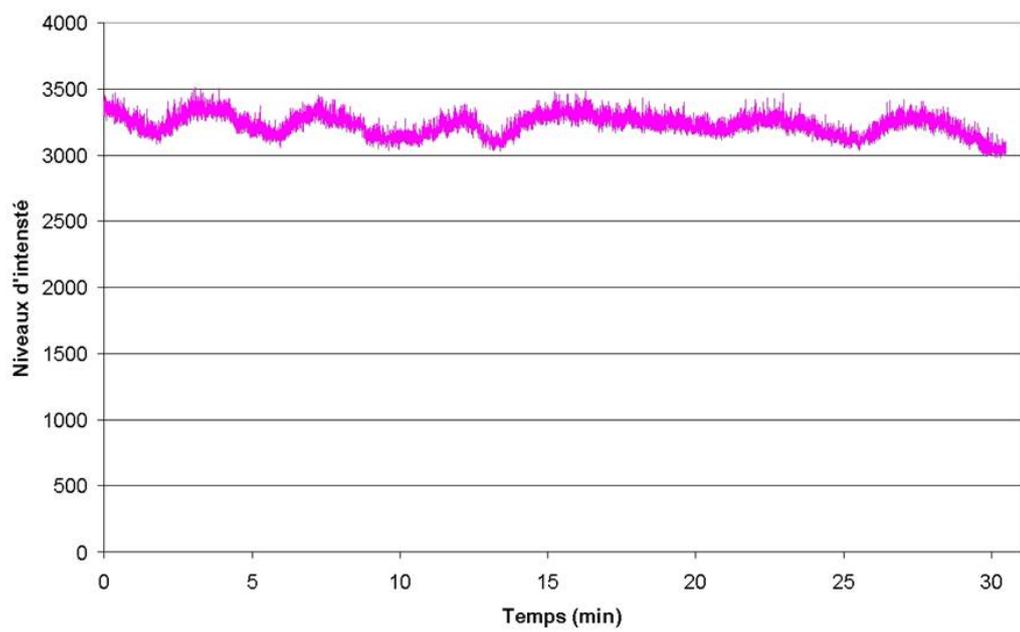


FIGURE 6.11 – Fluctuations d'intensité sans asservissement pour une pose longue.

Quatrième partie

Conclusion

La caractérisation des densifieurs de pupille réalisée par Fabien Patru pendant sa Thèse de Doctorat [30] met en avant les contraintes à valider par les futurs grands interféromètres en terme de stabilité d'image et donc de mise en phase des sous-pupilles à mieux que $\lambda/10$. Ainsi, le banc SIRIUS a permis de démontrer le principe des hypertélescopes spatiaux fibrés et de définir la feuille de route des recherches à mener dans ce contexte [31].

Par le développement d'une méthode de cophasage dédiée aux futurs grands interféromètres optiques, j'ai spécifié les caractéristiques conceptuelles et instrumentales à valider par les futurs cophaseurs.

Dans un premier temps, j'ai présenté les méthodes de mise en phase existantes de part leur mode d'utilisation, leurs performances et leurs limites. A la suite de cette étape préliminaire, j'ai conclu qu'un système de cophasage optimal doit répondre à un certain nombre d'exigences :

- La gamme de recherche des pistons doit être suffisamment étendue, soit de l'ordre du piston atmosphérique.
- La fréquence de la boucle d'asservissement doit être suffisamment élevée pour au mieux suivre les perturbations atmosphériques (de l'ordre de 10ms).
- Le concept du cophaseur doit être flexible par rapport au nombre de sous-ouvertures et à la configuration de l'interféromètre.

L'étude que j'ai menée suppose que les sous-pupilles de l'interféromètre considéré sont dotées d'une optique adaptative : ceci permet de s'affranchir de la correction des fronts d'onde individuels et de se focaliser sur la recherche des pistons différentiels.

Je présente dans un second temps l'algorithme de cophasage basé sur la Diversité de Phase Chromatique qui permet de valider ces exigences. En tirant partie des mesures de phase de la fonction d'étalement de point dans l'espace de Fourier dans trois canaux spectraux différents, cet algorithme détermine les pistons différentiels de chaque sous-pupille par rapport à une sous-pupille de référence.

La procédure de détermination des pistons et tous les paramètres entrant en jeu sont détaillés afin de pouvoir utiliser cette méthode sur n'importe quel interféromètre.

Je discute des performances de cette méthode grâce à des estimations de magnitudes limites et d'erreur de mesure de phases dans le cadre de l'étude de deux projets réalistes : le projet POPS [43] et une étude de cas nommée "SIRIUS sur le ciel". Dans le cadre du projet 2GFT dédié au VLTI, le concept de POPS, associant un recombineur en optique intégré et la méthode de Diversité de Phase Chromatique, permet d'atteindre des magnitudes limites supérieures aux magnitudes actuellement atteintes par le VLTI. La suite de cette étude POPS est logiquement la participation à la Phase B du projet 2GFT, avec nos collègues de l'IPAG (Grenoble) et de l'Université de Liège, en accord avec l'ESO.

Cette analyse théorique de l'algorithme m'a permis d'une part de valider numériquement le principe de la Diversité de Phase Chromatique et d'autre part de spécifier le concept des sous-systèmes du banc SIRIUS et des éléments optiques en particulier.

En perspective à cette étude théorique, il serait intéressant d'étudier et de valider l'application de la Diversité de Phase Chromatique aux miroirs segmentés (tels que pour les projets E-ELT[15] et TMT[7]), et à l'étude d'objets complexes.

Afin de caractériser la méthode de Diversité de Phase Chromatique sur le banc SIRIUS, la pupille de celui a une configuration homogène à six sous-pupilles.

La voie Science et la voie Senseur ont été distinguées étant donné la différence d'ordre de grandeur des échelles d'acquisition : l'enregistrement des images est réalisé sur des poses longues dans la voie Science afin d'apprécier la stabilité de l'intensité du signal ; l'enregistrement des images de la voie Senseur est

effectué sur des poses courtes.

Le concept du cophaseur implémenté sur SIRIUS a été spécifié à trois canaux spectraux dans le visible, chaque canal ayant une bande spectrale de 40 à 60 nm. La recombinaison des faisceaux dans les deux voies est multiaxiale, les figures d'interférences sont observées spatialement sur les détecteurs.

Les fibres optiques de SIRIUS servent, entre autres, à la fois de filtre spatial et de lignes à retard : l'injection en entrée permet d'optimiser la photométrie du signal optique, un dispositif de vis micrométrique permet de compenser la dispersion différentielle, un dispositif de céramique piézo-électrique permet le cophasage actif. Les corrections sont envoyées aux céramiques sous forme de tension électrique, la valeur des tensions correspond au retard déterminé par l'algorithme.

J'ai caractérisé l'algorithme sur deux bases en densification maximale, puis j'ai réitéré cette étude en densification partielle pour les deux mêmes bases et à six voies. L'analyse des valeurs des pistons déterminés permet de conclure sur l'influence de certains paramètres sur la robustesse de l'algorithme en l'occurrence sur le pas de recherche utilisé. J'ai déterminé que le pas optimal est de l'ordre de $\lambda/30$ dans le cadre de SIRIUS.

Les mesures de stabilité d'intensité en mode asservi et non asservi permettent de démontrer un gain de stabilité d'au moins 50% obtenu grâce à la méthode de cophasage. Etant donné que la voie 3 n'est pas asservi dans ces mesures, je suppose de surcroît qu'un chromatisme différentiel minimisé sur la base 0-3 aurait permis d'atteindre une stabilité bien supérieure.

Ces études me permettent de conclure sur les perspectives concernant le banc SIRIUS :

La méthode de cophasage développée a été implémentée et validée avec succès sur le banc optique avec un pas de recherche de $\lambda/30$ et un asservissement fonctionnant à 10kHz.

Les résultats obtenus sont satisfaisants au vu des performances à atteindre initialement, il est à noter que ceux-ci n'auraient été que meilleurs si le chromatisme différentiel présent sur les bases 0-3, et dans une moindre mesure sur la base 0-5, était minimisé. Pour cela, il serait nécessaire de réitérer l'étape d'équilibrage en dispersion des fibres optiques réalisée en 2006 [30].

D'autre part, les études réalisées ici ont été effectuées avec ventilation activée dans la salle blanche du banc SIRIUS, introduisant par la même des perturbations non négligeables et défavorisant l'efficacité du cophasage.

Une suite à court terme possible sur le banc SIRIUS pourrait être l'étude de la méthode de cophasage avec un dispositif permettant d'introduire des perturbations connues en amont de la pupille d'entrée. Ce dispositif pourrait consister en un disque d'optique diffractive par exemple, avec différents motifs étalonnés en fonction des valeurs de pistons à introduire. Dans un second temps, il serait intéressant d'étudier la réactivité de la boucle d'asservissement et du cophaseur en faisant tourner ce disque autour de l'axe optique de la voie 0 non pistonnée. La vitesse de rotation, étant un paramètre ajustable, permettrait de caractériser le dispositif de cophasage.

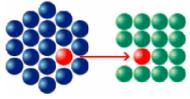
Cinquième partie

Annexes

Chapitre 7

Valorisation des compétences des docteurs : Un Nouveau Chapitre de la Thèse ®

Dans le cadre de la Thèse de Doctorat, l'Association Bernard Grégory, en association avec le Collège des Etudes Doctorales, a mis en place un atelier nommé "Un Nouveau Chapitre de la Thèse" ® permettant de valoriser le travail de Thèse en terme de projet. Je présente ici le rapport que j'ai rédigé en 2010 en collaboration avec Mr. Roger Moukengué de la Chambre de Commerce et d'Industrie de Nice.



Association Bernard Gregory
www.abg.asso.fr



*Valorisation des compétences des docteurs
« un nouveau chapitre de la thèse »®*

Nassima, Tarmoul

Ecole doctorale : Sciences Fondamentales et Appliquées

Université de Nice Sophia Antipolis

*Organisme de rattachement : Observatoire de la Côte d'Azur
Laboratoire Hippolyte Fizeau – UMR 6525*

Nom du "mentor" : Roger MOUKENGUE

Mise en phase des grands interféromètres Méthode de La Diversité de Phase Chromatique



Sujet académique de la thèse : Mise en phase des grands interféromètres au sol et dans l'espace

Nom du directeur de thèse : Denis Mourard

Date de soutenance de la thèse : 10 Novembre 2011

7.1 Cadre général et enjeux de ma thèse

J'effectue une thèse dans le domaine de l'instrumentation optique pour l'astronomie et plus particulièrement dans le domaine de l'interférométrie optique. En effet, il existe deux principales techniques d'observation d'objets célestes en fonction de la nature des images que l'on souhaite obtenir. Il est possible, d'une part, d'observer directement les astres dans un grand champ du ciel grâce au télescope monolithique (utilisé individuellement) et d'autre part d'accéder à beaucoup plus de détails d'objets ciblés dans un champ plus étroit au moyen d'un interféromètre. Ce dernier consiste en l'association de plusieurs télescopes : en combinant les faisceaux lumineux reçus par chaque télescope, on obtient des franges d'interférences permettant d'accéder à une information à plus haute résolution (plus de détails) qu'avec la technique monolithique.

Les deux techniques, interférométrie et télescope monolithique, ont chacune leur intérêt et, en fonction de ce que les astronomes souhaitent observer. Ils utilisent l'une ou l'autre de ces possibilités. Ainsi, lorsqu'ils veulent observer à haute résolution angulaire un objet précis, l'interférométrie est privilégiée, et pour l'observation d'objet étendu, ils utilisent l'imagerie directe avec un seul télescope.

Dans le cadre de ma thèse, j'étudie un nouveau concept d'interféromètre nommé "Hypertélescope", permettant d'obtenir une image directe de la source céleste observée à Ultra Haute Résolution Angulaire. Ce concept allie l'imagerie directe d'un télescope monolithique avec la très haute résolution d'un interféromètre. Il est rendu possible grâce aux développements technologiques des dernières décennies, et fait l'objet de projets d'étude dans plusieurs laboratoires en France : non seulement à l'Observatoire de la Côte d'Azur, mais aussi, entre autres, à Limoges au laboratoire Xlim ou à l'Observatoire de Haute Provence où un instrument " sur le ciel " (c'est-à-dire pas en laboratoire) a permis de valider le concept dans des conditions réelles d'observation.

Le but de ma thèse est ainsi de concevoir et de réaliser sur un banc optique nommé SIRIUS, un hypertélescope fibré muni d'un cophaseur actif (échelle 1/3000 du VLTI, Very Large Telescope Interferometer, Cerro Paranal au Chili). L'instrument est composé de 6 télescopes, d'un densifieur de pupille permettant de créer la fonction hypertélescope et d'un cophaseur actif constitué du senseur de pistons associé aux lignes à retards fibrées. Dans un premier temps, j'ai répertorié toutes les méthodes de cophasage existantes afin d'élaborer une méthode relevant toutes les contraintes encore non résolues et améliorant les performances actuelles atteignables.

Brièvement, la méthode que j'ai développée (nommée Diversité de Phase Chromatique) consiste à analyser plusieurs fronts d'onde obtenus à des longueurs d'onde différentes, afin de déterminer sans ambiguïté les retards de phase de chaque bras de l'interféromètre. Cette technique innovante permettra de résoudre les problématiques existantes, telles que la détermination de la longueur des bras, l'égalisation de ces longueurs en temps réel et ce pour des différences de marche les plus grandes possibles et en relevant les contraintes des interféromètres actuels.

7.1.1 Enjeux

L'hypertélescope est un interféromètre composé d'un grand nombre de télescopes (100) utilisant le concept de densification de pupille pour imiter un télescope géant de plusieurs kilomètres de diamètre. C'est dans ce principe que réside l'avantage de l'hypertélescope et paradoxalement la difficulté par rapport à un interféromètre classique.

En effet, l'enjeu en interférométrie, qu'elle soit classique ou avec hypertélescope, est d'obtenir une image stable de l'astre observé sur de longues poses permettant d'améliorer le rapport signal à bruit de l'instrument. Car, plus on observe l'objet céleste pendant longtemps, plus on a de photons pour créer l'image sur la caméra. Cependant, les conditions de propagation de la lumière incidente changent très rapidement, rendant l'image observée floue et de mauvaise qualité. Ces conditions de propagation sont dues aux retards de trajet de la lumière entre chaque télescope de l'interféromètre, aux retards internes

à l'instrument, à l'atmosphère de par son inhomogénéité et à la rotation de la Terre. Ces deux dernières causes sont éliminées si l'interféromètre est dans l'espace. La solution pour acquérir une image exploitable est d'égaliser les chemins optiques des faisceaux de tous les télescopes : la lumière émise par l'objet observé doit suivre le même trajet optique depuis l'astre jusqu'au foyer (caméra) de l'interféromètre. La différence de trajet, appelée différence de marche optique, doit être maintenue inférieure à une grandeur appelée longueur de cohérence qui dépend des caractéristiques de l'interféromètre. Pour un instrument observant dans le visible, la DDM doit être inférieure à quelques micromètres (10-6m). Dans le cadre des hypertélescopes, la DDM doit être inférieure à une fraction de longueur d'onde soit quelques nanomètres (10-9m) dans le visible, d'où la contrainte instrumentale de ce concept.

Techniquement, pour pouvoir contrôler les chemins optiques d'un interféromètre, il est nécessaire de les mesurer et de les compenser. On réalise ceci grâce à un senseur de pistons qui calcule les retards optiques, et des lignes à retards qui corrigent la longueur des bras de l'instrument. L'ensemble de ces systèmes est appelé cophaseur : il met en phase tous les télescopes de l'interféromètre. Pour un hypertélescope possédant par définition un nombre important de télescopes, le système de cophasage se doit d'être compact et simple à implémenter, quelque soit le nombre d'ouvertures (télescopes) et la configuration du réseau interférométrique. L'enjeu réside dans ce système de cophasage qui représente un enjeu à part entière dans le domaine de l'instrumentation en astronomie. C'est dans ce contexte que s'inscrit le défi à relever dans le cadre de mon sujet de recherche. Pour ce projet, je gère une équipe d'ingénieurs et de techniciens en optique, mécanique et informatique, soit 7 personnes, sous la supervision de mon directeur de thèse.

7.1.2 Moi dans la thèse

Avant ma thèse, j'ai réalisé un stage de Recherche dans le laboratoire Xlim en association avec mon laboratoire actuel. J'ai ainsi participé au projet SIRIUS dans sa première conception de démonstrateur Hypertélescope, contribuant par la même occasion à la thèse de mon prédécesseur, Fabien Patru. Etant enthousiasmée par cette expérience, c'est avec cohérence que j'ai décidé de postuler à la thèse que j'effectue actuellement. D'autre part, le doctorat me permet d'approfondir mes compétences tout en me permettant de réaliser ma première expérience professionnelle en tant que chef de projet instrumental et scientifique.

7.2 Déroulement, gestion et coût estimé du projet

Le projet SIRIUS est financé par le CNES (Centre National d'Etudes Spatiales) et je suis personnellement sous contrat à durée déterminée avec le CNRS (Centre National de la Recherche Scientifique). Je suis, par conséquent, régulièrement amenée à présenter mes travaux et avancées à ces deux institutions au moyen de rapports d'avancement ou lors de la visite d'un correspondant du CNES dans les locaux du laboratoire.

Afin de permettre une communication entre les membres de l'équipe et un archivage de ces échanges, il a été établi une liste de diffusion électronique accessible de manière sécurisée aux seuls membres de l'équipe. D'autre part, un espace disque, bénéficiant de la même sécurité, nous permet de mettre en commun toutes les ressources documentaires liées de près ou de loin au projet. Les réunions d'avancement sont organisées de façon hebdomadaire et plus particulièrement dès que certaines tâches fixées sont accomplies.

L'équipe est constituée :

- de mon directeur de thèse qui supervise le projet,
- de moi-même qui gère le projet,
- d'un ingénieur de recherche en optique qui participe activement à la conception et au suivi de l'intégration de l'instrument,

- d'un ingénieur d'étude en optique qui assure la relation fournisseur, la réception des éléments et l'intégration,
- d'un ingénieur d'étude et d'un technicien en mécanique qui réalisent la conception, le suivi de la fabrication et l'intégration des pièces mécaniques (supervisés par un ingénieur de recherche en mécanique),
- d'un chargé de recherche en informatique et électronique assurant l'interface 'imagerie' du banc optique avec la salle de contrôle.

