



**HAL**  
open science

# Imagerie Directe en Interférométrie Stellaire Optique:Capacités d'Imagerie d'un Hypertélescope & Densifieur de Pupille Fibré.

Fabien Patru

► **To cite this version:**

Fabien Patru. Imagerie Directe en Interférométrie Stellaire Optique:Capacités d'Imagerie d'un Hypertélescope & Densifieur de Pupille Fibré.. Astrophysique [astro-ph]. Université Nice Sophia Antipolis, 2007. Français. NNT: . tel-00140049

**HAL Id: tel-00140049**

**<https://theses.hal.science/tel-00140049v1>**

Submitted on 4 Apr 2007

**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

de Doctorat en Sciences de l'Univers

soutenue par

**Fabien PATRU**

## **Imagerie Directe en Interférométrie Stellaire Optique**

### **Capacités d'Imagerie des Hypertélescopes**

### **&**

### **Densifieur de Pupille Fibré**

Thèse dirigée par **Denis MOURARD**  
soutenue le 9 Février 2007

Jury :

M. Jean-Philippe BERGER	Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble	<i>Examineur</i>
M. Laurent DELAGE	Université de Limoges	<i>Rapporteur</i>
M. Rodolphe KRAWCZYK	Alcatel Alenia Space	<i>Examineur</i>
M. Antoine LABEYRIE	Observatoire de la Côte d'Azur	<i>Examineur</i>
M. Denis MOURARD	Observatoire de la Côte d'Azur	<i>Directeur</i>
M. Guy PERRIN	Observatoire de Paris	<i>Rapporteur</i>
M. Jean SURDEJ	Université de Liège	<i>Examineur</i>
M. Farrokh VAKILI	Université de Nice-Sophia Antipolis	<i>Président</i>

Travaux effectués à l'OCA GEMINI, UMR 6203, Av. Nicolas Copernic, F-06130 Grasse



*Vous voulez des étoiles ? Mirez-les dans les yeux.  
Vous voulez du soleil ? Trouvez-le dans le coeur.  
Celui-là conserve le monde par la lumière,  
celui-ci l'animal par sa chaleur.  
Et ce soleil ne connaît-il pas  
la vicissitude quotidienne de la nuit et du jour  
dans l'alternance du sommeil et de la veille ?  
Peut-être lui manque-t-il les quatre saisons ?*

*Giovanni Ciampoli, "Del corpo humano", 1676  
cité par Piero Camporesi, "L'officine des sens", 1989*



# Remerciements

Merci à tous, vous, mes collègues, mes parents et proches, mes amis, tous ceux qui m'accompagnent. Plus qu'une étape, la thèse à mes yeux a été un cheminement, une école de vie. Mon directeur de thèse, Denis Mourard, y est pour quelque chose. Plus qu'un père scientifique, il m'a fait prendre conscience des attentes du monde professionnel et de la recherche. Un savoir, des compétences certes, mais aussi et surtout une attitude, une attention aux gens, aux échéances et au temps qui file. Ne pas se disperser, se focaliser, interférer de manière constructive, et s'imposer une fin. Car après tout la fin marque un début, c'est une porte ouverte à la suite, aux autres suites.

La curiosité pour l'interférométrie, je la dois à Yves Rabbia, à ses cours détonnants et passionnants : une découverte inopinée du monde de Fourier et ses fréquences, de la lumière et ses interférences. Il s'en est suivi une mise en pratique au plateau de Calern, des nuits d'observation passées avec Denis, Jean-Louis Chevassut, Dominique Albanèse, à tenter d'accrocher "les franges d'étoiles". Je pense à Bernadette Naschimben, à Frédéric Morand et tous les gens de Calern, à l'ambiance chaleureuse des repas du midi et du soir.

S'ensuit la thèse, où je me plonge sur une curieuse idée d'Antoine Labeyrie, "les hypertélescopes". Celui qui a le plus éclairé ma lanterne sur ce sujet obscure, c'est Olivier Lardière, avec qui j'ai eu de longues discussions passionnantes et compliquées pour bien comprendre les subtilités et l'ingéniosité de "la densification". Côté astrophysique, ce sont Daniel Bonneau, Philippe Stee, Olivier Chesneau et d'autres qui m'ont aidé à mieux cerner les étoiles.