Déroulement de la thèse :

- 1ère année :

- Prospection sur les technologies de cophasage existantes
- Planification du projet
- Conception de l'instrument à réaliser
- Développement de l'algorithme de cophasage
- Présentation du projet lors de colloques et d'écoles d'été

- 2ème année :

- Spécifications du banc
- Mise à jour du planning au fur et à mesure de l'avancement
- Budgétisation des éléments / Contact fournisseurs
- Mise à jour des spécifications en fonction de la faisabilité et des devis des fournisseurs
- Réception et validation des éléments
- Présentation du projet lors d'un colloque international à Marseille

- 3ème année :

- Réception et validation des éléments (suite)
- Intégration du banc optique
- Tests et validation de l'instrument réalisé
- Présentation des premiers résultats lors d'un colloque international à San Diego
- Analyse des résultats
- Rédaction du manuscrit de thèse

La table 7.1 ci-après détaille l'estimation du coût consolidé de la thèse :

Table 7.1 : Estimation du coût consolidé de la Thèse

Montants en euros TTC

	Nature de la dépense	Détails *		Coûts totaux (euros TTC)			
				Nombre d'unités	Coût unitaire moyen	Quote-part utilisation	Total
1	Ressources Humaines						
1.1	Doctorant	1 750	320	38	1 750	1	66 500
1.2	Encadrant 1	4000	923	38	4 000	0.2	30 400
1.3	Prime Encadrement						
1.4	Encadrant 2	Salaire brut	Charges				
1.5	Prime Encadrement						
1.6	Autre personnel (hors sous-traitance)	1800	415	38	1 800	1	68 400
1.7	Sous-traitance						
	Sous-total Ressources Humaines						165 300
2	Consommables						
2.1	Fournitures expérimentales	composants optiques et mécaniques		1	50 000	1	50 000
2.2	Fournitures de bureau	tableau, papeterie		1	2 000	1	2 000
2.3	Autres achats						
	Sous-total Consommables						52 000
3	Infrastructures						
3.1	Entretien, gardiennage, secrétariat	secrétaire, jardinier		38	1 300	0.1	4 940
3.2	Loyers des locaux	prix moy du m ² à grasse	Charges locatives	43 m ²	2 873	1	123 539
3.3	Electricité, eau, chauffage, ... (si non inclus dans les charges locatives)						
3.4	Autres						
	Sous-total Infrastructures						128 479
4	Matériel (amortissements)						
4.1	Matériel d'expérimentation (dont les ordinateurs et logiciels spécialisés)	Taux d'amortissement	logiciel ZEMAX: 5000, ordin. du banc: 3000	1	8 000	0.2	1600
4.2	Ordinateur de bureau	Taux d'amortissement	mon ordinateur	1	1 500	1	1 500

4.3	Logiciels de bureau	Taux d'amortissement	MS Office	1	500	1	500
4.4	Autre	Taux d'amortissement					
	Sous-total Matériel						3 600
5	Déplacements						
5.1	Missions en France (Grenoble, Paris)	300	150	3			1 350
5.2	Missions à l'étranger	Transport	Hébergement + autres frais				
5.3	Congrès en France (Marseille)	60	250	1			310
5.4	Congrès à l'étranger (Hongrie, Allemagne, US)	1 950	2 100	4			16 200
	Sous-total Déplacements						17 860
6	Formation						
6.1	Formations	200		7			1 400
6.2	Autres frais (Inscription à l'Université, Sécurité Sociale étudiante, etc.)	380		3			1 140
	Sous-total Formation						2 540
7	Documentation et communication						
7.1	Affranchissements, Internet, téléphone	50		1			50
7.2	Publicité, communication, impressions	50	Sous- traitance agence	1			50
7.3	Documentation (périodiques, livres, bases de données, bibliothèque, etc.)	50		1			50
7.4	Autres						
	Sous-total Documentation et communication						150
8	Charges financières (intérêts des emprunts)						
	Sous-total Charges financières						
9	Charges exceptionnelles						
	Sous-total Charges exceptionnelles						
10	TOTAL						369 929

7.3 Compétences, qualités professionnelles et personnelles

7.3.1 Compétences scientifiques

J'ai débuté ma thèse par un travail de " benchmarking " : prospection bibliographique, état de l'art sur les techniques actuelles de cophasage et sur les performances à améliorer, ainsi que des points à résoudre.

J'ai d'autre part mis à jour mes connaissances du banc SIRIUS et envisagé ses évolutions possibles. Pour cela, j'ai étudié en détail les travaux de mon prédécesseur Fabien Patru, en utilisant ses programmes de simulation et le banc SIRIUS dans sa première version. Après avoir défini un cahier des charges du prototype à réaliser, j'ai modélisé numériquement le concept de cophasage en élaborant des algorithmes en langage de programmation IDL. Les simulations numériques que j'ai développées et réalisées m'ont permis par la suite de déterminer avec mon équipe le design du banc optique et les performances attendues. Une fois ces spécifications définies, j'ai contacté et itéré avec les fournisseurs afin d'approvisionner le banc optique avec les composants adéquats. Cette étape a induit un réajustement des spécifications des composants afin de respecter le budget qui m'était alloué par le CNES tout en conservant une marge acceptable sur les spécifications des composants.

Après réception et validation des composants achetés, j'ai rédigé un plan de test permettant de développer les étapes d'intégration, de tester et de valider le banc. Ce plan de test était à destination de l'ingénieur d'étude optique et du technicien mécanique afin de réglementer une procédure de montage du banc SIRIUS. Actuellement, l'intégration du banc optique est terminée, je suis à la phase de réglages et de finalisation des logiciels de contrôle des caméras et de traitements de données. Je coordonne cette phase avec un ingénieur en informatique et mon directeur de thèse. Une fois cette étape franchie, je validerai mon algorithme de cophasage et analyserai les résultats obtenus afin de critiquer mon projet.

7.3.2 Compétences gestionnaires et managériales

Je gère quatre ingénieurs et un technicien en optique, mécanique et informatique ainsi que deux stagiaires d'IUT Mesures Physiques participant ponctuellement au projet. En tant que chef du projet, j'ai instauré une dynamique au sein de cette équipe en termes d'organisation, de planification et de communication. Assurant le suivi des actions de chacun, je suis le point de convergence des sollicitations : je représente ainsi le relai entre mon équipe et mon directeur de thèse supervisant le projet. Par ailleurs, j'ai encadré deux stagiaires en IUT Mesures Physiques en les guidant dans l'utilisation du banc optique, puis en leur établissant des feuilles de route avec les missions et procédures correspondantes à accomplir dans la phase de test du prototype SIRIUS.

Le projet progresse grâce à une organisation et une planification des actions et réunions que j'ai mises au point avec mon directeur de thèse, et que nous mettons à jour au fur et à mesure des avancements. Une longue et déterminante étape de budgétisation a été nécessaire afin de définir les éléments à commander, acheter puis valider : en relation avec les fournisseurs, j'ai réorienté notre demande en optimisant le respect du budget et des spécifications. Tout au long du projet, je fais preuve d'autonomie et de rigueur pour assurer mes responsabilités.

7.3.3 Compétences communicationnelles

Communication internationale En parallèle à ces actions, je rédige des articles, participe à des colloques nationaux et internationaux, afin de communiquer sur mes travaux et avancées. Ainsi, j'ai participé à deux écoles d'été internationales : j'ai d'une part passé deux semaines dans la ville de Keszthely en Hongrie pour étudier le VLTI lors d'une école organisée par l'ESO. Et d'autre part, j'ai assisté pendant une semaine à des conférences détaillant les technologies récentes des télescopes spatiaux utilisées en astronomie, ceci lors d'une école organisée par le Max Planck Institut à Heidelberg en Allemagne. Au cours de ces écoles, j'ai présenté en anglais mon sujet de recherche et établi

des contacts avec des scientifiques étrangers. J'ai présenté un poster lors d'un colloque international d'une semaine à Marseille organisé par la Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE). Je ferai, fin juin 2010, deux présentations de mon travail à un colloque organisée à San Diego (California, US) également par SPIE. Je contribue d'autre part à deux autres présentations effectuées par mes collègues Fabien Patru (pour le thème hypertélescope), et Nicolas Blind (dans le cadre du consortium évoqué précédemment). Tous les acteurs internationaux de l'instrumentation en astronomie sont présents à ces colloques, ceux-ci étant organisés tous les deux ans. Pour y assister et réaliser des présentations, il est nécessaire de rédiger les articles correspondant aux interventions faites pendant les conférences, ces articles sont ensuite publiés dans la revue SPIE. Durant ma thèse, j'ai d'autre part rédigé des articles pour le " comité de lecture " sur la méthode cophasage que je développe et également sur certaines caractéristiques du concept d'hypertélescope en collaboration avec Fabien Patru et mon directeur de thèse.

Communication et collaboration au sein de l'équipe Pour simplifier la communication et la collaboration au sein de l'équipe, certains outils ont été créés, tels qu'une liste de diffusion et un espace disque rassemblant tous les documents du projet. Une réunion hebdomadaire permet de faire le bilan des actions écoulées et de réorganiser au fur et à mesure celles à venir sur des délais à court et moyen terme. Je reste d'autre part en contact avec mon directeur de thèse pour parler des stratégies à mettre en œuvre lorsque l'on rencontre des problèmes ou pour discuter de l'avancement de la thèse.

7.3.4 Compétences pédagogiques

En parallèle de mon projet de thèse, je suis chargée du cours " Etude Technique des Systèmes Optiques " dans le programme de formation en BTS Opticien Lunetier au GRETA de Nice Côte d'Azur, pour les 1ère et 2ème année. Mes responsabilités consistent ici en la préparation des cours et des devoirs et en l'évaluation des étudiants.

Toutes ces compétences de gestion de projet, de communication et de prospection sont transférables à tous les domaines dans lesquels l'optique instrumentale est nécessaire : dans l'astronomie évidemment, mais également dans les techniques d'imagerie médicale, la défense.

7.3.5 Benchmarking

En réalisant l'état de l'art sur le sujet de ma thèse, j'ai indirectement développé des compétences en veille documentaire, concurrentielle et technologique, qui sont nécessaires en entreprise pour prospecter de nouveaux horizons, notamment dans le cadre de projets dans l'innovation technologique et, plus précisément sur un poste d'ingénieur R&D.

7.4 Impact de ce travail de thèse

La méthode de cophasage qui a été conçue dans le cadre de ma thèse, va être proposée dans la réponse à un appel d'offre de l'ESO (European Southern Observatory) concernant la recherche de cophaseur de deuxième génération pour le VLTI. Dans ce contexte, mon équipe s'est associée au Laboratoire d'Astrophysique de l'Observatoire de Grenoble (LAOG) qui coordonne le projet, et à l'Institut d'Astrophysique et de Géophysique de Liège (IAGL). A l'heure actuelle, nous sommes à la Phase A du projet. En concurrence avec deux autres consortiums, nous avons déterminé le concept et les spécifications du cophaseur que nous venons de proposer à l'ESO (avril 2010) avec une budgétisation et une estimation du temps et de la main d'œuvre nécessaires. L'ESO, après étude de notre dossier, indiquera si notre consortium est sélectionné pour continuer en Phase B du projet qui consistera à préciser concrètement notre proposition.

Chapitre 8

Documentations techniques, résultats supplémentaires

8.1 Document de spécifications du banc SIRIUS



Observatoire
de la CÔTE d'AZUR



SIRIUS
Cophaseur

Spécifications de l'imageur et du senseur de pistons

Auteur: F. Hénault

Réf. OCA: SIR-SPE-006

Version: 4

Date: 24/09/09

Fichier: SIR-SPE-006_V4.doc

Approuvé par :

F. HENault Ingénieur Système

OCA

D. MOURARD Responsable Scientifique

OCA

Table des modifications

Edition	Date	Sections Affectées	Remarques
1	18/05/09	Toutes	Création du document
2	23/06/09	§ 4.3.1 § 4.3.2 § 4.3.2.2 § 4.3.2.3 § 4.3.2.4 § 4.3.2.5 § 4.3.3 § 4.3.3 § 5.1	Spécifications DAU (Figure 9 et Table 8) Valeurs de D_{CX} et D_{CY} Spécifications D2 (Table 12) Spécifications D3 (Table 14) Réflectivité RFM (Table 16) Réflectivité BFM (Table 18) Spécification d'ensemble du MCU (Table 20) Combinaison optique du MCU (Table 21 et Table 23) Interfaces miroirs M1 et M2 (Table 28 et Figure 14)
3	31/07/09	§ 4.1 § 4.2.1 § 4.2.2 § 4.3.3 § 5.1	Spécifications lentille L1 (Table 3) Spécifications lentille L2 (Table 4) Spécifications d'alignement de la caméra scientifique (Table 7) Combinaison optique du MCU (Figure 12, Table 21 et Table 23) Interfaces miroir M1 (Table 28)
4	24/09/09	§ 5.1	Combinaison optique du MCU (Table 21 et Table 23)

NOTATIONS/ACRONYMES

DAU	Densification Adjustment Unit
LAR	Ligne à Retard
MCU	Multiaxial Combination Unit
OPD	Optical Path Difference
PSS	Piston Sensor Subsystem
PTV	Peak to Valley
RMS	Root Mean Square
RSB	Rapport Signal à Bruit
SIS	Science Imager Subsystem
TBC	To Be Confirmed
TBD	To Be Defined
WFE	Wavefront Error
WSU	Wavelength Separation Unit

1 OBJET

Ce document présente l'analyse système et les spécifications préliminaires des composants optiques, mécaniques et électroniques du cophaseur SIRIUS, ainsi que de ses deux principaux sous-systèmes, qui sont:

- Le senseur de pistons (PSS) opérant aux courtes longueurs d'onde, dont la fonction est de déterminer les déphasages sur chacune des sous-pupilles de l'instrument fibré SIRIUS au moyen d'une analyse simultanée dans trois bandes spectrales différentes.
- La caméra d'observation scientifique (SIS) opérant dans des longueurs d'onde supérieures, et permettant de vérifier que les pistons différentiels mesurés par le PSS ont effectivement été compensés par les lignes à retard fibrées (LAR).

L'ensemble de ces deux dispositifs s'intègre sur le banc d'étude des méthodes de cophasage SIRIUS, dont le schéma général est reproduit sur la Figure 1.

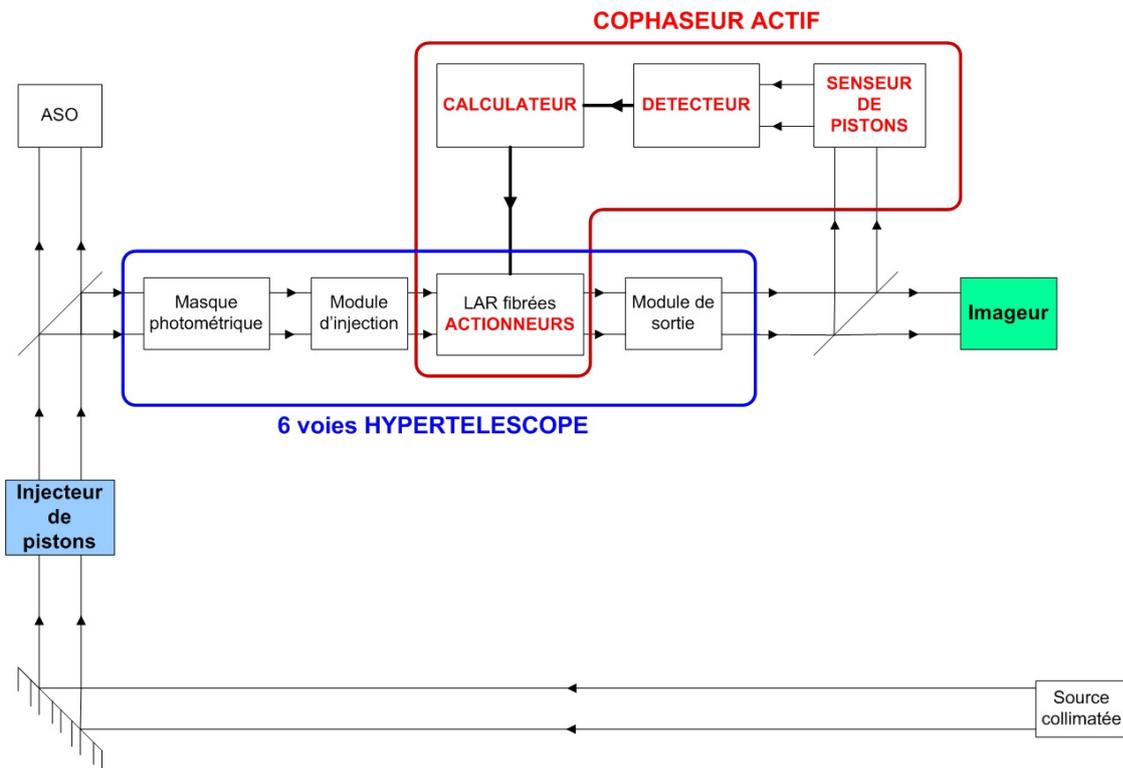


Figure 1: Schéma de principe de l'ensemble du banc SIRIUS.

2 DOCUMENTS ET NOTATIONS

2.1 Documents

- RD1 “Rapport Intermédiaire SIRIUS Cophasage 2009”, doc. n° SIR-TRE-005
 RD2 “Spécifications du DAU dioptrique”, doc. n° SIR-SPE-006

2.2 Notations scientifiques

Bandes de longueurs d’onde

Les principales notations scientifiques utilisées dans ce document sont liées aux trois bandes spectrales opérationnelles du PSS (désignées par la suite par les lettres B, G et R pour bleu, vert et rouge). Celles-ci sont centrées sur les trois longueurs d’onde moyennes λ_B , λ_G et λ_R , et leurs largeurs totales à mi-hauteur sont notées $\delta\lambda_B$, $\delta\lambda_G$ et $\delta\lambda_R$ (voir Figure 1). Les valeurs numériques de ces paramètres sont données dans la Table 1.

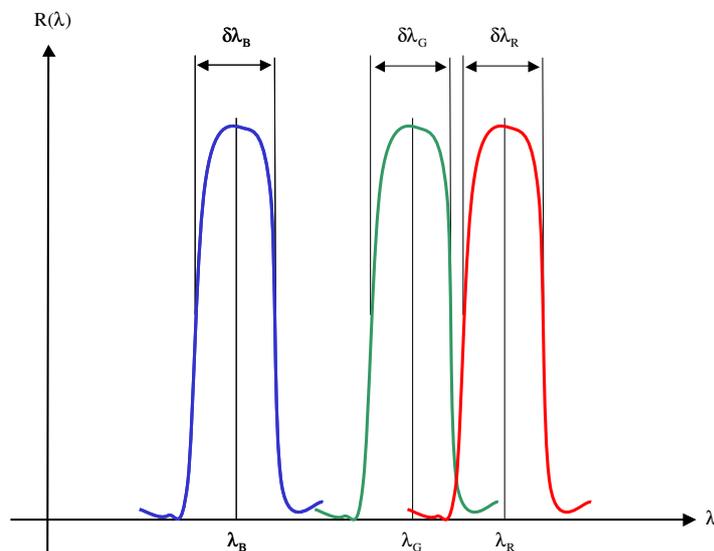


Figure 2: Définition des trois bandes spectrales du PSS

Bande spectrale	Longueur d’onde moyenne	Largeur totale à mi-hauteur
Bleue (B)	$\lambda_B = 550 \text{ nm}$	$\delta\lambda_B = 40 \text{ nm}$
Verte (G)	$\lambda_G = 610 \text{ nm}$	$\delta\lambda_G = 40 \text{ nm}$
Rouge (R)	$\lambda_R = 670 \text{ nm}$	$\delta\lambda_R = 40 \text{ nm}$

Table 1: Définition des trois bandes spectrales du PSS

2.3 Systèmes de coordonnées

On utilise dans ce document deux types de systèmes de coordonnées différents:

- 1) Un système de coordonnées **XYZ** dit “**absolu**” et lié au banc optique SIRIUS, où:
 - Z est horizontal, dirigé suivant la grande longueur du banc optique SIRIUS
 - X est horizontal, perpendiculaire à Z et dirigé suivant la petite longueur du banc optique SIRIUS
 - Y est perpendiculaire à Z et X, vertical et dirigé vers le haut

Le point origine de ce repère n’est pas défini optiquement et peut donc être librement choisi lors de l’étude mécanique.

- 2) Divers systèmes de coordonnées **$X_L Y_L Z_L$** dits “**locaux**”, spécifiques à chaque composant, et où (voir la Figure 3):

- Z_L est confondu avec l’axe de symétrie de la surface optique
- X_L est perpendiculaire à Z_L et situé dans le plan XZ
- Y_L est perpendiculaire à Z_L et X_L

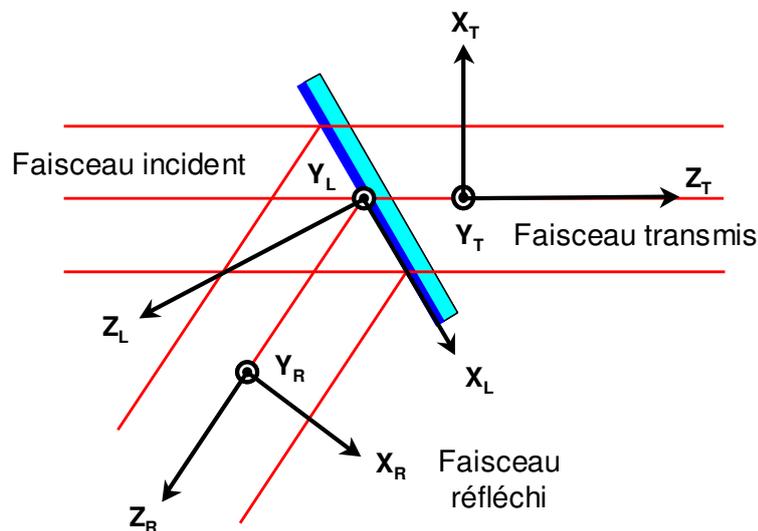


Figure 3: Systèmes de coordonnées associés aux composants optiques

Dans le cas où le composant optique ne travaille pas en incidence normale (miroirs de renvoi, lames dichroïques), on utilisera de plus les repères $X_R Y_R Z_R$ et $X_T Y_T Z_T$, respectivement liés aux faisceaux réfléchis et transmis (voir Figure 3), afin de définir les interfaces optiques (paragraphe 5.1).

3 DESCRIPTION GENERALE

Un schéma de principe de l’imageur et du senseur de pistons SIRIUS est donné sur la Figure 4. On y distingue trois groupes d’éléments principaux:

- Après le plan focal (noté FP) du recombineur fibré, une lentille de collimation L1 et une première lame dichroïque D1 assurent la séparation entre les voies “science” (longueurs d’onde supérieures à $\lambda_R + \delta\lambda_R/2$) et “métrologie” (longueurs d’onde comprises entre $\lambda_B - \delta\lambda_B/2$ et $\lambda_R + \delta\lambda_R/2$).
- La caméra d’imagerie scientifique (SIS) forme l’image du faisceau transmis par la lame D1 sur une matrice de détecteurs optimisée pour la bande spectrale scientifique.
- Le sous-système senseur de pistons (PSS) forme trois images simultanées, dans les bandes spectrales B, G et R, du plan focal FP du recombineur sur une deuxième caméra, dite de métrologie. Le traitement numérique de ces trois images permet ensuite de calculer les erreurs de piston affectant les sous-pupilles du recombineur en temps réel.

Ces trois sous-systèmes sont respectivement décrits dans les paragraphes 3.1, 3.2 et 3.3.

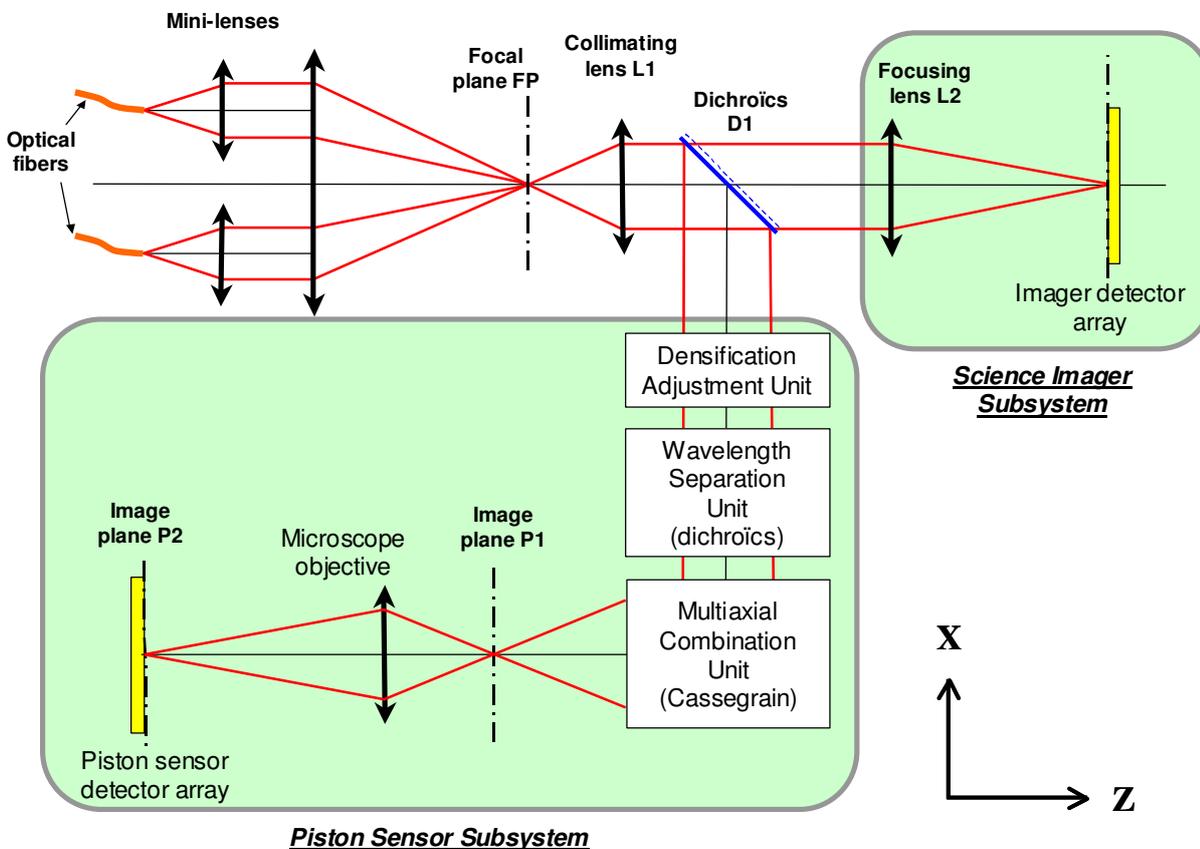


Figure 4: Schéma de principe de l’imageur et du senseur de pistons SIRIUS

3.1 Séparation science-métrologie

La lentille de collimation L1 et la lame dichroïque D1 sont deux éléments très simples, représentés sur la Figure 5. Leurs spécifications sont données dans les paragraphes 4.1 et 4.3.2 respectivement.

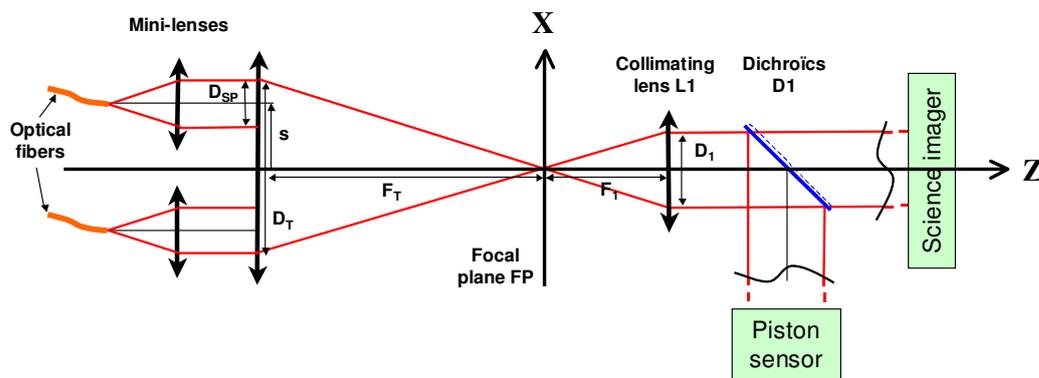


Figure 5: Séparation entre faisceaux science et métrologie

3.2 Caméra d'imagerie scientifique (SIS)

La caméra d'imagerie scientifique reprend l'image formée par le recombineur fibré dans le plan FP, et la ré-image sur une matrice de détecteurs optimisés pour la bande spectrale scientifique. Elle se compose essentiellement d'une lentille achromatique L2 et de la matrice de détecteurs elle-même (voir Figure 6), dont les spécifications sont données dans le paragraphe 4.2.

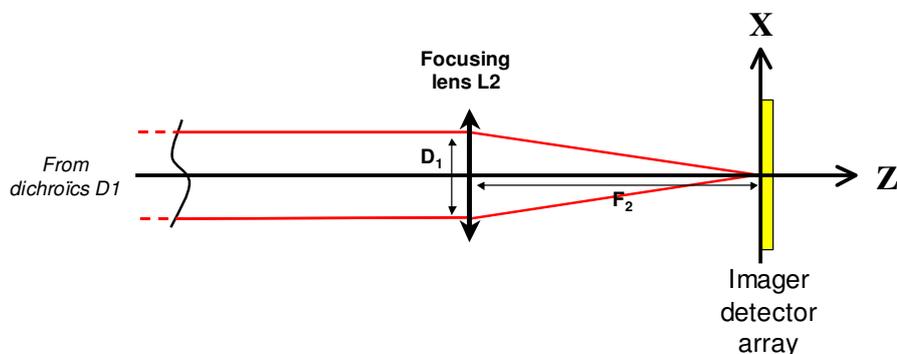


Figure 6: Schéma de principe de la caméra d'imagerie scientifique

3.3 Senseur de pistons (PSS)

En suivant le sens des photons, le senseur de pistons se compose des éléments suivants (voir la Figure 7 et la Figure 8):

- Un “ajusteur de densification” (DAU) placé en aval du faisceau réfléchi par la lame dichroïque D1, dont la fonction est de modifier la densification des sous-pupilles de sortie du recombineur fibré afin d’optimiser les performances du senseur de pistons.
- Un éclateur spectral (WSU) divisant le faisceau de rayons en trois voies parallèles, respectivement dans les bandes spectrales B, G et R.
- Un recombineur multi axial (MCU) formant les images des trois bandes spectrales sur la même matrice de détecteurs.
- Un ou plusieurs objectifs de microscope donnant la capacité d’agrandir les trois images spectrales.
- Une caméra de métrologie optimisée pour les bandes spectrales B, G et R.

Les spécifications détaillées de ces composants sont données dans le paragraphe 4.3. La matrice de détecteurs pourra être placée dans deux plans image différents (notés P1 et P2 sur la Figure 8), suivant que l’on décide d’utiliser ou non l’objectif de microscope.

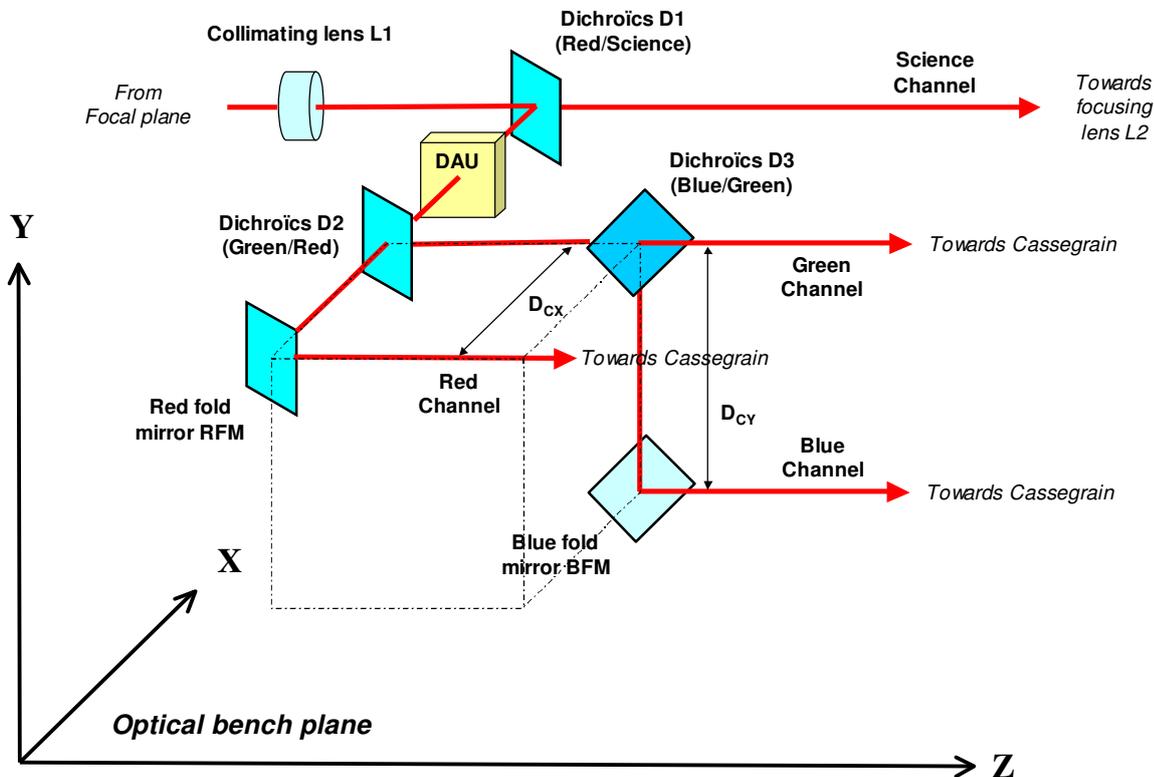


Figure 7: Schéma de principe du senseur de pistons (1/2)

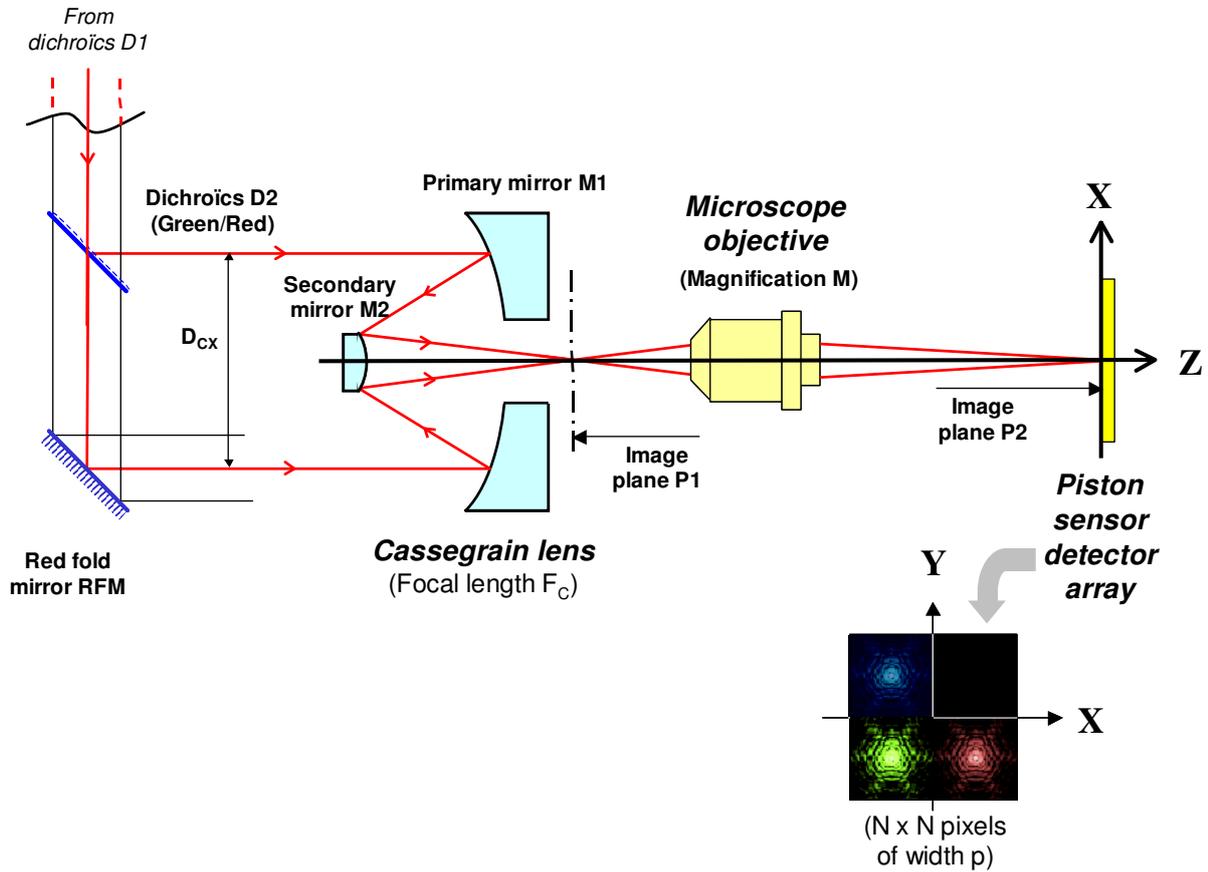


Figure 8: Schéma de principe du senseur de pistons (2/2)

4 EXIGENCES FONCTIONNELLES

Ce chapitre définit les principales spécifications fonctionnelles des éléments de la caméra d'imagerie scientifique et du senseur de pistons SIRIUS.

4.1 Lentille de collimation L1

Les spécifications fonctionnelles de la lentille L1 sont données dans la Table 2 et ses besoins de positionnement et de réglage dans la Table 3.

SPECIFICATIONS	VALEURS
Longueur d'onde minimale λ_{Min}	$\lambda_B - \delta\lambda_B/2$
Longueur d'onde maximale λ_{Max}	900 μm
Transmission minimale T_{Min}	98 %
Traitements anti-reflet	Oui
Distance focale	$70 \pm 3 \text{ mm}$
Epaisseur au centre	$\geq 4 \text{ mm}$
Qualité de front d'onde	$< \lambda/25$ RMS sur toute la bande spectrale
Qualité de surface (rugosité)	$< 2 \text{ nm RMS}$
Qualité de surface (scratch & dig)	$< 40/20$

Table 2: Spécifications fonctionnelles de la lentille L1

	<i>PRECISION RECHERCHEE</i>	<i>DISPOSITIF DE REGLAGE</i>		<i>STABILITE</i>
		<i>Résolution</i>	<i>Course</i>	
Translation suivant X	0.5 mm			5 μm
Translation suivant Y	0.5 mm			5 μm
Translation suivant Z	50 μm	10 μm	$\pm 5 \text{ mm}$	50 μm
Rotation autour de X	1 degré			5 arcmin
Rotation autour de Y	1 degré			5 arcmin
Rotation autour de Z	5 degrés			5 arcmin

Table 3: Besoins de positionnement et de réglage de la lentille L1

4.2 Imagerie scientifique (SIS)

Ce sous-système se compose essentiellement de la lentille de focalisation L2 et de la caméra d'imagerie scientifique.

4.2.1 Lentille de focalisation L2

Les spécifications fonctionnelles de la lentille L2 sont données dans la Table 4 et ses besoins de positionnement et de réglage dans la Table 5.

SPECIFICATIONS	VALEURS
Longueur d'onde minimale λ_{Min}	0.7 μm
Longueur d'onde maximale λ_{Max}	0.9 μm
Transmission minimale T_{Min}	98 %
Traitements anti-reflet	Oui
Distance focale	630 \pm 20 mm
Epaisseur au centre	\geq 4 mm
Qualité de front d'onde	< $\lambda/25$ RMS sur toute la bande spectrale
Qualité de surface (rugosité)	< 2 nm RMS
Qualité de surface (scratch & dig)	< 40/20

Table 4: Spécifications fonctionnelles de la lentille L2

	<i>PRECISION</i>	<i>DISPOSITIF DE REGLAGE</i>		<i>STABILITE</i>
	<i>RECHERCHEE</i>	<i>Résolution</i>	<i>Course</i>	
Translation suivant X	0.5 mm			5 μm
Translation suivant Y	0.5 mm			5 μm
Translation suivant Z	50 μm	10 μm	\pm 5 mm	50 μm
Rotation autour de X	1 degré			5 arcmin
Rotation autour de Y	1 degré			5 arcmin
Rotation autour de Z	5 degrés			5 arcmin

Table 5: Besoins de positionnement et de réglage de la lentille L2

4.2.2 Caméra d'imagerie scientifique

Les spécifications fonctionnelles de la caméra d'imagerie scientifique sont données dans la Table 6 et ses besoins de positionnement et de réglage dans la Table 7.