Après quelques simulations, place à l'expérimentation. Un nouveau banc d'imagerie voyait le jour ; je l'ai baptisé Sirius. Puis il a grandi, pas à pas, grâce à un long travail d'équipe. Mon premier binôme a été Alain Spang, avec qui j'ai aligné les premiers jalons, grâce à son pragmatisme à la louche déconcertant d'efficacité. La partie informatique, ou le nerf optique de la manip, revient à Jean-Michel Clause. L'atelier mécanique de Xavier Martin et son équipe ont toujours répondu présent pour toutes les bricoles sur le qui-vive. Je n'oublie pas la première image de franges, un soir ; ça y est, ça marche... !

Puis Sirius s'est doté de fibres, ses tuyaux de lumière à la fois très pratiques et délicats à s'en servir. Heureusement, les Limougeots étaient là, Laurent Delage et François Reynaud, qui nous ont donné tous les tuyaux pour que la lumière passe sans surprise. Très pragmatiques, rigoureux et sympas, ils nous ont donné la fibre ! La conception opto-mécanique du "densifieur" a convergé après maintes et maintes itérations avec Denis, Daniel, Stéphane Lagarde, Yves Bresson, Pierre Antonelli et d'autres. Les plans mécaniques ont été dessinés par Alain Roussel, Yves Hugues et Sandra Bosio, qui ont donné corps et apparence à Sirius. Laurent aura dépensé beaucoup d'énergie pour nous offrir en tout neuf "kits fibrés". Michael Dubreuil s'est ensuite chargé de tous les pré-réglages, une mince affaire de près d'un an de travail. Puis il s'est occupé de l'assemblage du nouveau né, toujours avec joie et bonne humeur, malgré la pression de fin de thèse. Et c'est avec Michael et Denis que j'ai eu le plaisir de voir apparaître la première image densifiée.

Je n'oublie pas non plus les nombreux stagiaires qui ont chacun apporté leur pierre : Steven Aime, Ludovic Laplaud, Nadège Martouret, Arnaud Thérond, Jonathan Vigneron, Fabrice Thomas, Sébastien Reithinger et Olivier Matthieu. Je salue enfin tous les gens de l'Observatoire pour leur sympathie, et pour n'en citer que deux, Nicolas Nardetto et Jordy Fontecaba, mes compagnons de voyage, avec qui j'ai partagé mes heures passées devant l'ordinateur.



# Table des matières

<b>I</b>	<b>Panorama sur l'imagerie du ciel</b>	<b>23</b>
<b>1</b>	<b>L'imagerie à haute résolution angulaire (HRA) en astrophysique</b>	<b>25</b>
1.1	Les cibles astrophysiques en imagerie HRA . . . . .	25
1.1.1	Les étoiles multiples . . . . .	25
1.1.2	Les surfaces stellaires . . . . .	25
1.1.3	Les environnements circum-stellaires . . . . .	28
1.1.4	Les planètes extra-solaires . . . . .	30
1.1.5	Les Noyaux Actifs de Galaxie . . . . .	31
1.2	L'évolution des techniques en HRA . . . . .	32
1.2.1	Le gain en résolution des télescopes mono-pupilles . . . . .	33
1.2.2	Le potentiel d'imagerie des interféromètres optiques . . . . .	33
1.2.3	Les instruments focaux en interférométrie . . . . .	37
1.3	Les nouveaux défis de la HRA . . . . .	40
1.3.1	Spécifications techniques vs objectifs astrophysiques . . . . .	40
1.3.2	De la synthèse d'ouverture à l'imagerie directe . . . . .	42
<b>2</b>	<b>L'Imagerie Directe (ID) en interférométrie stellaire optique</b>	<b>45</b>
2.1	La recombinaison interférométrique des faisceaux en ID . . . . .	45
2.1.1	Notions d'imagerie . . . . .	45
2.1.2	Schémas optiques . . . . .	46
2.1.3	Propriétés de la FEP . . . . .	47
2.1.4	Relation Objet-Image . . . . .	48
2.1.5	En résumé . . . . .	49
2.2	Les axes de recherche abordés dans la thèse . . . . .	50
2.2.1	Etude des performances en imagerie d'un hypertélescope . . . . .	50
2.2.2	Etude instrumentale d'un densifieur de pupille à fibres optiques monomodes . . . . .	51
<b>II</b>	<b>Approche numérique de l'Imagerie Directe</b>	<b>53</b>
<b>3</b>	<b>Simulation et analyse d'une image directe</b>	<b>55</b>
3.1	Outils de simulations . . . . .	55
3.1.1	Paramètres d'entrée . . . . .	55
3.1.2	Calcul de l'image . . . . .	57
3.2	Outils d'analyse . . . . .	58
<b>4</b>	<b>Propriétés d'imagerie d'un hypertélescope</b>	<b>61</b>
4.1	Limitations du champ de vue d'un interféromètre à pupille diluée . . . . .	61
4.1.1	Description de la FEP . . . . .	61
4.1.2	Le champ propre (CLF) . . . . .	61
4.1.3	Le champ d'imagerie direct (DIF) . . . . .	63