SPECIFICATIONS	VALEURS
Nombre total de pixels	$\geq 512 \times 512$
Dimensions des pixels	6.45 μm
Longueur d'onde minimale λ_{Min}	0.7 μm
Longueur d'onde maximale λ_{Max}	0.9 μm
Efficacité quantique entre λ_{Min} et λ_{Max}	$\geq 50 \%$
Courant d'obscurité	≤ 2 électrons/pixel/sec
Bruit de lecture	≤ 10 électrons RMS
Temps d'exposition minimum	≥ 1 msec
Convertisseur A/D	≥ 12 bit

Table 6: Spécifications fonctionnelles de la caméra d'imagerie scientifique

	<i>PRECISION</i>	<i>DISPOSITIF DE REGLAGE</i>		<i>STABILITE</i>
	<i>RECHERCHEE</i>	<i>Résolution</i>	<i>Course</i>	
Translation suivant X	0.5 mm			10 μm
Translation suivant Y	0.5 mm			10 μm
Translation suivant Z	1 mm			0.1 mm
Rotation autour de X	1 degré			5 arcmin
Rotation autour de Y	1 degré			5 arcmin
Rotation autour de Z	5 degrés			5 arcmin

Table 7: Besoins de positionnement et de réglage de la caméra d'imagerie scientifique

4.3 Senseur de pistons (PSS)

Ce sous-système se compose de l'ajusteur de densification (§ 4.3.1), de l'éclateur spectral (§ 4.3.2), du recombineur multi axial (§ 4.3.3), d'un ou plusieurs objectifs de microscope (§ 4.3.4) et de la caméra de métrologie (§ 4.3.5).

4.3.1 Ajusteur de densification (DAU)

Dans un premier temps, le DAU se composera d'un jeu de trois diaphragmes interchangeable manuellement (Figure 1), dont les spécifications fonctionnelles sont données dans la Table 8. Dans un deuxième temps, le DAU sera constitué d'un assemblage de 6 mini-lunettes afocales de Galilée, permettant d'améliorer la radiométrie d'un facteur 6. Les spécifications de ce "DAU dioptrique" sont données dans le document RD2.

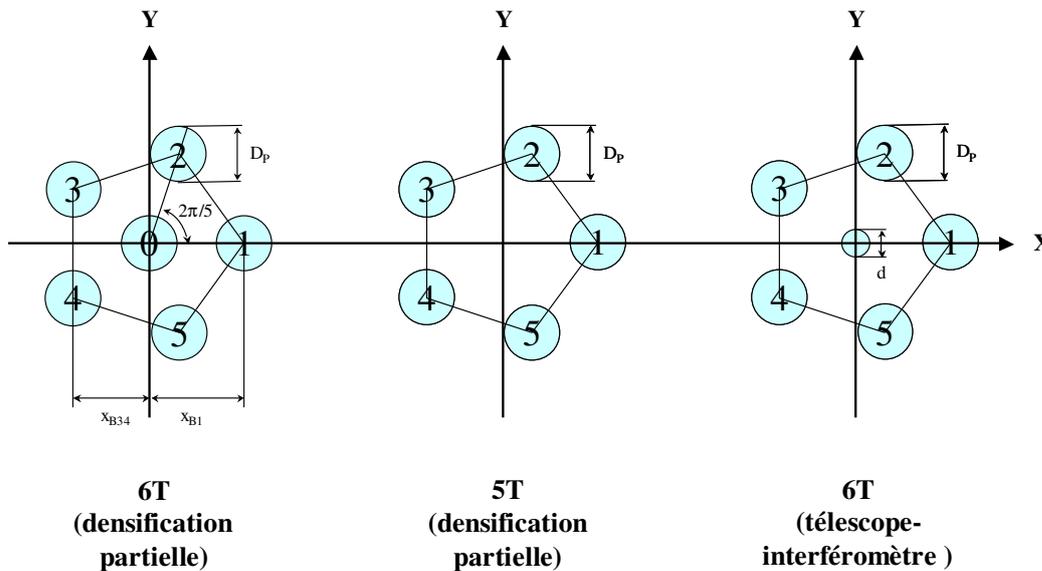


Figure 9: Diaphragmes interchangeables du DAU

SPECIFICATIONS	VALEURS
Coordonnée x_{B1} de la sous-pupille 1	3.43 ± 0.05 mm
Coordonnée x_{B34} des sous-pupilles 3 et 4	-2.775 ± 0.05 mm
Diamètre D_p (5T ou 6T, densification partielle)	1.18 ± 0.05 mm
Diamètre d (6T, télescope-interféromètre)	$1. \pm 0.05$ mm
Distance à la lentille L1	67 ± 1 mm
Centrage sur l'axe optique	≤ 0.1 mm

Table 8: Spécifications fonctionnelles des diaphragmes du DAU

4.3.2 Eclateur spectral (WSU)

Le WSU se compose essentiellement d'un jeu de trois lames dichroïques et de deux miroirs plans dont les spécifications fonctionnelles sont données dans les paragraphes suivants. Tous ces composants optiques travaillent en faisceau parallèle, et leurs distances relatives n'ont donc aucune influence sur la qualité image (on cherchera plutôt à les minimiser, afin de garantir une meilleure stabilité thermique). Les deux seules contraintes imposées ici sont que les distances D_{CX} et D_{CY} séparant les faisceaux de sortie du WSU suivant les axes X et Y (voir Figure 7) doivent être égales à:

$$D_{CX} = 60 \pm 1 \text{ mm}$$

$$D_{CY} = 30 \pm 1 \text{ mm}$$

Les séparations entre les trois bandes spectrales du PSS sont effectuées au moyen de trois lames dichroïques D1, D2 et D3 que l'on spécifie à l'aide de gabarits (voir Figure 10 et Figure 11) dépendants entre autres des quatre paramètres suivants:

- λ_{Min} Longueur d'onde minimale, au-dessous de laquelle les spécifications de réjection et de transmission se s'appliquent plus
- λ_1 Première longueur d'onde de coupure
- λ_2 Deuxième longueur d'onde de coupure
- λ_{Max} Longueur d'onde maximale, au-dessus de laquelle les spécifications de réjection et de transmission se s'appliquent plus

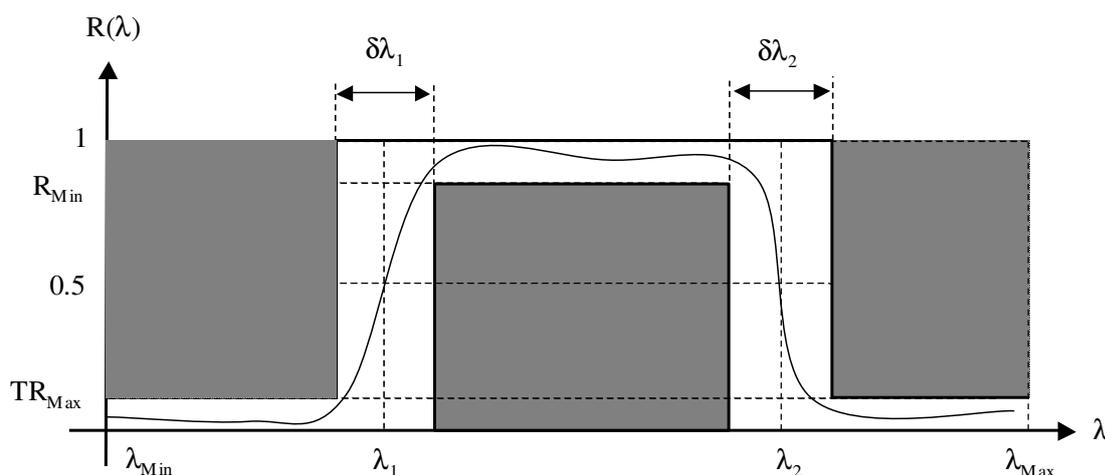


Figure 10: Gabarits des lames dichroïques en réflexion

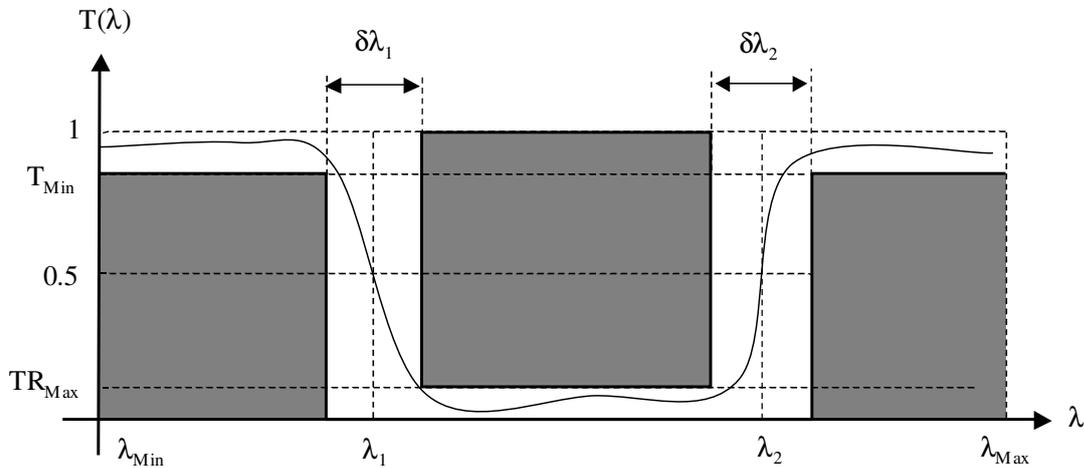


Figure 11: Gabarits des lames dichroïques en transmission

Les valeurs numériques des paramètres λ_{Min} , λ_1 , λ_2 et λ_{Max} des lames dichroïques D1, D2 et D3 s'obtiennent à partir des relations de la Table 9. Elles dépendent des caractéristiques des trois bandes spectrales définies dans la Table 1.

Valeurs des paramètres	Dichroïque D1	Dichroïque D2	Dichroïque D3
λ_{Min}	0.4 μm	0.4 μm	0.4 μm
λ_1	$\lambda_{\text{B}} - \delta\lambda_{\text{B}}/2$	$\lambda_{\text{B}} - \delta\lambda_{\text{B}}/2$	$\lambda_{\text{B}} - \delta\lambda_{\text{B}}/2$
λ_2	$\lambda_{\text{R}} + \delta\lambda_{\text{R}}/2$	$\lambda_{\text{G}} + \delta\lambda_{\text{G}}/2$	$\lambda_{\text{B}} + \delta\lambda_{\text{B}}/2$
λ_{Max}	1 μm	1 μm	1 μm

Table 9: Définition des paramètres caractéristiques des lames dichroïques D1, D2 et D3

4.3.2.1 lame dichroïque D1

Cette lame dichroïque transmet la voie d'imagerie scientifique et réfléchit les bandes spectrales B, G et R. Ses spécifications fonctionnelles sont définies dans la Table 10 et ses besoins de positionnement et de réglage dans la Table 11.

SPECIFICATIONS	VALEURS
Longueur d'onde minimale λ_{Min}	Voir Table 9
Longueur d'onde de coupure λ_1	Voir Table 9
Largeur de coupure $\delta\lambda_1$	$\pm 0.01 \mu\text{m}$
Longueur d'onde de coupure λ_2	Voir Table 9
Largeur de coupure $\delta\lambda_2$	$\pm 0.01 \mu\text{m}$
Longueur d'onde maximale λ_{Max}	Voir Table 9
Réflexion minimale M_{in}	$\geq 95 \%$
Transmission minimale T_{Min}	$\geq 90 \%$
Taux de réjection maximal TR_{Max}	1 %
Angle d'incidence des faisceaux	45 ± 1 degrés autour de l'axe Y
Matériau du substrat	Fused Silica
Épaisseur au centre	$\geq 2 \text{ mm}$
Parallélisme du substrat	≤ 15 minutes d'arc
Traitement anti-reflet face arrière	Oui
Qualité de front d'onde	$< \lambda/25$ RMS avec: $\lambda = \lambda_R + \delta\lambda_R/2$ en transmission $\lambda = \lambda_B - \delta\lambda_B/2$ en réflexion
Qualité de surface (rugosité)	$< 2 \text{ nm RMS}$
Qualité de surface (scratch & dig)	$< 40/20$

Table 10: Spécifications fonctionnelles de la lame dichroïque D1

	<i>PRECISION</i>	<i>DISPOSITIF DE REGLAGE</i>		<i>STABILITE</i>
	<i>RECHERCHEE</i>	<i>Résolution</i>	<i>Course</i>	
Translation suivant X_L	0.5 mm			0.1 mm
Translation suivant Y_L	0.5 mm			0.1 mm
Translation suivant Z_L	1 mm			0.1 mm
Rotation autour de X_L	1 degré			1 arcsec
Rotation autour de Y_L	1 degré			1 arcsec
Rotation autour de Z_L	5 degrés			5 arcmin

Table 11: Besoins de positionnement et de réglage de la lame dichroïque D1

4.3.2.2 lame dichroïque D2

Cette lame dichroïque transmet la bande spectrale R et réfléchit les bandes spectrales B et G. Ses spécifications fonctionnelles sont définies dans la Table 12 et ses besoins de positionnement et de réglage dans la Table 13.

SPECIFICATIONS	VALEURS
Longueur d'onde minimale λ_{Min}	Voir Table 9
Longueur d'onde de coupure λ_1	Voir Table 9
Largeur de coupure $\delta\lambda_1$	$\pm 0.015 \mu\text{m}$
Longueur d'onde de coupure λ_2	Voir Table 9
Largeur de coupure $\delta\lambda_2$	$\pm 0.015 \mu\text{m}$
Longueur d'onde maximale λ_{Max}	Voir Table 9
Réflexion minimale R_{Min}	$\geq 95 \%$
Transmission minimale T_{Min}	$\geq 90 \%$
Taux de réjection maximal TR_{Max}	1 %
Angle d'incidence des faisceaux	45 ± 1 degrés autour de l'axe Y
Matériau du substrat	Fused Silica
Epaisseur au centre	≥ 2 mm
Parallélisme du substrat	≤ 15 minutes d'arc
Traitement anti-reflet face arrière	Oui
Qualité de front d'onde	$< \lambda/25$ RMS avec: $\lambda = \lambda_G + \delta\lambda_G/2$ en transmission $\lambda = \lambda_B - \delta\lambda_B/2$ en réflexion
Qualité de surface (rugosité)	< 2 nm RMS
Qualité de surface (scratch & dig)	$< 40/20$

Table 12: Spécifications fonctionnelles de la lame dichroïque D2

	<i>PRECISION</i>	<i>DISPOSITIF DE REGLAGE</i>		<i>STABILITE</i>
	<i>RECHERCHEE</i>	<i>Résolution</i>	<i>Course</i>	
Translation suivant X_L	0.5 mm			0.1 mm
Translation suivant Y_L	0.5 mm			0.1 mm
Translation suivant Z_L	1 mm			0.1 mm
Rotation autour de X_L	1 degré	1 arcmin	± 2 degrés	1 arcsec
Rotation autour de Y_L	1 degré	1 arcmin	± 2 degrés	1 arcsec
Rotation autour de Z_L	5 degrés			5 arcmin

Table 13: Besoins de positionnement et de réglage de la lame dichroïque D2

4.3.2.3 lame dichroïque D3

Cette lame dichroïque transmet la bande spectrale G et réfléchit la bande spectrale B. Ses spécifications fonctionnelles sont définies dans la Table 14 et ses besoins de positionnement et de réglage dans la Table 15.

SPECIFICATIONS	VALEURS
Longueur d'onde minimale λ_{Min}	Voir Table 9
Longueur d'onde de coupure λ_1	Voir Table 9
Largeur de coupure $\delta\lambda_1$	$\pm 0.015 \mu\text{m}$
Longueur d'onde de coupure λ_2	Voir Table 9
Largeur de coupure $\delta\lambda_2$	$\pm 0.015 \mu\text{m}$
Longueur d'onde maximale λ_{Max}	Voir Table 9
Réflexion minimale R_{Min}	$\geq 95 \%$
Transmission minimale T_{Min}	$\geq 90 \%$
Taux de réjection maximal TR_{Max}	1 %
Angle d'incidence des faisceaux	45 ± 1 degrés autour de l'axe X
Matériau du substrat	Fused Silica
Epaisseur au centre	≥ 2 mm
Parallélisme du substrat	≤ 15 minutes d'arc
Traitement anti-reflet face arrière	Oui
Qualité de front d'onde	$< \lambda/25$ RMS avec: $\lambda = \lambda_B + \delta\lambda_B/2$ en transmission $\lambda = \lambda_B - \delta\lambda_B/2$ en réflexion
Qualité de surface (rugosité)	< 2 nm RMS
Qualité de surface (scratch & dig)	$< 40/20$

Table 14: Spécifications fonctionnelles de la lame dichroïque D3

	<i>PRECISION</i>	<i>DISPOSITIF DE REGLAGE</i>		<i>STABILITE</i>
	<i>RECHERCHEE</i>	<i>Résolution</i>	<i>Course</i>	
Translation suivant X_L	0.5 mm			0.1 mm
Translation suivant Y_L	0.5 mm			0.1 mm
Translation suivant Z_L	1 mm			0.1 mm
Rotation autour de X_L	1 degré			1 arcsec
Rotation autour de Y_L	1 degré			1 arcsec
Rotation autour de Z_L	5 degrés			5 arcmin

Table 15: Besoins de positionnement et de réglage de la lame dichroïque D3

4.3.2.4 Miroir plan RFM

Ce miroir plan réfléchit la bande spectrale R. Ses spécifications fonctionnelles sont définies dans la Table 16 et ses besoins de positionnement et de réglage dans la Table 17.

SPECIFICATIONS	VALEURS
Type de surface	Plane
Longueur d'onde minimale λ_{Min}	$\lambda_R - \delta\lambda_R/2$
Longueur d'onde maximale λ_{Max}	$\lambda_R + \delta\lambda_R/2$
Réflexion minimale R_{Min}	97 %
Angle d'incidence des faisceaux	45 ± 1 degrés autour de l'axe Y
Épaisseur au centre	≥ 2 mm
Qualité de front d'onde	$< \lambda/25$ RMS avec: $\lambda = \lambda_R - \delta\lambda_R/2$
Qualité de surface (rugosité)	< 2 nm RMS
Qualité de surface (scratch & dig)	$< 40/20$

Table 16: Spécifications fonctionnelles du RFM

	<i>PRECISION</i>	<i>DISPOSITIF DE REGLAGE</i>		<i>STABILITE</i>
	<i>RECHERCHEE</i>	<i>Résolution</i>	<i>Course</i>	
Translation suivant X_L	0.5 mm			0.1 mm
Translation suivant Y_L	0.5 mm			0.1 mm
Translation suivant Z_L	1 mm			0.1 mm
Rotation autour de X_L	1 degré	1 arcmin	± 2 degrés	1 arcsec
Rotation autour de Y_L	1 degré	1 arcmin	± 2 degrés	1 arcsec
Rotation autour de Z_L	5 degrés			5 arcmin

Table 17: Besoins de positionnement et de réglage du RFM

4.3.2.5 Miroir plan BFM

Ce miroir plan réfléchit la bande spectrale B. Ses spécifications fonctionnelles sont définies dans la Table 18 et ses besoins de positionnement et de réglage dans la Table 19.

SPECIFICATIONS	VALEURS
Type de surface	Plane
Longueur d'onde minimale λ_{Min}	$\lambda_B - \delta\lambda_B/2$
Longueur d'onde maximale λ_{Max}	$\lambda_B + \delta\lambda_B/2$
Réflexion minimale R_{Min}	97 %
Angle d'incidence des faisceaux	45 ± 1 degrés autour de l'axe X
Épaisseur au centre	≥ 2 mm
Qualité de front d'onde	$< \lambda/25$ RMS avec: $\lambda = \lambda_B - \delta\lambda_B/2$
Qualité de surface (rugosité)	< 2 nm RMS
Qualité de surface (scratch & dig)	$< 40/20$

Table 18: Spécifications fonctionnelles du BFM

	<i>PRECISION</i>	<i>DISPOSITIF DE REGLAGE</i>		<i>STABILITE</i>
	<i>RECHERCHEE</i>	<i>Résolution</i>	<i>Course</i>	
Translation suivant X_L	0.5 mm			0.1 mm
Translation suivant Y_L	0.5 mm			0.1 mm
Translation suivant Z_L	1 mm			0.1 mm
Rotation autour de X_L	1 degré	1 arcmin	± 2 degrés	1 arcsec
Rotation autour de Y_L	1 degré	1 arcmin	± 2 degrés	1 arcsec
Rotation autour de Z_L	5 degrés			5 arcmin

Table 19: Besoins de positionnement et de réglage du BFM

4.3.3 Recombineur multiaxial (MCU)

Le MCU est une combinaison optique de type Cassegrain composée de deux miroirs asphériques M1 et M2. Les caractéristiques globales de ce télescope sont indiquées dans la Table 20 ci-dessous. Pour répondre à ces exigences, on propose la solution optique suivante:

- La distance séparant les miroirs M1 et M2 du plan image P1 est donnée sur la Figure 12.
- Les spécifications fonctionnelles et les besoins de positionnement et de réglage individuels de M1 et M2 sont précisés dans les tables des paragraphes 4.3.3.1 et 4.3.3.2

SPECIFICATIONS	VALEURS
Distance focale	830 ± 10 mm
Pupille d'entrée	Sur miroir M1
Longueur d'onde minimale λ_{Min}	$\lambda_B - \delta\lambda_B/2$
Longueur d'onde maximale λ_{Max}	$\lambda_R + \delta\lambda_R/2$
Qualité du front d'onde (sur les trois sous-pupilles de la Figure 14)	$< \lambda/18$ RMS avec: $\lambda = \lambda_B - \delta\lambda_B/2$

Table 20: Spécifications d'ensemble du MCU

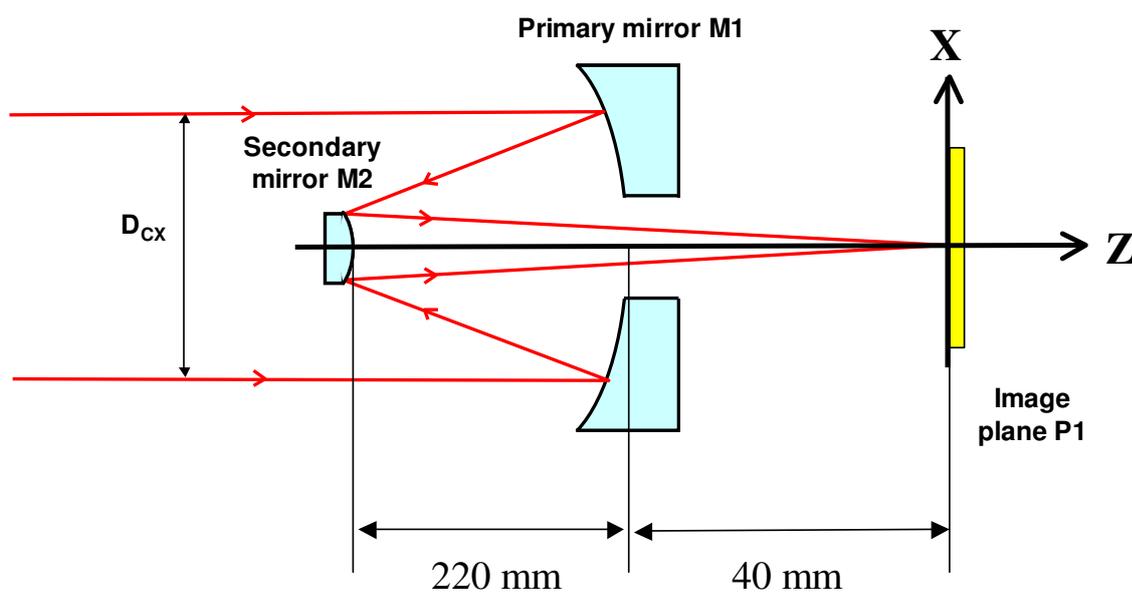


Figure 12: Schéma de principe du MCU

4.3.3.1 Miroir primaire M1

SPECIFICATIONS	VALEURS
Type de surface	Parabolique
Rayon de courbure	<u>-640 mm</u>
Coefficient de conicité	-1.
Réflexion minimale R_{Min}	97 %
Epaisseur au centre	20 mm (TBC)
Qualité de surface (rugosité)	< 2 nm RMS
Qualité de surface (scratch & dig)	< 40/20

Table 21: Spécifications fonctionnelles du M1

	<i>PRECISION RECHERCHEE</i>	<i>DISPOSITIF DE REGLAGE</i>		<i>STABILITE</i>
		<i>Résolution</i>	<i>Course</i>	
Translation suivant X_L	10 μm			10 μm
Translation suivant Y_L	10 μm			10 μm
Translation suivant Z_L	50 μm			10 μm
Rotation autour de X_L	5 arcmin	1 arcmin	± 2 degrés	1 arcsec
Rotation autour de Y_L	5 arcmin	1 arcmin	± 2 degrés	1 arcsec
Rotation autour de Z_L	5 degrés			5 arcmin

Table 22: Besoins de positionnement et de réglage du M1

4.3.3.2 Miroir secondaire M2

SPECIFICATIONS	VALEURS
Type de surface	Hyperbolique
Rayon de courbure	<u>-326.29 mm</u>
Coefficient de conicité	-5.136
Réflexion minimale R _{Min}	97 %
Matériau du substrat	Zerodur
Épaisseur au centre	≥ 6 mm
Qualité de surface (rugosité)	< 2 nm RMS
Qualité de surface (scratch & dig)	< 40/20

Table 23: Spécifications fonctionnelles du M2

	<i>PRECISION</i>	<i>DISPOSITIF DE REGLAGE</i>		<i>STABILITE</i>
	<i>RECHERCHEE</i>	<i>Résolution</i>	<i>Course</i>	
Translation suivant X _L	10 μm	10 μm	± 5 mm	10 μm
Translation suivant Y _L	10 μm	10 μm	± 5 mm	10 μm
Translation suivant Z _L	50 μm	10 μm	± 5 mm	10 μm
Rotation autour de X _L	5 arcmin			1 arcsec
Rotation autour de Y _L	5 arcmin			1 arcsec
Rotation autour de Z _L	5 degrés			5 arcmin

Table 24: Besoins de positionnement et de réglage du M2

4.3.4 Objectif de microscope

Cet objectif de microscope est optionnel: il est utilisable pour transporter optiquement les images du plan P1 (au foyer du MCU) dans le plan P2 (voir Figure 4 et Figure 8). La distance entre P1 et P2 dépend du grandissement de l'objectif de microscope choisi.

On utilisera des objectifs de microscope du commerce, comme par exemple les Melles Griot de grandissements 1, 2.5 ou 4 (voir l'URL http://www.mellesgriot.com/pdf/X_17_9-12.pdf).

Les besoins de positionnement et de réglage de l'objectif de microscope sont définis dans la Table 25.

	<i>PRECISION</i>	<i>DISPOSITIF DE REGLAGE</i>		<i>STABILITE</i>
	<i>RECHERCHEE</i>	<i>Résolution</i>	<i>Course</i>	
Translation suivant X	0.1 mm	0.1 mm	± 5 mm	10 µm
Translation suivant Y	0.1 mm	0.1 mm	± 5 mm	10 µm
Translation suivant Z	1 mm			0.1 mm
Rotation autour de X	1 degré			5 arcmin
Rotation autour de Y	1 degré			5 arcmin
Rotation autour de Z	5 degrés			5 arcmin

Table 25: Besoins de positionnement et de réglage de l'objectif de microscope

4.3.5 Caméra du senseur de pistons

Les spécifications fonctionnelles de la caméra du senseur de pistons sont données dans la Table 26 et ses besoins de positionnement et de réglage dans la Table 27.

On rappelle que cette camera doit pouvoir être installée dans deux plans images différents P1 et P2 (voir Figure 4 et Figure 8).

SPECIFICATIONS	VALEURS
Nombre total de pixels	$\geq 512 \times 512$
Dimensions des pixels	6.45 μm
Longueur d'onde minimale λ_{Min}	$\lambda_{\text{B}} - \delta\lambda_{\text{B}}/2$
Longueur d'onde maximale λ_{Max}	$\lambda_{\text{R}} + \delta\lambda_{\text{R}}/2$
Efficacité quantique entre λ_{Min} et λ_{Max}	$\geq 50 \%$
Courant d'obscurité	≤ 2 électrons/pixel/sec
Bruit de lecture	≤ 10 électrons RMS
Temps d'exposition minimum	≥ 1 msec
Convertisseur A/D	≥ 12 bit

Table 26: Spécifications fonctionnelles de la caméra du senseur de pistons

	<i>PRECISION</i>	<i>DISPOSITIF DE REGLAGE</i>		<i>STABILITE</i>
	<i>RECHERCHEE</i>	<i>Résolution</i>	<i>Course</i>	
Translation suivant X	0.5 mm			10 μm
Translation suivant Y	0.5 mm			10 μm
Translation suivant Z	1 mm			0.1 mm
Rotation autour de X	1 degré			5 arcmin
Rotation autour de Y	1 degré			5 arcmin
Rotation autour de Z	5 degrés			5 arcmin

Table 27: Besoins de positionnement et de réglage de la caméra du senseur de pistons

5 DIMENSIONS ET INTERFACES

5.1 Dimensions des composants optiques

Les principales dimensions opto-mécaniques des composants optiques sont définies dans les repères locaux $X_R Y_R Z_R$ ou $X_T Y_T Z_T$ des composants (voir le paragraphe 2.3 et la Figure 13 ci-dessous). Les valeurs numériques des dimensions sont indiquées dans la Table 28.

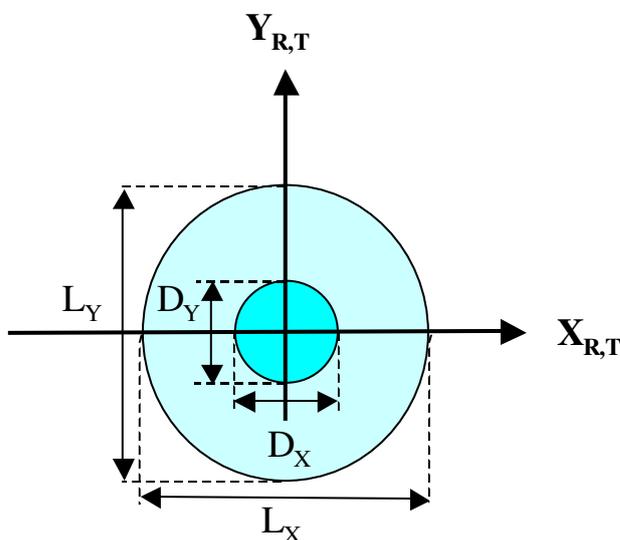


Figure 13: Dimensions des faisceaux incidents sur les composants optiques dans les repères $X_R Y_R Z_R$ et $X_T Y_T Z_T$

Composant	Dimensions utiles optiques		Dimensions mécaniques		Remarque
	D_X (mm)	D_Y (mm)	L_X (mm)	L_Y (mm)	
L1	15	15	TBD	TBD	Inclinée à 45 deg.
D1	15	15	TBD	TBD	
L2	15	15	TBD	TBD	
DAU	10	10	TBD	TBD	
D2	15	15	TBD	TBD	Inclinée à 45 deg.
RFM	15	15	TBD	TBD	
D3	15	15	TBD	TBD	Inclinée à 45 deg.
BFM	15	15	TBD	TBD	
M1	80	80	88	88	Voir Figure 14
M2	27	27	30	30	

Table 28: Dimensions des composants optiques

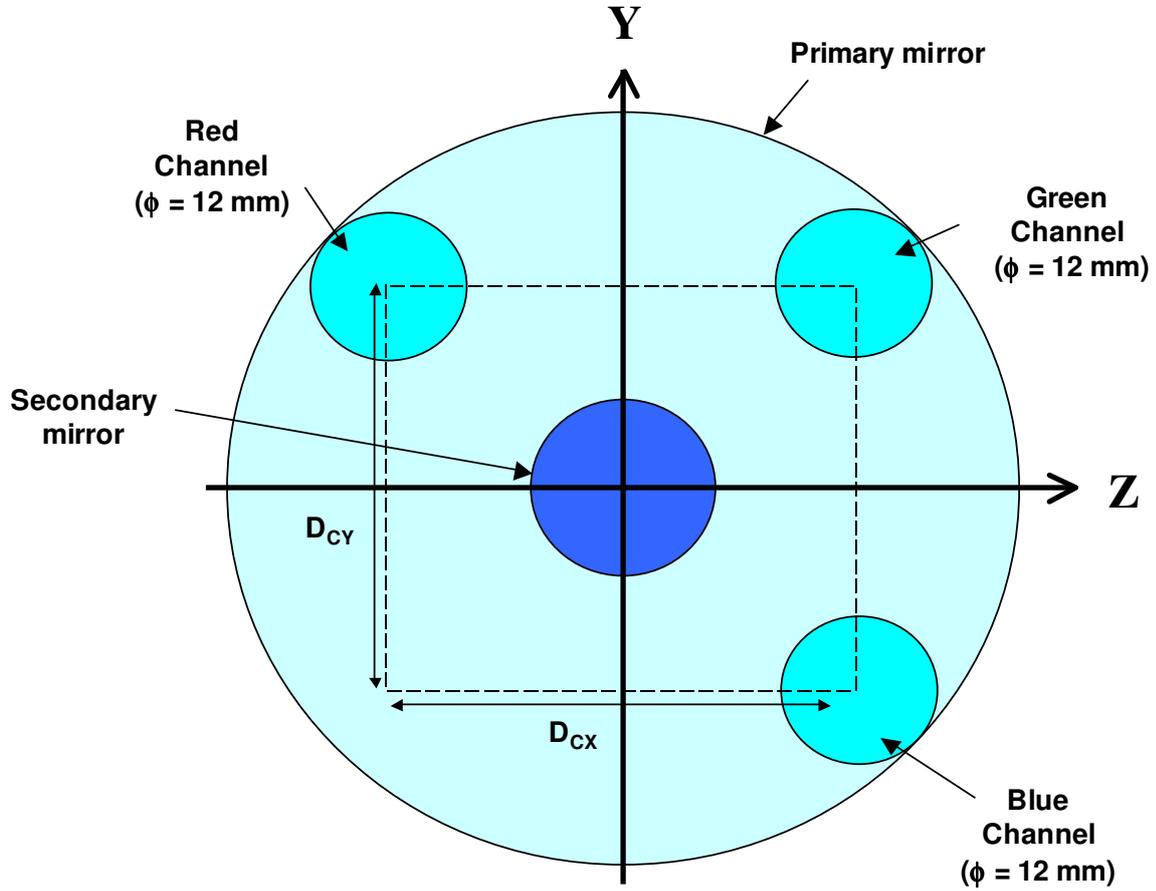


Figure 14: Emplacements des bandes spectrales B, G et R à la surface du M1 (les valeurs de D_{CX} et D_{CY} sont indiquées au paragraphe 4.3.2).

5.2 Interfaces mécaniques

Le schéma d'interface avec le banc SIRIUS est défini sur la Figure 15.

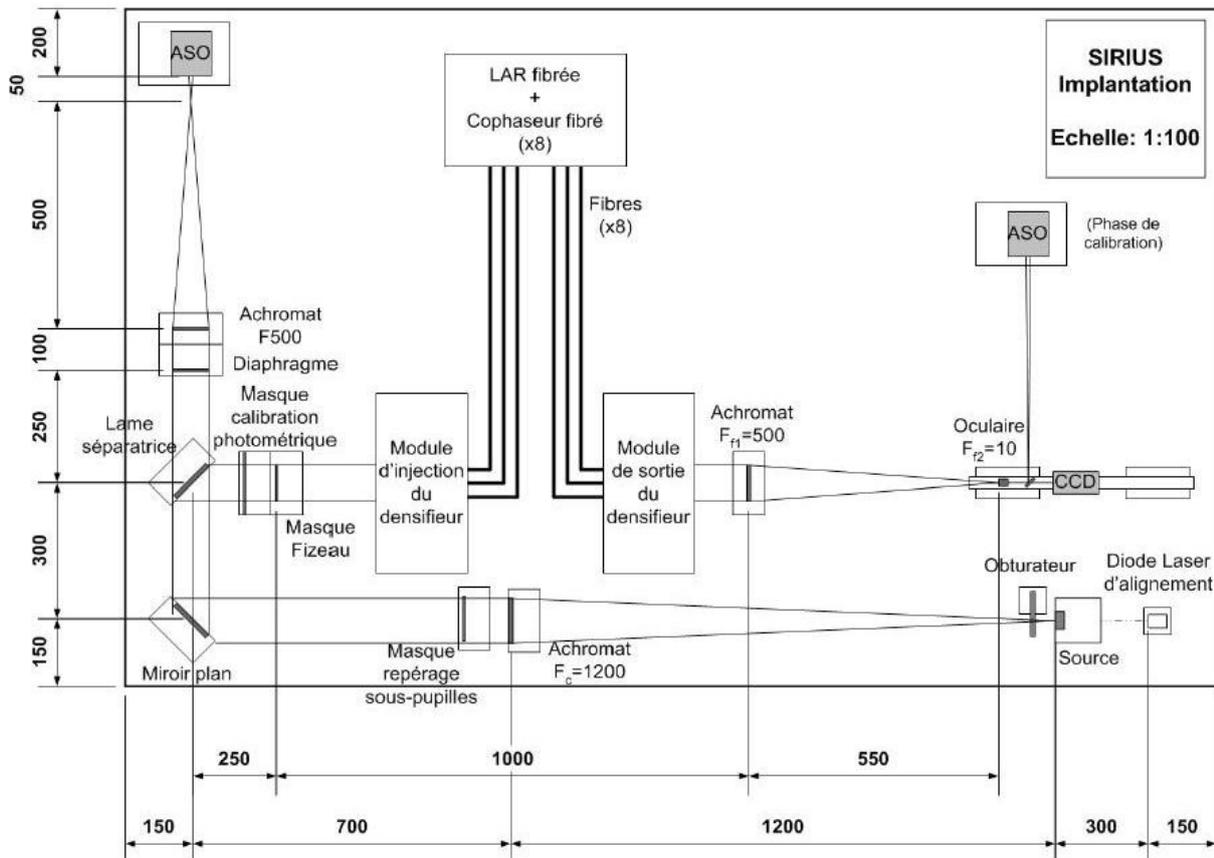


Figure 15: Schéma d'interface avec le banc SIRIUS

6 EXIGENCES D'ENVIRONNEMENT

6.1 Opération

Les sous-ensembles doivent remplir toutes leurs exigences fonctionnelles dans l'environnement suivant:

- +18 °C ≤ Température ≤ +22 °C
- 950 HPa ≤ Pression ≤ 1050 HPa
- 40 % ≤ Hygrométrie ≤ 60 %

6.2 Stockage

Les sous-ensembles devront être transportables par route, air, et mer. Ils doivent résister sans dégradation à l'environnement suivant:

- 40 °C ≤ Température ≤ +60 °C avec des gradients instantanés de 20° C
- 500 HPa ≤ Pression ≤ 1050 HPa
- 5 % ≤ Hygrométrie ≤ 100 %

6.3 Exigences de propreté

Les sous-ensembles ne doivent pas libérer de particules ou de débris qui pourraient contaminer les surfaces optiques.