4.1.4	Le champ couplé (CF)	63
4.1.5	Le champ d'information (IF) ou la complétude du plan (u,v)	63
4.1.6	Comparaison entre les notions de champ de vue	65
4.1.7	<i>Article : Direct imaging with highly diluted apertures. I. Field of view limitations</i>	65
4.2	Caractérisation de la FEP d'un hypertélescope	81
4.2.1	Critères d'imagerie	81
4.2.2	Application à des réseaux à 8 télescopes	82
4.2.3	Application à de grands réseaux de télescopes	85
4.3	Influence des paramètres d'imagerie d'un hypertélescope	87
4.3.1	Influence de la géométrie du réseau	87
4.3.2	Influence du nombre d'ouvertures	88
4.3.3	Influence du niveau de densification	94
4.4	Effets chromatiques	96
<b>5</b>	<b>Application de l'Imagerie Directe sur des objets astrophysiques</b>	<b>99</b>
5.1	Cas d'un système stellaire multiple	99
5.2	Etude des structures des surfaces stellaires	104
5.2.1	Comparaison entre les méthodes d'imagerie des surfaces stellaires	104
5.2.2	Performances requise pour l'Imagerie Directe	106
5.3	Restitution des paramètres astrophysiques	114
5.3.1	Les biais d'imagerie	114
5.3.2	Les méthodes de correction	115
5.3.3	Les techniques de déconvolution	116
<b>6</b>	<b>Spécifications requises pour un hypertélescope</b>	<b>117</b>
6.1	Dimensionnement du réseau	117
6.1.1	Considérations sur la géométrie du réseau	117
6.1.2	Considérations sur le nombre de télescopes	118
6.1.3	Considérations sur le diamètre des télescopes	118
6.2	Dimensionnement du recombineur	119
6.2.1	Quel mode de densification ?	119
6.2.2	Une densification variable	119
6.2.3	Le point dur : le cophasage	119
6.3	Quel hypertélescope pour quel objet ?	120
6.4	Les protocoles d'observation	121
6.4.1	Application à la super-synthèse	121
6.4.2	Application au mosaïcing	122
6.5	Les instruments de science	122
6.5.1	Application à l'imagerie grand champ	122
6.5.2	Application à la spectro-interférométrie	122
6.5.3	Application à la coronographie	123
<b>III</b>	<b>Approche instrumentale sur le banc d'imagerie SIRIUS</b>	<b>125</b>
<b>7</b>	<b>Cadre général et orientations</b>	<b>127</b>
7.1	Les premiers bancs en mode hypertélescope	127
7.2	Un imageur direct au VLTI ?	127
7.2.1	Des instruments focaux de nouvelles générations au VLTI	127
7.2.2	Principe de VIDA	128
7.2.3	La densification hétérogène	129
7.3	Vers des hypertélescopes au sol ou dans l'espace	130