Toutes les surfaces optiques et mécaniques seront nettoyables. À la livraison, le niveau de propreté sera compatible avec une Classe 100 000 standard. Le fabricant fournira une procédure pour le nettoyage des surfaces optiques externes et des parties mécaniques.

7 EXIGENCES DE VERIFICATION

- Les lames dichroïques D1, D2 et D3 seront livrées accompagnés d'un procès-verbal de contrôle de leurs performances en réflexion, transmission et réjection sur toutes les bandes spectrales SIRIUS.
- Les M1 et M2 seront livrés accompagnés d'un procès-verbal de contrôle de qualité image et de rugosité.

8.2 Plan de test du banc SIRIUS

PLAN DE TEST DU BANC SIRIUS

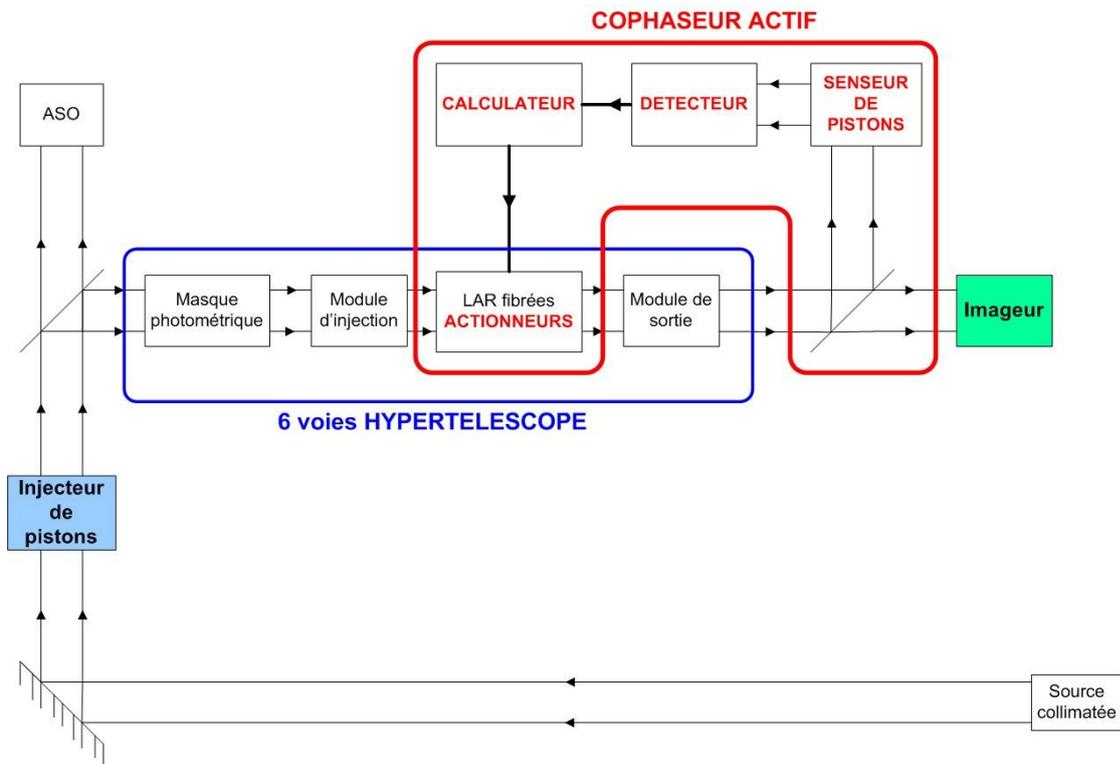


Fig. 1 : Schéma bloc du banc SIRIUS

L'alignement des modules définis dans le schéma bloc (Fig. 1) est détaillé par la suite à partir du module de sortie (*hypothèse : module d'injection optimisé*). Chaque module est détaillé par la suite à partir de la configuration donnée par le schéma suivant :

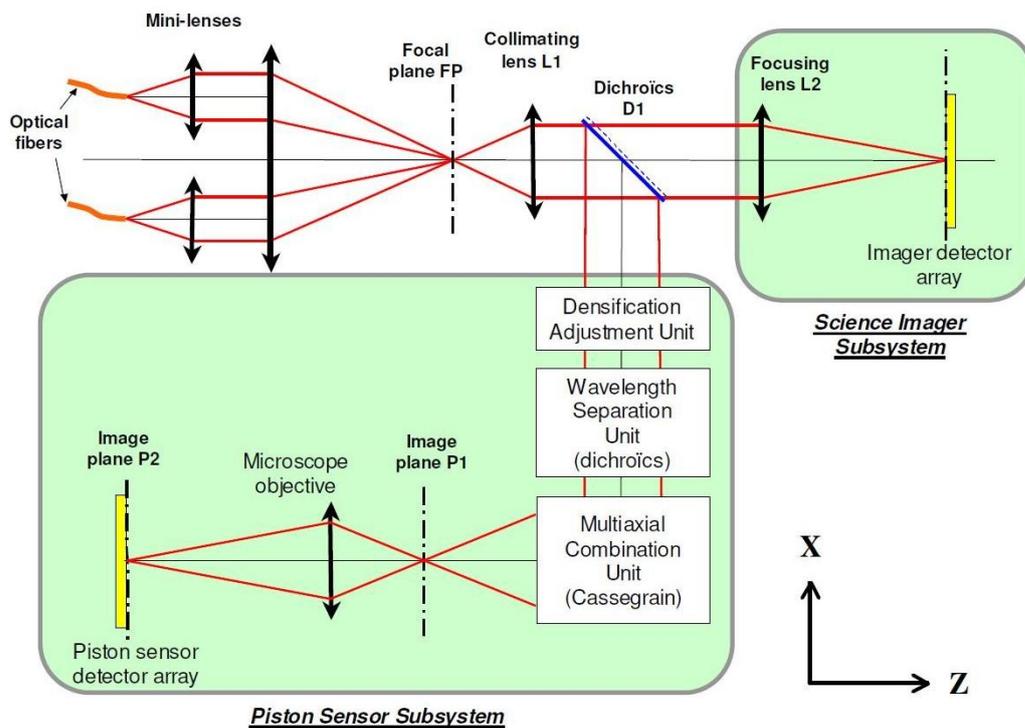


Fig. 2 : Schéma détaillant les éléments des modules à aligner

Système de coordonnées XYZ utilisé par la suite:

- Z est horizontal, dirigé suivant la grande longueur du banc optique SIRIUS
- X est horizontal, perpendiculaire à Z et dirigé suivant la petite longueur du banc optique SIRIUS
- Y est perpendiculaire à Z et X, vertical et dirigé vers le haut

Pour faciliter les alignements, la voie de référence 0 est alignée grâce au laser rouge connecté directement sur le cadre de sortie. Pour cela, utiliser une fibre intermédiaire (verte) connectée au cadre sur la voie 0 et à la fibre de la source : cela évite de manipuler directement sur le cadre de sortie. Les voies 1, 2, 3, 4 et 5 seront réglées à la caméra : laser connecté sur le module source du banc. Je précise à chaque étape quel laser utiliser (rouge ou blanc) et où il faut le connecter.

Penser à porter des lunettes de protection lors de l'utilisation du laser blanc!

Réglage du module de sortie :

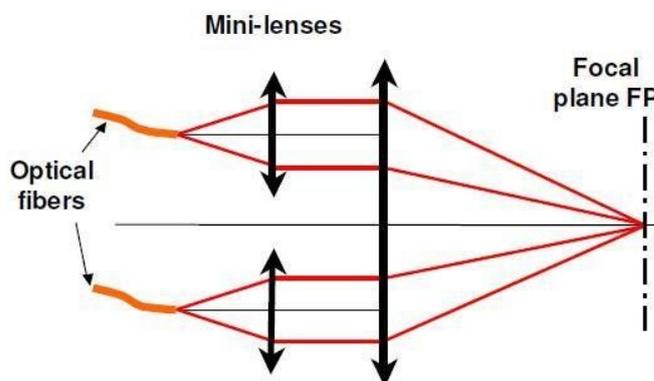


Fig. 3 : Fibres en sortie, lentilles de densification, lentille F500

Laser rouge sur voie 0

* Placer les lentilles de densification maximale sur la cale en aval du cadre de sortie. Vérifier l'alignement de la fibre 0 avec le centre de la lentille correspondant en regardant dans la direction « fibre – lentille ». Centrer au mieux cette fibre en (x, y) en utilisant les piezo correspondants (panneau « Réjection » sur PC-CTRL SIRIUS81) : déplacer une mire le long de l'axe optique idéal tracé sur la table, le faisceau ne doit pas se décaler sur cette mire. Ajuster en z en vérifiant que le faisceau est collimaté en aval des lentilles de densification avec le testeur de collimation.

* Placer la lentille F500 en aval de ces lentilles (peu importe la distance mais pas trop loin pour laisser de la place pour la suite du banc) et positionner approximativement la caméra dans le plan focal de F500 (plan FP sur Fig. 2).

Observer l'image sur le panneau de la caméra (ALGOLS) :

- Relever les coordonnées (x_0, y_0) de la tache avec « Activer mesures » (ALGOLS).
- Ajuster la position en z de la lentille F500 ou de la caméra jusqu'à observer un point focal optimal (tache symétrique la plus nette possible).

Laser rouge sur le module source

Observer voie par voie la tache image à l'écran. Répéter les opérations suivantes pour chacune des voies 1 à 5 :

- Ajuster les piezo en x et y pour que l'image soit aux coordonnées (x_0, y_0) relevées précédemment
- Contrôler l'ajustement des coordonnées (x, y) de la tache avec « Activer mesures »
- Ajuster le piezo en z jusqu'à observer un point focal optimal (tache symétrique la plus nette possible)

A ce stade : le cadre de sortie les lentilles de densification et la lentille F500 sont réglés.

Réglage de la séparation science/senseur et de l'imageur science:

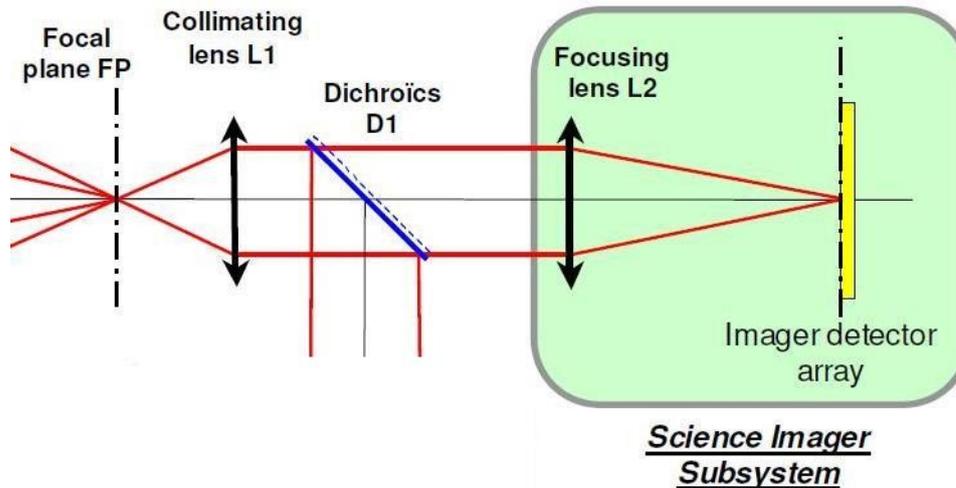


Fig. 4 : Lentille L₁, Dichroïque D₁ et Imageur Science

Laser rouge sur voie 0

* Positionner L₁ à (70 +/-3) mm du plan focal FP repéré précédemment (Fig. 2 et 3). Le centre de L₁ doit correspondre avec l'axe optique en (x, y). Au moyen d'un testeur de collimation, ajuster la position en z de L₁ afin que le faisceau émergent soit collimaté.

* Positionner D₁ à 45° de l'axe optique à la suite de L₁ (voir Fig.4). Placer la caméra en bout de banc (laisser la place pour L₂) et la centrer sur l'axe optique.

* Positionner L₂ à (630 +/-20) mm en amont de la caméra, le centre de L₂ doit correspondre avec l'axe optique en (x, y). (S'il n'y a pas assez de lumière laser qui passe à travers D₁, la retirer). Optimiser la position en z de L₂ en vérifiant avec la caméra la netteté et la symétrie de la tache image.

Pour observer les franges d'interférences, appliquer la procédure d'utilisation du banc SIRIUS (Serveur SIRIUS, Fichier : « Procédure banc SIRIUS »).

A ce stade : la séparation science/senseur et l'imageur science sont réglés.

Réglage du Senseur :

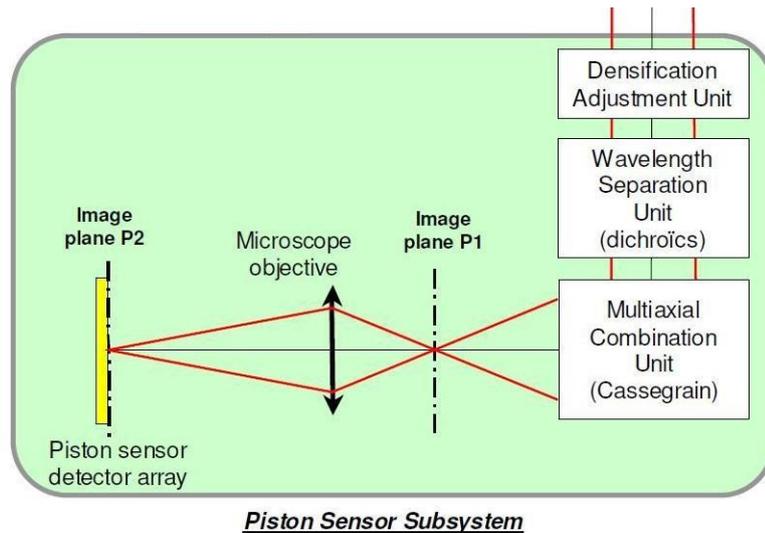


Fig. 5 : DAU, Eclateur en λ , Cassegrain, Imageur Senseur

❖ Eclateur en longueurs d'onde :

Dans un premier temps, les opérations consistent à aligner l'éclateur en longueur d'onde (Wavelength Separation Unit) :

Laser rouge sur voie 0

* Positionner D_1 sur son support. Repérer l'axe optique du faisceau réfléchi par D_1 . Positionner le support des diaphragmes interchangeable (DAU), retirer les diaphragmes afin de laisser passer le faisceau issu de D_1 (laisser le support des diaphragmes en place).

* Positionner le support de D_2 en aval de ces éléments. A la place de la dichroïque, placer un miroir de taille équivalente à 45° de l'axe optique (voir Fig. 6), son centre doit correspondre avec l'axe optique en (x, y). Ajuster l'orientation du miroir grâce au réticule Fig. 7 (quatre coins d'un carré) centré en aval de l'éclateur: le faisceau doit taper le coin vert.

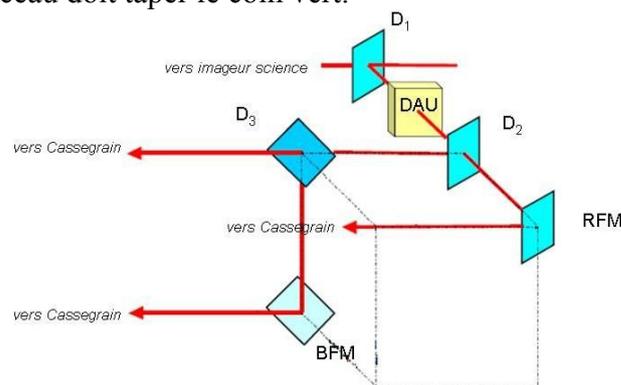


Fig. 6 : Eclateur en longueur d'onde avec renvoi vers la gauche

* Conserver le miroir en D_2 , et à la place de la dichroïque D_3 , placer un miroir de taille équivalente à 45° de l'axe optique (voir Fig. 6), son centre doit correspondre avec l'axe optique en (x, y). Ajuster l'orientation du miroir grâce à un repère tracé sur la table optique (à la verticale en dessous du miroir remplaçant D_3).

* Positionner un 3^{ème} miroir à la place de BFM comme indiqué sur Fig. 6. Orienter BFM à 45° de l'axe optique, son centre doit correspondre avec l'axe optique en (x, y). Ajuster l'orientation du miroir grâce au réticule Fig. 8 : le faisceau doit taper le coin bleu.

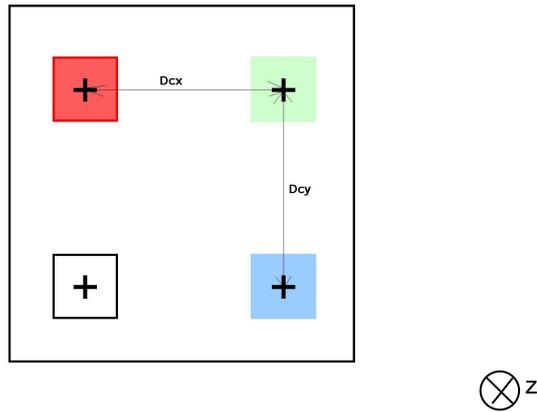


Fig. 7 : Réticule alignement éclateur avec :

$$D_{CX} = 60 \pm 1 \text{ mm}$$

$$D_{CY} = 30 \pm 1 \text{ mm}$$

* Retirer le miroir remplaçant D_2 de façon à laisser passer le faisceau dans la direction de RFM. Positionner RFM comme indiqué sur Fig. 6. Orienter RFM à 45° de l'axe optique, son centre doit correspondre avec l'axe optique en (x, y). Ajuster l'orientation du miroir grâce au réticule Fig. 7 : le faisceau doit taper le coin rouge.

Laser blanc sur voie 0

* Positionner D_2 , D_3 et BFM sur leur support. Vérifier l'orientation de ces éléments grâce à un réticule centré en aval de l'éclateur (quatre coins d'un carré : les faisceaux (normalement rouge/vert/bleu donc visibles) doivent taper les coins correspondants).

❖ Cassegrain :

L'alignement du Cassegrain Fig. 8 (M_1 & M_2) se fait indépendamment du banc optique au moyen d'une lentille F500 et de l'HASO (se référer à la procédure correspondante).

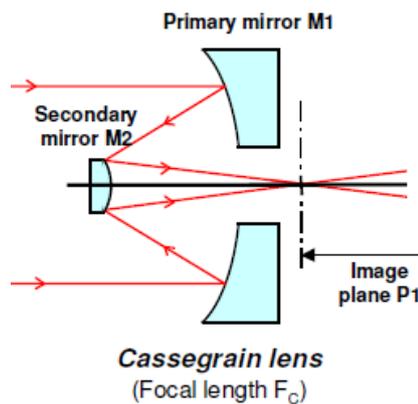


Fig. 8 : Cassegrain : M_1 & M_2

❖ Imageur Senseur :

La suite des opérations consiste à aligner l'Imageur Senseur en aval du Cassegrain :

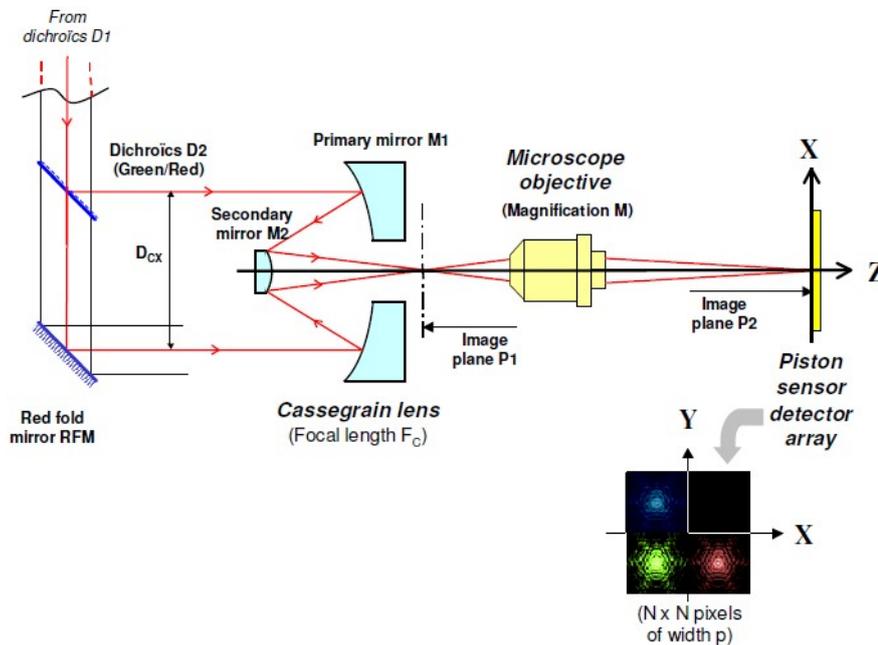


Fig. 9 : Eclateur, Cassegrain, Imageur Senseur

Laser blanc sur voie 0

* Positionner l'ensemble M_1 & M_2 sur la table optique en aval de l'éclateur, les sommets de l'ensemble M_1 & M_2 doit correspondre avec l'axe située à mi-distance des centres de D_2 et RFM ($D_{cx}/2$, $D_{cy}/2$).