7.4	Objectifs du banc SIRIUS . . . . .	131
<b>8</b>	<b>Phase I : Le mode d'imagerie Fizeau</b>	<b>133</b>
8.1	Description du montage . . . . .	133
8.1.1	Source lumineuse . . . . .	134
8.1.2	Objets . . . . .	134
8.1.3	Masque pupillaire . . . . .	134
8.1.4	Système imageur . . . . .	135
8.1.5	Analyseur de surface d'onde (ASO) . . . . .	135
8.2	Réglages du système . . . . .	137
8.2.1	Procédure d'alignement . . . . .	137
8.2.2	Calibration du bruit de fond . . . . .	138
8.2.3	Calibration photométrique . . . . .	138
8.2.4	Calibration de l'ASO . . . . .	138
8.3	Analyse des données en mode synthèse d'ouverture . . . . .	139
8.3.1	Densité spectrale de puissance . . . . .	139
8.3.2	Estimateur de visibilité . . . . .	140
8.4	Tests et résultats expérimentaux . . . . .	140
8.4.1	Stabilité et répétabilité des mesures . . . . .	140
8.4.2	Caractérisation des biais instrumentaux . . . . .	142
8.4.3	Discussion . . . . .	148
8.4.4	En conclusion . . . . .	149
<b>9</b>	<b>Phase II : Le mode d'imagerie densifié</b>	<b>151</b>
9.1	Description du densifieur fibré . . . . .	151
9.1.1	Présentation du concept . . . . .	151
9.1.2	Les fibres optiques . . . . .	151
9.1.3	La ligne à retard fibrée . . . . .	155
9.1.4	Le cophaseur fibré . . . . .	156
9.1.5	Le module d'injection . . . . .	157
9.1.6	Le module de sortie . . . . .	159
9.2	Optimisation des propriétés d'imagerie d'un densifieur de pupille fibré . . . . .	166
9.2.1	Etude de la FEP monomodale . . . . .	166
9.2.2	Considérations sur le champ de vue en présence de fibres . . . . .	168
9.2.3	<i>Article : Optimization of the direct imaging properties of an optical fibered long baseline interferometer</i> . . . . .	168
9.3	Réglages du système . . . . .	177
9.3.1	Déroulement des opérations . . . . .	177
9.3.2	Procédure d'alignement . . . . .	177
9.3.3	Alignement des axes de polarisation . . . . .	177
9.3.4	Equilibrage en dispersion des fibres . . . . .	178
9.3.5	Injection dans les fibres . . . . .	181
9.3.6	Superposition des faisceaux au foyer d'imagerie . . . . .	182
9.3.7	Cohérence et cophasage des faisceaux . . . . .	183
9.3.8	Système de contrôle automatique . . . . .	183
9.4	Tests et résultats expérimentaux . . . . .	184
9.4.1	Caractérisation de la FEP instrumentale . . . . .	184
9.4.2	Stabilité de la FEP instrumentale . . . . .	185
9.4.3	Influence des pistons différentiels . . . . .	186
9.4.4	Influence de la photométrie différentielle . . . . .	186
9.4.5	Effets de la densification dans le plan (u,v) . . . . .	187

9.4.6	Echantillonnage d'une image densifiée . . . . .	189
9.5	Discussion . . . . .	189
9.5.1	Quelles leçons tirer de SIRIUS ? . . . . .	189
9.5.2	Que prévoir sur le ciel ? . . . . .	189
<b>IV</b>	<b>Perspectives</b>	<b>191</b>
<b>10</b>	<b>Quel avenir pour les hypertélescopes ?</b>	<b>193</b>
10.1	Les enjeux . . . . .	193
10.2	Application de la densification à des projets existants . . . . .	194
10.2.1	OHANA . . . . .	194
10.2.2	CHARA . . . . .	194
10.2.3	NPOI . . . . .	194
10.2.4	MROI . . . . .	197
10.2.5	Et SIRIUS, dans tout ça ? . . . . .	197
10.3	Développements futurs du banc SIRIUS . . . . .	197
10.3.1	Système de cophasage . . . . .	197
10.3.2	Objets complexes . . . . .	197
10.3.3	Configurations de réseaux . . . . .	198
10.3.4	Observations sur le ciel . . . . .	198
10.3.5	Traitement et analyse des données . . . . .	198
10.3.6	Instruments d'imagerie au foyer densifié . . . . .	199
<b>V</b>	<b>Conclusions</b>	<b>201</b>
<b>VI</b>	<b>Bilan de compétences</b>	<b>205</b>
<b>11</b>	<b>Conduite de projet de recherche</b>	<b>207</b>
11.1	Cadre général et enjeux de la thèse . . . . .	207
11.1.1	Les instruments focaux de nouvelle génération en interférométrie . . . . .	207
11.1.2	Sujet : L'imagerie directe en interférométrie stellaire optique . . . . .	207
11.1.3	Encadrement et financement . . . . .	207
11.2	Déroulement et gestion du projet . . . . .	208
11.2.1	Collaborations et supports techniques . . . . .	208
11.2.2	Moyens humains . . . . .	208
11.2.3	Coût du projet . . . . .	208
11.3	Compétences et savoir-faire . . . . .	208
11.3.1	Ecoles et congrès scientifiques . . . . .	208
11.3.2	Observations au GI2T . . . . .	208
11.3.3	Simulations numériques . . . . .	209
11.3.4	Instrumentation optique . . . . .	209
11.4	Résultats et impacts de la thèse . . . . .	210
11.4.1	L'intérêt du mode hypertélescope . . . . .	210
11.4.2	Les perspectives . . . . .	211
<b>VII</b>	<b>Annexes</b>	<b>213</b>
<b>A</b>	<b>Schéma d'implantation du banc SIRIUS</b>	<b>215</b>

<b>B</b>	<b>Procédure d'alignement du montage Fizeau</b>	<b>217</b>
<b>C</b>	<b>Procédure d'alignement du densifieur fibré</b>	<b>221</b>
<b>D</b>	<b>Rappels sur les fibres optiques</b>	<b>225</b>
	D.1 Propagation des modes électro-magnétiques . . . . .	225
	D.2 Taux de couplage et filtrage spatial . . . . .	225
	D.3 Biréfringence . . . . .	226
	D.4 Dispersion chromatique . . . . .	226
	D.5 Eclairement gaussien d'une fibre monomode . . . . .	227
<b>E</b>	<b>Article SPIE 2004</b>	<b>229</b>
<b>F</b>	<b>Article SPIE 2006</b>	<b>243</b>
<b>G</b>	<b>Bibliographie de l'auteur</b>	<b>255</b>
	<b>bibliographie</b>	<b>256</b>

# Table des figures

1	Saturne au fil des siècles vu à travers des instruments de plus en plus grands. . . . .	20
1.1	Cartes de brillance de géantes rouges. . . . .	27
1.2	Cartes de brillance du Soleil. . . . .	27
1.3	Cartes de surfaces stellaires par imagerie Doppler. . . . .	28
1.4	Images d'étoiles de type Be et AGB. . . . .	29
1.5	Formation et évolution d'un objet stellaire jeune. . . . .	30
1.6	Premières images directes d'exoplanètes. . . . .	31
1.7	Noyau Actif de Galaxie. . . . .	32
1.8	Premiers interféromètres stellaires optiques. . . . .	34
1.9	Images Fizeau vs pupille collectrice. . . . .	37
1.10	Comparaison entre un recombineur mono-axial et un recombineur multi-axial. . . . .	39
1.11	Objets astrophysiques vs résolution angulaire et magnitude. . . . .	41
1.12	Evolution des techniques d'observation entre télescopes mono-pupilles et interféromètres. . . . .	43
2.1	Schémas optiques de densification de pupille et de densification d'image. . . . .	46
2.2	Comparaison entre le mode Fizeau et le mode de densification de pupille. . . . .	48
2.3	Propriétés d'imagerie dans le cas d'une étoile ponctuelle hors-axe. . . . .	49
3.1	Diagramme du programme de simulation HYPERTEL. . . . .	56
4.1	Notions de champ de vue en imagerie directe. . . . .	62
4.2	Critères d'imagerie de la FEP densifiée. . . . .	81
4.3	Propriétés d'imagerie de 4 configurations de réseaux à 8 télescopes. . . . .	84
4.4	Propriétés d'imagerie de 4 configurations de réseaux à 40 télescopes. . . . .	86
4.5	Propriétés d'imagerie de 4 configurations de réseaux à $N_T$ télescopes. . . . .	90
4.6	Paramètres de champs de vue et du niveau de densification vs $N_T$ . . . . .	92
4.7	Paramètres de la FEP vs $N_T$ . . . . .	93
4.8	Influence du niveau de densification sur la distribution photométrique dans l'image. . . . .	95
4.9	Effets chromatiques en imagerie directe. . . . .	97
5.1	Images densifiées d'un amas de 5 étoiles. . . . .	100
5.2	Evolution des paramètres astrophysiques d'un amas de 5 étoiles vs $N_T$ . . . . .	102
5.3	Visibilités attendues pour détecter des phénomènes à la surface d'une géante. . . . .	105
5.4	Modèle d'une étoile à 3 taches utilisé pour les simulations. . . . .	106
5.5	Images densifiées d'une étoile à 3 taches. . . . .	107
5.6	Images densifiées (profil) d'une étoile à 3 taches. . . . .	108
5.7	Images de la surface d'une étoile vs contraste des taches. . . . .	109
5.8	Influence du diamètre de l'objet vs taille du champ propre. . . . .	110
5.9	Effet de la densification variable sur une étoile à 3 taches. . . . .	111
5.10	Images densifiées d'une géante rouge vs $N_T$ (Limite de Crowding). . . . .	113
6.1	Paramètres instrumentaux de l'hypertélescope vs paramètres astrophysiques de l'objet observé. . . . .	121