* Positionner l'ensemble microscope-caméra (caractérisé au préalable) afin de conjuguer le plan P_1 avec le plan P_2 (voir Fig. 9). L'axe de l'ensemble microscope-caméra doit correspondre avec l'axe optique en (x, y) . Observer sur l'écran correspondant à la caméra les trois taches images. Optimiser la position en z de l'ensemble en vérifiant la netteté et la symétrie des 3 images sur l'écran (disposées comme sur la Fig. 9 : 3 coins d'un carré).

Laser blanc sur le module source

* Observer voie par voie les taches images à l'écran.

* Retirer délicatement la fibre intermédiaire (voie 0) du cadre de sortie et connecter tout aussi délicatement la ligne à retard correspondant à la voie 0 pour ne pas dérégler l'alignement de cette voie. Vérifier, comme précédemment pour les autres voies, les taches images à l'écran.

Pour observer les franges d'interférences, appliquer la procédure d'utilisation du banc SIRIUS (Serveur SIRIUS, Fichier : « Procédure banc SIRIUS ») et observer les franges longueur d'onde par longueur d'onde.

A ce stade : le senseur est réglé optiquement

8.3 Documentation technique de la caméra Kappa

Systèmes de caméra numérique n/b

III DX 4 – 285 | 274 | 205 | 1020 GigE



La gamme DX Kappa représente des systèmes complets entièrement équipés et prêts à l'emploi. Un système comprend la caméra, le câble de liaison et un logiciel d'utilisateur Kappa CameraControl (KCC). La série se base sur une électronique de caméra flexible, consommant peu, ayant une circuiterie avancée, une conception extrêmement robuste et une qualité de signal parfaite. L'utilisateur a le choix entre des capteurs CCD haute qualité de Sony et Kodak avec résolution mégapixels. Des solutions complètes sont proposées pour des applications en technique de mesure, automatisation de procédés ainsi que dans le diagnostic scientifique, ceci grâce au logiciel KAPPA ImageBase (KIB).

La série standard est disponible en construction compacte dans un boîtier rectangulaire. Les systèmes de caméras numériques Kappa correspondent aux plus hauts standards et offrent en plus les particularités uniques Kappa. Une construction robuste, une qualité de signal linéaire très sensible, un rapport signal/bruit extraordinaire, un temps d'exposition longue ainsi qu'une deuxième interface série en option (spécifique client) font partie des systèmes. Un rafraîchissement image rapide est atteint grâce au mode binning et scan partiel, mais le format est ajustable librement.



La livraison comprend

GigE

Système de caméra numérique
Noir et blanc
GigE
Traitement numérique des signaux 12 bits
Progressive scan
Résolution mégapixels
Jusqu'à 30 images/s (pleine résolution)
Trigger externe, Reset/Restart
Scan partiel Binning
Correction gamma
Fonctions automatiques
Temps d'exposition longue
Caméra refroidie DX 4C – 285 GigE

Spécifications techniques

Spécifications du capteur

III DX 4 – 285 GigE | DX 4C – 285 GigE

Capteur CCD	2/3" transfert d'interligne, progressive scan CCD avec micro lentilles (Sony ICX285AL, EXview HAD)
Taille pixel (H x V)	6,45 µm x 6,45 µm
Surface sensible (H x V)	8,93 mm x 6,66 mm
Nombre de pixel (H x V)	1392 x 1040, effectif
Sensibilité spectrale (sans filtre IR)	320 nm – 1100 nm
Capacité de charge	23 000 e ⁻
Facteur de conversion A/D	5,6 e ⁻ / incrément
Plage dynamique	63 dB (mesuré sur image noire, à temps d'exposition 66 ms et amplification 0 dB)
Sensibilité	(mesuré à 18 dB amplification, gamma = 1, 50 % amplitude, 3000 K) 0,02 Lx à 100 ms temps d'exposition 0,000017 Lx à 120 s temps d'exposition 0,0000017 Lx à 20 min temps d'exposition (caméra refroidie DX 4C – 285 GigE)

III DX 4 – 274 GigE

Capteur CCD	1/1,8" transfert d'interligne, progressive scan CCD avec micro lentilles (Sony ICX274AL, EXview HAD)
Taille pixel (H x V)	4,40 µm x 4,40 µm
Surface sensible (H x V)	8,50 mm x 6,80 mm
Nombre de pixel (H x V)	1628 x 1236, effectif
Sensibilité spectrale (sans filtre IR)	320 nm – 1100 nm
Capacité de charge	5 500 e ⁻
Facteur de conversion A/D	1,3 e ⁻ / incrément
Plage dynamique	56 dB (mesuré sur image noire, à temps d'exposition 115 ms et amplification 0 dB)
Sensibilité	(mesuré à 18 dB amplification, gamma = 1, 50 % amplitude, 3000 K) 0,05 Lx à 100 ms temps d'exposition 0,000042 Lx à 120 s temps d'exposition

III DX 4 – 205 GigE

Capteur CCD	1/2" transfert d'interligne, progressive scan CCD avec micro lentilles (Sony ICX205AL, EXview HAD)
Taille pixel (H x V)	4,65 µm x 4,65 µm
Surface sensible (H x V)	7,6 mm x 6,2 mm
Nombre de pixel (H x V)	1392 x 1040, effectif
Sensibilité spectrale (sans filtre IR)	320 nm – 1100 nm
Capacité de charge	12 000 e ⁻
Facteur de conversion A/D	2,9 e ⁻ / incrément
Plage dynamique	55 dB (mesuré sur image noire, à temps d'exposition 66 ms et amplification 0 dB)
Sensibilité	(mesuré à 18 dB amplification, gamma = 1, 50 % amplitude, 3000 K) 0,04 Lx à 100 ms temps d'exposition 0,000033 Lx à 120 s temps d'exposition

III DX 4 – 1020 GigE

Capteur CCD	2/3" transfert d'interligne, progressive scan CCD avec micro lentilles (Kodak KAI 1020 M)
Taille pixel (H x V)	7,4 µm x 7,4 µm
Surface sensible (H x V)	7,4 mm x 7,4 mm
Nombre de pixel (H x V)	1004 x 1004, effectif
Efficacité quantique	max. 42% à 490 nm
Sensibilité spectrale (sans filtre IR)	320 nm – 1000 nm
Capacité de charge	42 000 e ⁻
Facteur de conversion A/D	10,3 e ⁻ / incrément
Bruit de lecture	50 e ⁻ rms
Plage dynamique	60 dB (mesuré sur image noire, à temps d'exposition 33 ms et amplification 0 dB)
Sensibilité	(mesuré à 18 dB amplification, gamma = 1, 50 % amplitude, 3000 K) 0,06 Lx à 100 ms temps d'exposition 0,00005 Lx à 120 s temps d'exposition

Spécifications techniques

Spécifications de l'interface

III DX 4 – 285 GigE | DX 4C – 285 GigE

Format de sortie caméra	plein écran:	1392 x 1040 pixels, 15 images/s		
	binning:	2 fois	4 fois	8 fois
	taille d'image (pixel):	696 x 520	348 x 260	174 x 130
	rafraîchissement:	25 images/s	41 images/s	62 images/s
	scan partiel:	format ajustable librement		
Temps d'exposition	manuel:	1 µs jusqu'à 120 s		
	automatique (AE):	1 µs jusqu'à 66 ms à 1280 x 960 pixels		
Alimentation	9-16 V DC, 5 W			

III DX 4 – 274 GigE

Format de sortie caméra	plein écran:	1628 x 1236 pixels, 12 images/s		
	binning:	2 fois	4 fois	8 fois
	taille d'image (pixel):	814 x 618	407 x 309	204 x 155
	rafraîchissement:	15 images/s	26 images/s	40 images/s
	scan partiel:	format ajustable librement		
Temps d'exposition	manuel:	1 µs jusqu'à 120 s		
	automatique (AE):	1 µs jusqu'à 115 ms à 1600 x 1200 pixels		
Alimentation	9-16 V DC, 5 W			

III DX 4 – 205 GigE

Format de sortie caméra	plein écran:	1392 x 1040 pixels, 15 images/s		
	binning:	2 fois	4 fois	8 fois
	taille d'image (pixel):	696 x 520	348 x 260	174 x 130
	rafraîchissement:	25 images/s	41 images/s	62 images/s
	scan partiel:	format ajustable librement		
Temps d'exposition	manuel:	1 µs jusqu'à 120 s		
	automatique (AE):	1 µs jusqu'à 66 ms à 1280 x 960 pixels		
Alimentation	9-16 V DC, 5 W			

III DX 4 – 1020 GigE

Format de sortie caméra	plein écran:	1004 x 1004 pixels, 30 images/s		
	binning:	2 fois	4 fois	8 fois
	taille d'image (pixel):	502 x 502	251 x 251	126 x 126
	rafraîchissement:	36 images/s	60 images/s	90 images/s
	scan partiel:	format ajustable librement		
Temps d'exposition	manuel:	1 µs jusqu'à 120 s		
	automatique (AE):	1 µs jusqu'à 33 ms à 800 x 600 pixels		
Alimentation	9-16 V DC, 5 W			

Traitement des signaux | Logiciel

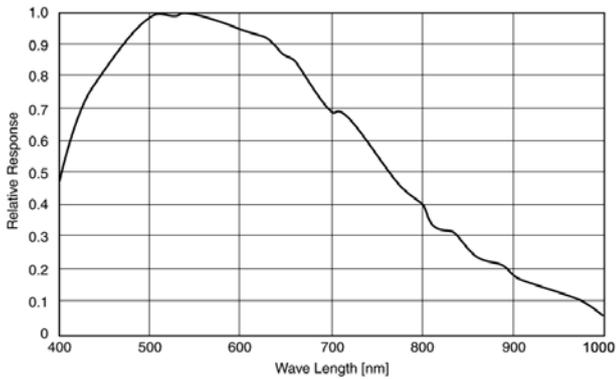
Logiciel de contrôle	Kappa CameraControl (KCC)		
Système	12 bits numériques		
Amplification	manuel/automatique (AGC): 0 - 18 dB		
Amélioration image	contraste:	1,0 jusqu'à 8,0 fois	
	luminosité:	soustraction, 0 jusqu'à 4095 LSB, max. 50% de la plage de saturation	
	contours:	ajustable	
Gamma	0,3 jusqu'à 2,2		
Diagnostic	nom de la caméra, numéro de série, numéro de révision, température de la caméra et du capteur, auto test intégré, taille de l'image, vitesse de trame, mire de test		
Générateur de lignes	2 lignes:	position, couleur et style ajustables	
Fenêtre de mesure	position et taille ajustables		
Synchronisation	interne/externe, reset/restart (retard <10 µs)		
Trigger matériel	délai de déclenchement au minimum 4.2µs - 8.2µs en fonction du type de capteur image sur demande		

Spécifications techniques générales

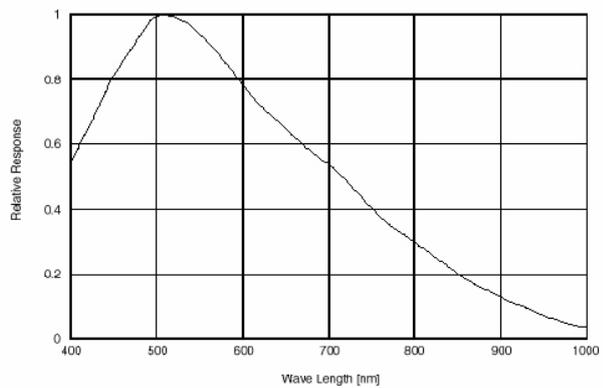
Interface	connexion GigE connecteur système (alimentation de la caméra, en option RS 232, signaux de contrôle et trigger)
Monture objectif	monture C, plan focale ajustable, monture CS sur demande
Filtre	filtre infrarouge, démontable
Température	température de fonctionnement 0°C à +70°C, température de stockage -30°C à +70°C
Dimension Poids	boîtier rectangulaire: 65 x 65 x 56 mm; 320 g caméra refroidie: 73 x 69 x 116 mm; 905 g
Longueur câble	Ethernet (minimum CAT5) jusqu'à 100 m
Configuration requise	hardware: connexion réseau GigE, 1,8 GHz au minimum, 512 MB RAM au minimum, carte graphique compatible Direct X9 avec 64 MB au minimum système d'exploitation: Microsoft Windows 2000 ®, Microsoft Windows XP ® (édition 32 bits)
Références boîtier rectangulaire	DX 4-285 GigE 951-1735 DX 4-274 GigE 951-1736 DX 4-205 GigE 951-1737 DX 4-1020 GigE 951-1706
Références caméra refroidie	DX 4C-285 GigE 951-1738
La livraison comprend	caméra, câble Ethernet 2,5 m (6 pin/ 6 pin), câble d'alimentation (4 m), CD logiciel Kappa CameraControl (KCC), mode d'emploi incl.
En plus pour la version refroidie	bloc d'alimentation ACC 2 (avec câble de contrôle 4 m et câble de raccordement)

Courbes spectrales (sans filtre IR)

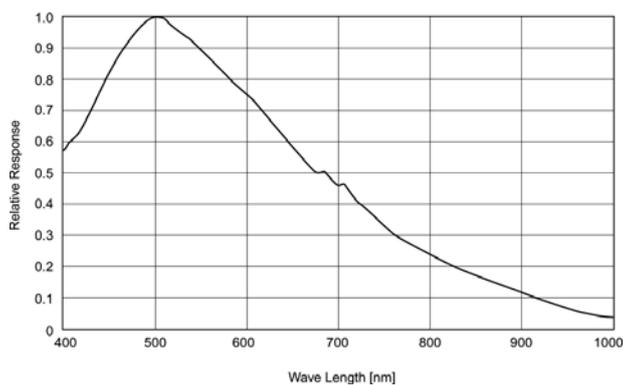
II DX 4 – 285 GigE



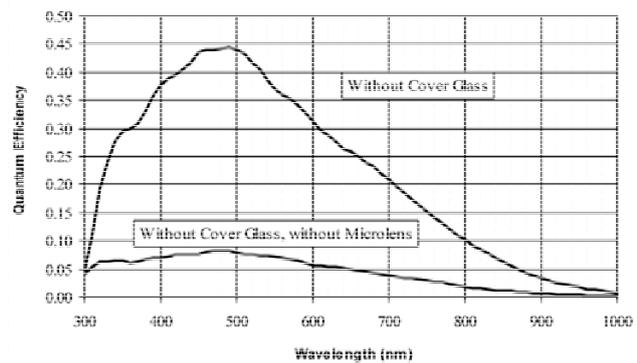
II DX 4 – 205 GigE



II DX 4 – 274 GigE



II DX 4 – 1020 GigE



La conformité aux caractéristiques techniques est contrôlée continuellement. Des informations plus détaillées peuvent être fournies sur demandes. Les spécifications techniques peuvent être sujettes à des modifications!

TECHNICAL SUPPORT
Fon +49.1805.371371
support@kappa.de

Kappa opto-electronics GmbH

Bureau France
84, Che. Ruisseau Fontbazy
31450 Donneville | France
Tél + 33.5 61 27 82 81
Fax + 33.5 61 27 81 15
info@kappa-vision.fr
www.kappa-vision.fr

Kappa opto-electronics GmbH

Kleines Feld 6
D-37130 Gleichen | Germany
Fon +49.5508.974.0
Fax +49.5508.974.00
info@kappa.de
www.kappa.de

Member of
Measurement Valley

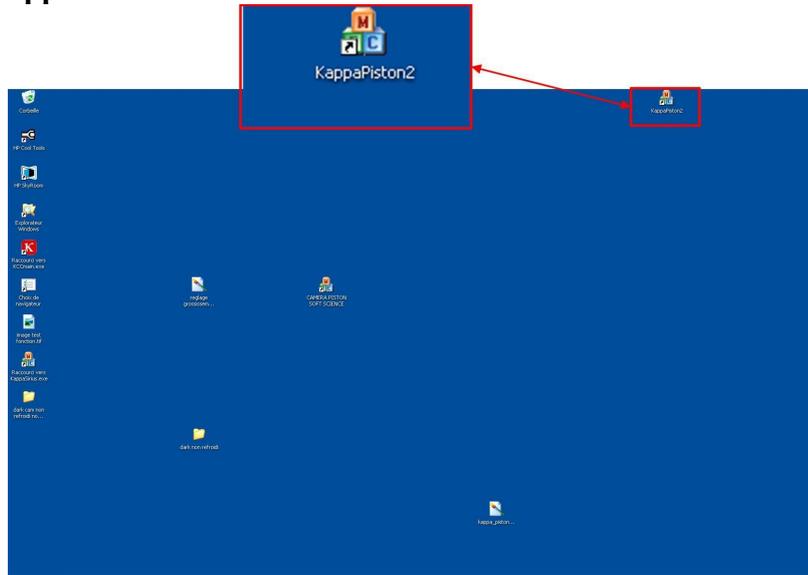


realize visions .