7.1	Schéma de principe du recombineur VIDA (Lardière, 2005).	128
7.2	Couverture du plan (u,v) du VLTI.	129
7.3	Principe de la densification hétérogène au VLTI.	130
8.1	Schéma de principe de SIRIUS en mode Fizeau.	133
8.2	Source blanche fibrée.	134
8.3	Masque Fizeau.	135
8.4	Caméra CCD avec le système de focalisation en arrière plan.	136
8.5	Analyseur de surface d'onde ASO64 de chez Imagine Optic.	137
8.6	Image SIRIUS et traitement en mode Fizeau avec 4 UTs.	141
8.7	Images SIRIUS en mode Fizeau avec 2 UTs.	141
8.8	Image SIRIUS et traitement en mode Fizeau avec la configuration KEOPS8.	142
8.9	Visibilités instrumentales mesurées sur SIRIUS en mode Fizeau.	143
8.10	Biais sur les visibilités fonction du bruit de fond de la CCD au cours du temps.	145
8.11	Biais sur les visibilités fonction de la dynamique du signal et du temps de pose.	145
8.12	Biais sur les visibilités fonction de l'échantillonnage.	146
8.13	Défauts optiques du banc SIRIUS caractérisés par l'analyseur de surface d'onde.	147
9.1	Principe d'un densifieur de pupille à fibres optiques monomodes.	152
9.2	Schéma de principe et paramètres principaux du densifieur de pupille fibré SIRIUS.	153
9.3	Configurations pupillaires de SIRIUS en entrée (masque Fizeau) et en sortie (densification maximale).	154
9.4	Contrôle de la polarisation sur SIRIUS.	155
9.5	Ligne à retard fibrée rackable de SIRIUS.	157
9.6	Etude sous ZEMAX de l'influence d'un décentrement et d'un défocus sur le taux de couplage d'une fibre monomode.	158
9.7	Module d'injection de SIRIUS.	160
9.8	Platine de translation piézo-électrique MS30 de chez Trioptics (1 axe).	161
9.9	Superposition des faisceaux au foyer image.	164
9.10	Module de sortie de SIRIUS.	165
9.11	Influence du diaphragme des faisceaux gaussiens en sortie des fibres.	167
9.12	Paramètres d'imagerie vs rayon du diaphragme des faisceaux en sortie des fibres.	168
9.13	Contrôle de la dispersion chromatique différentielle sur SIRIUS.	180
9.14	Annulation de la dispersion chromatique différentielle sur SIRIUS.	181
9.15	Schéma de principe du système de contrôle automatique de SIRIUS.	183
9.16	Images SIRIUS en mode densifié avec 2 UTs et 4 UTs.	184
9.17	Comparaison simulation-expérience de la FEP densifiée à 4 UTs.	184
9.18	Stabilité de la FEP densifiée à 4 UTs.	185
9.19	Influence des pistons différentiels sur la qualité de la FEP à 4UTs.	186
9.20	Influence de la photométrie différentielle sur la qualité de la FEP à 4UTs.	187
9.21	Effets de la densification de pupille dans le plan de Fourier.	188
10.1	Projets futurs en Haute Résolution Angulaire.	194
10.2	Potentiel d'imagerie des réseaux OHANA, CHARA, NPOI, MROI.	195
A.1	Schéma d'implantation des éléments du banc SIRIUS.	216