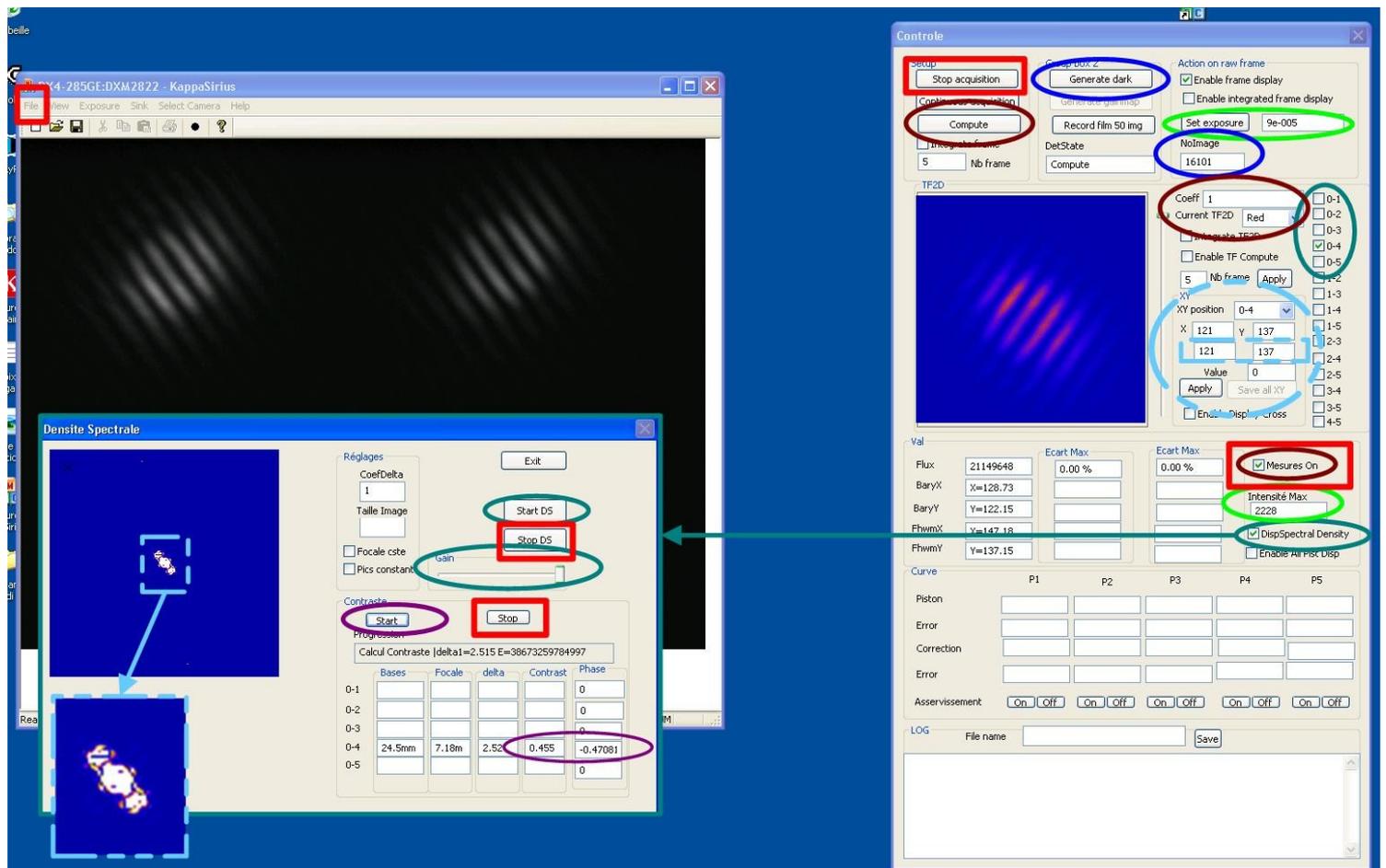
8.4 Tutoriel du logiciel de contrôle de la caméra

Procédure du soft Kappa_Piston2

Lancer l'application « KappaPiston2 »



Les fenêtres suivantes s'ouvrent (sauf « Densite Spectrale ») :



Génération du dark :

- 1) Laser/source ON
- 2) Régler le temps d'exposition pour éviter la saturation de la caméra =>  (2 ellipses)
- 3) Laser/source OFF (ou bloquer le faisceau avec un papier).
- 4) Générer le dark pendant au moins 100 images =>  (2 ellipses)

**A SAVOIR QUE LE DARK EST LIE AU TEMPS D'EXPOSITION
=> LE GENERER A CHAQUE MODIFICATION DU TEMPS D'EXPOSITION !**

Choix couleur et Affichage :

- 5) Laser/source ON
- 6) Choisir la couleur « Red/Green/Blue » à analyser et lancer le calcul avec « Compute ». Ajuster si besoin le gain de l'affichage avec « Coeff » =>  (3 ellipses)

Densité spectrale, Contraste et Phase :

- 7) Sélectionner la base courante sur le masque (Ici : 0-4), lancer l'affichage de la Densité Spectrale (DS) avec « DispSpectral Density » et optimiser l'affichage de la DS avec le curseur « Gain » =>  (4 ellipses)
- 8) Dans le cercle « XY position » =>  sélectionner la base correspondante (Ici : 0-4)
 - Repérer la position du curseur (ligne de 6 pix. horizontaux : ici sur le pic d'en haut) => 
 - En fonction de sa position centrer le curseur ⇔ modifier les coordonnées (X, Y) dans les cases d'édition encadrées avec le rectangle =>  et cliquer sur « Apply » (A faire pour les bases 0-1, 0-2, et 0-3 => Noter les valeurs obtenues et nous les transmettre.)

Remarques : * En cas de perte du curseur, revenir aux coordonnées (128, 128) puis réitérer
* L'origine (0, 0) est en bas à gauche de l'image.

- 9) Lancer le calcul du contraste et de la phase =>  (2 ellipses)

Arrêter le logiciel :

- 10) Une fois les opérations terminées, quitter l'application dans l'ordre suivant :
 - Cliquer sur « Stop » du contraste
 - Cliquer sur « Stop DS »
 - Désactiver « Mesures On »
 - Cliquer sur « Stop acquisition »
 - Cliquer sur « File » puis « Exit »

=>  (5 rectangles)

8.5 Résultats obtenus sur les bases 0-1, 0-2, 0-3 et 0-5

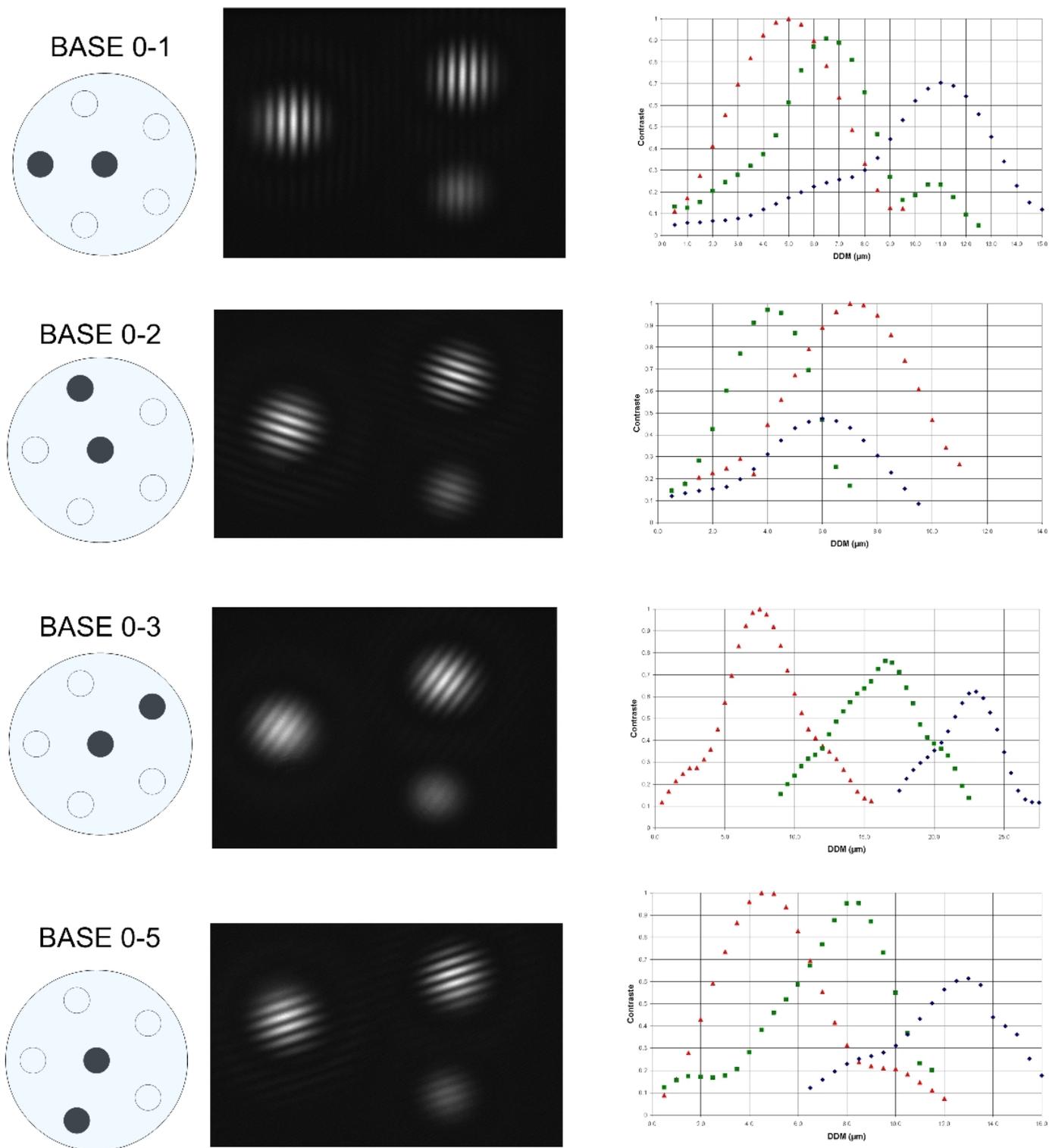


FIGURE 8.1 – A gauche : configuration considérée, au milieu : franges d’interférence dans les trois canaux spectraux, à droite : contrastes correspondants en fonction de la différence de marche. J’ai mesuré des résidus de chromatisme différentiel de 1.5 à 16 μm , la contamination des canaux Rouge et Vert dans le canal Bleu est due au fait que les fibres sont non unimodales sur la bande spectrale utilisée : [500,710]nm. Malgré ces défauts, l’algorithme de Diversité de Phase Chromatique permet de déterminer et de corriger en temps réel les pistons.

Bibliographie

- [1] J. M. Beckers. Field of view considerations for telescope arrays. *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 628 :255–260, 1986.
- [2] D. H. Berger, J. D. Monnier, R. Millan-Gabet, T. A. ten Brummelaar, M. Anderson, J. L. Blum, T. Blasius, E. Pedretti, and N. Thureau. CHARA Michigan phase-tracker (CHAMP) : a preliminary performance report. volume 7013, 2008.
- [3] M. R. Bolcar and J. R. Fienup. Sub-aperture piston phase diversity for segmented and multi-aperture systems. *Optical Society of America*, 48, 2008.
- [4] V. Borkowski. *La méthode "speckles dispersés" : mise en phase pour faire de l'imagerie directe avec des interféromètres et des hypertelescopes*. PhD thesis, Université de Nice-Sophia Antipolis, 2004.
- [5] V. Borkowski, A. Labeyrie, F. Martinache, and D. Peterson. Sensitivity of a dispersed-speckles piston sensor for multi-aperture interferometers and hypertelescopes. *Astron. Astrophys.*, 429 :747–753, 2005.
- [6] M. Born, E. Wolf, and H. J. Haubold. Book-Review - Principles of Optics - Electromagnetic Theory of Propagation Interference and Diffraction of Light. *Astronomische Nachrichten*, 301 :257–+, 1980.
- [7] R. G. Carlberg. The TMT Project. In *American Astronomical Society Meeting Abstracts #208*, volume 208, page 73.01, 2006.
- [8] M. M. Colavita, J. K. Wallace, B. E. Hines, Y. Gursel, F. Malbet, D. L. Palmer, X. P. Pan, M. Shao, J. W. Yu, A. F. Boden, P. J. Dumont, J. Gubler, C. D. Koresko, S. R. Kulkarni, B. F. Lane, D. W. Mobley, and G. T. van Belle. The Palomar Testbed Interferometer. *Astrophysical Journal*, 510 :505–521, 1999.
- [9] P. Feautrier, J.-L. Gach, P. Balard, C. Guillaume, M. Downing, N. Hubin, E. Stadler, Y. Magnard, M. Skegg, M. Robbins, S. Denney, W. Suske, P. Jordan, P. Wheeler, P. Pool, R. Bell, D. Burt, I. Davies, J. Reyes, M. Meyer, D. Baade, M. Kasper, R. Arsenault, T. Fusco, and J. J. Diaz Garzia. OCam with CCD220, the Fastest and Most Sensitive Camera to Date for AO Wavefront Sensing. *Astronomical Society of the Pacific*, 123 :263–274, 2011.
- [10] J. R. Fienup. Reconstruction of an object from the modulus of its fourier transform. *Opt. Lett.*, 3, 1978.
- [11] H. Fizeau. Prix bordin : rapport sur le concours de l'année 1867. *C. R. Acad. Sci.*, 66 :932–934, 1868.
- [12] B. Freytag. Betelgeuse - Improved Numerical Simulations of an Entire Supergiant. *Astronomische Nachrichten Supplement*, 324 :67–+, 2003.
- [13] M. Gai, S. Menardi, S. Cesare, B. Bauvir, D. Bonino, L. Corcione, M. Dimmler, G. Massone, F. Reynaud, and A. Wallander. The VLTI fringe sensors : FINITO and PRIMA FSU. volume 5491, pages 528–+, 2004.

- [14] R. A. Gonsalves and R. Chidlaw. Wavefront sensing by phase retrieval. *Proc. SPIE*, 207 :32–39, 1979.
- [15] J. C. González, S. D’Odorico, and S. Ramsay. E-ELT phase-A instrument studies : a system engineering view. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7738, 2010.
- [16] D.D.S. Hale, M. Bester, W.C. Danchi, W. Fitelson, S. Hoss, E.A. Lipman, J.D. Monnier, P.G. Tuthill, and C.H. Townes. The Berkeley Infrared Spatial Interferometer : A Heterodyne Stellar Interferometer for the Mid-Infrared. *Astrophysical Journal*, 537 :998–1012, 2000.
- [17] P. M. Hinz, J. R. P. Angel, D. W. McCarthy, Jr., W. F. Hoffman, and C. Y. Peng. The large binocular telescope interferometer. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 4838, pages 108–112, 2003.
- [18] L. Jocou N. Blind F. Hénault P. Kern J.B Le Bouquin, O. Absil. Pops phase a document package, vlt-tre-pop-15461-001. Final report of the phase a studies of pops, Institut de Planétologie et d’Astrophysique de Grenoble, Institut d’Astrophysique et de Géophysique de Liège, Observatoire de la Côte d’Azur, Grenoble Images Parole Signal Automatique, 2010.
- [19] L. Koechlin, P.R. Lawson, D. Mourard, A. Blazit, D. Bonneau, F. Morand, P. Stee, I. Tallon-Bosc, and F. Vakili. Dispersed fringe tracking with the multi- r_0 apertures of the Grand Interféromètre à 2 Télescopes. *Applied Optics*, 35 :3002–3019, 1996.
- [20] A. Labeyrie. Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star Images. *Astron. Astrophys.*, 6 :85–87, 1970.
- [21] A. Labeyrie. Interference fringes obtained on VEGA with two optical telescopes. *Astrophysical Journal*, 196 :L71–L75, 1975.
- [22] A. Labeyrie. Resolved imaging of extra-solar planets with future 10-100 km optical interferometric arrays. *Astron. Astrophys.*, 118 :517–524, 1996.
- [23] P. Lawson. Optical Long Baseline Interferometry News, 2010.
- [24] P. R. Lawson. Group-delay tracking in optical stellar interferometry with the fast Fourier transform. *Journal of the Optical Society of America A*, 12 :366–374, 1995.
- [25] H. Le Coroller, J. Dejonghe, C. Arpesella, D. Vernet, and A. Labeyrie. Tests with a Carlina-type hypertelescope prototype. I. Demonstration of star tracking and fringe acquisition with a balloon-suspended focal camera. *Astron. Astrophys.*, 426 :721–728, 2004.
- [26] M.G. Lofdahl and H. Eriksson. An algorithm for resolving 2π ambiguities in interferometric measurements by use of multiple wavelengths. *Optical Engineering*, 40 :984–990, 2001.
- [27] F. Martinache. Global wavefront sensing for interferometers and mosaic telescopes : the dispersed speckles principle. *Journal of Optics A : Pure and Applied Optics*, 6 :216–220, 2004.
- [28] J. Meisner. Fringe tracking and group delay tracking methods for MIDI. volume 36, pages 225–231, 2001.
- [29] A. A. Michelson and F. G. Pease. Measurement of the diameter of alpha Orionis with the interferometer. *Astrophysical Journal*, 53 :249–259, 1921.
- [30] Patru. *Imagerie Directe en Interférométrie Stellaire Optique*. PhD thesis, Université de Nice Sophia Antipolis, 2007.

- [31] F. Patru, D. Mourard, J.-M. Clause, L. Delage, F. Reynaud, M. Dubreuil, D. Bonneau, S. Bosio, Y. Bresson, Y. Hugues, O. Lardière, and A. Roussel. First results from a laboratory hypertelescope using single-mode fibers. *Astron. Astrophys.*, 477 :345–352, 2008.
- [32] F. Patru, D. Mourard, O. Lardière, and S. Lagarde. Optimization of the direct imaging properties of an optical fibered long baseline interferometer. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 376 :1047–1064, 2007.
- [33] F. Patru, N. Tarmoul, D. Mourard, and O. Lardière. Direct imaging with highly diluted apertures - ii : Properties of the point spread function of a hypertelescope. *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 395 :2363–2372, 2009.
- [34] O. Pirnay, P. Gloesener, E. Gabriel, V. Moreau, F. Graillet, and C. Delrez. Design of the unit telescopes of the MROI. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7013, 2008.
- [35] S. Ragland, P. Wizinowich, R. Akeson, M. Colavita, E. Appleby, B. Berkey, A. Booth, A. Cooper, S. Crawford, W. Dahl, C. Felizardo, J. Garcia-Gathright, J. Gathright, J. Herstein, M. Hrynevych, C. Koresko, R. Ligon, D. Medeiros, B. Mennesson, R. Millan-Gabet, D. Morrison, C. Paine, B. Parvin, T. Panteleeva, E. Serabyn, B. Smith, K. Summers, K. Tsubota, C. Tyau, E. Wetherell, and J. Woillez. Recent progress at the Keck Interferometer : operations and V² science. volume 7013, 2008.
- [36] F. Reynaud and L. Delage. Proposal for a temporal version of a hypertelescope. *Astron. Astrophys.*, 465 :1093–1097, 2007.
- [37] F. Rigaut, B. L. Ellerbroek, and M. J. Northcott. Comparison of curvature-based and shack-hartmann-based adaptive optics for the gemini telescope. *Appl. Opt.*, 36 :2856–2868, 1997.
- [38] F. Roddier and P. Lena. Long-baseline Michelson interferometry with large ground-based telescopes operating at optical wavelengths. I - General formalism : Interferometry at visible wavelengths. *Journal of Optics*, 15 :171–182, 1984.
- [39] M. C. Roggemann and B. M. Welsh. Imaging through turbulence. *CRC Press*, 1996.
- [40] J. Sahlmann, S. Ménardi, R. Abuter, M. Accardo, S. Mottini, and F. Delplancke. The PRIMA fringe sensor unit. *Astron. Astrophys.*, 507 :1739–1757, 2009.
- [41] H. R. Schmitt, T. A. Pauls, C. Tycner, J. T. Armstrong, R. T. Zavala, J. A. Benson, G. C. Gilbreath, R. B. Hindsley, D. J. Hutter, K. J. Johnston, A. M. Jorgensen, and D. Mozurkewich. Navy Prototype Optical Interferometer Imaging of Line Emission Regions of β Lyrae Using Differential Phase Referencing. *Astrophysical Journal*, 691 :984–996, 2009.
- [42] W. J. Tango, J. Davis, P. Lawson, and A. J. Booth. Fringe Detection and Tracking in SUSI. volume 39, pages 1267–+, 1992.
- [43] N. Tarmoul, F. Hénault, D. Mourard, Le Bouquin J. B., Jocou L., Kern P., Berger J. P., and Absil O. Multi-axial integrated optics solution for pops, a 2nd-generation vlti fringe tracker. volume 7734.
- [44] N. Tarmoul, D. Mourard, and F. Hénault. Study of a new cophasing system for hypertelescopes. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 7013, 2008.
- [45] N. Tarmoul, D. Mourard, F. Hénault, Clause J.-M., Girard P., Marcotto A., Mauclet N., Spang A., Rabbia Y., and Roussel A. Implementation of the Chromatic Phase Diversity method on the SIRIUS test bench. volume 7734.
- [46] W. A. Traub. Combining beams from separated telescopes. *Applied Optics*, 25 :528–532, 1986.