# Liste des tableaux

1.1	Spécifications pour l'observation des systèmes d'étoiles binaires et multiples . . . . .	26
1.2	Observables et paramètres d'imagerie fonction du nombre d'ouvertures de l'interféromètre. . . . .	35
1.3	Liste des principaux interféromètres passés, présents et futurs. . . . .	38
4.1	Paramètres d'imagerie relatifs aux champs de vue pour différents modes de recombinaison. . . . .	65
4.2	Paramètres d'imagerie de 4 configurations de réseaux à 8 télescopes. . . . .	83
4.3	Paramètres d'imagerie de 4 configurations de réseaux à 40 télescopes. . . . .	87
4.4	Paramètres du réseau et de la FEP densifiée vs $N_T$ . . . . .	91
5.1	Paramètres astrophysiques d'un amas de 5 étoiles vs $N_T$ . . . . .	103
5.2	Paramètres astrophysiques d'un amas de 5 étoiles pour des réseaux à 100 télescopes. . . . .	103
5.3	Couverture du ciel vs paramètres du réseau et de l'étoile observée. . . . .	112
8.1	Caractéristiques principales de la caméra CCD SONY XC-HR300. . . . .	136
8.2	Caractéristiques principales de l'analyseur de surface d'onde ASO64. . . . .	137
8.3	Budget d'erreurs du banc Fizeau SIRIUS. . . . .	144
9.1	Diamètres entrée/sortie et facteur de densification des configurations pupillaires de SIRIUS. . . . .	154
9.2	Caractéristiques des fibres optiques monomodes à maintien de polarisation de SIRIUS. . . . .	155
9.3	Diamètres des faisceaux et focales des lentilles d'injection de SIRIUS. . . . .	158
9.4	Tolérancement sur le positionnement des têtes de fibre du module d'injection de SIRIUS. . . . .	159
9.5	Caractéristiques principales des platines de translation piézo-électrique MS30. . . . .	161
9.6	Diamètres des diaphragmes et focales des optiques de collimation en sortie de SIRIUS. . . . .	163
9.7	Tolérancement sur le positionnement des têtes de fibre du module de sortie de SIRIUS. . . . .	164
9.8	Paramètres d'imagerie relatifs aux champs de vue pour différents modes de recombinaison dans le cas fibré. . . . .	166
9.9	Taux d'extinction des fibres de SIRIUS. . . . .	179
9.10	Stabilité dans le temps de l'image densifiée SIRIUS. . . . .	185
10.1	Paramètres d'imagerie des réseaux OHANA, CHARA, NPOI et MROI. . . . .	196
10.2	Configurations de NPOI avec une pupille densifiée compacte offrant la meilleure dynamique. . . . .	196
11.1	Moyens humains du projet SIRIUS. . . . .	209
11.2	Budget du banc d'imagerie SIRIUS. . . . .	210
11.3	Participation à des colloques scientifiques. . . . .	210

# Résumé

Les interféromètres stellaires optiques sont en passe de devenir de véritables imageurs. Pour cela, il faut disposer d'un grand nombre de télescopes pour augmenter le nombre d'éléments de résolution (resel) dans l'image, et il faut cophaser activement les faisceaux pour observer des objets peu brillants en pose longue. Si ces deux conditions sont remplies, il devient plus intéressant de travailler en mode Imagerie Directe qu'en mode Synthèse de Fourier. Dès lors, une prospective est menée sur les futurs grands réseaux en mode hypertélescope, qui optimise les propriétés de l'image. En effet, un hypertélescope fournit une image directe instantanée, avec un fort gain en sensibilité sans perte de champ utile. Il a été démontré que le champ utile d'un interféromètre dilué est imposé par la géométrie du réseau, indépendamment du mode de recombinaison. Le fait de densifier la pupille optimise l'image en ajustant le champ d'imagerie direct avec le champ réellement exploitable par l'interféromètre.

Un programme de simulation (HYPERTEL) étudie les propriétés d'une image directe à partir d'un ensemble de critères d'imagerie qualitatifs. Il est montré que le choix de la configuration du réseau est un compromis entre la résolution, la dynamique, le champ et l'objectif astrophysique. Un pavage régulier et non redondant des ouvertures améliore à la fois la dynamique, le contraste et la fidélité de l'image, mais minimise le champ d'imagerie. Les étoiles multiples requièrent un champ d'imagerie suffisant, tandis que les surfaces stellaires faiblement contrastées exigent de la dynamique.

Un nouveau concept de densifieur de pupille à fibres optiques monomodes dans le visible (SIRIUS) a été développé au laboratoire optique de Grasse de l'Observatoire de la Côte d'Azur. Des études préliminaires sur l'influence des fibres dans le processus d'imagerie ont mis en évidence un optimum pour redéfinir la pupille de sortie du densifieur. Les premières images de SIRIUS ont montré que la densification monomodale améliore la qualité et la stabilité de l'image d'un hypertélescope, moyennant une perte de flux global. Le filtrage spatial des fibres monomodes convertit les perturbations atmosphériques en fluctuations photométriques plus faciles à étalonner. Ces fluctuations photométriques affectent peu la qualité de l'image densifiée, ce qui permet de simplifier la déconvolution de l'image et le cophasage des faisceaux. Enfin, la flexibilité des fibres permet une reconfiguration entrée/sortie plus aisée de la pupille, ce qui convient bien aux nouveaux interféromètres comme le VLTI, CHARA, NPOI, ou encore MROI et OHANA.



# Abstract

In the next future, the optical stellar interferometers are going to provide real images, by increasing the number of telescopes and by cophasing the beams. These conditions are required to have sufficient resolution elements (resel) in the image and to observe the low bright objects. If both conditions are achieved, direct imaging becomes more interesting than Fourier synthesis imaging. From then on, it is time to study the future large array using the hypertelescope mode, which optimizes the image properties. An hypertelescope provides snapshot images with a significant gain in sensitivity, without inducing any loss of the useful field of view. Indeed, it has been shown that the direct imaging capabilities of a sparse aperture are determined by the geometry of the array only, whatever the beam combination scheme. The pupil densification allows to equalize the Direct Imaging Field (DIF) with the real usable field of view offered by the baselines of the interferometer.

Numerical simulations (HYPERTEL) have been performed to study the direct imaging properties. For that, criteria are defined to characterize the image pattern. It is shown that the choice of the geometry of the array is a trade-off between the resolution, the dynamic, the field of view and the astrophysical objectives. A regular and non-redundant pattern of the input pupil optimizes the dynamic, the contrast and the fidelity of the densified image, but decreases the useful field of view. A spotted star, with a low contrast, requires dynamic, whereas a large field is suitable for the multiple stars.

A pupil densifier using monomode optical fibres in the visible wavelength (SIRIUS) has been developed at the Observatoire de la Côte d'Azur. The effects of introducing single-mode fibres in direct imaging optical interferometers have been studied with numerical simulations. We identify an optimum to define properly the output densified pupil. First densified images have been obtained in laboratory. Spatial filtering greatly enhances the quality and the stability of the densified image, but mainly decrease partially the sensitivity of the signal. Atmospheric perturbations are converted into differential photometric fluctuations, which are easier to calibrate. These photometric fluctuations have few influence on the image quality, which simplify the image deconvolution and the beams cophasing. Finally, the flexibility of the optical fibres is well adapted to carry the beams from the entrance to the exit pupil with the appropriate rearrangement of the sub-apertures, which is convenient for next generation of interferometers, such as VLTI, CHARA, NPOI, MROI or OHANA.



# Introduction

Quand Galilée pointe sa lunette en 1610 vers Saturne, il aperçoit deux taches brillantes de part et d'autre de la planète. Mais l'aspect de la planète évolue au fil des ans. Les supposés satellites changent de luminosité, puis disparaissent et réapparaissent, prenant parfois la forme de deux anses accrochées aux pôles. Bien d'autres observateurs s'essayent à des croquis plus ou moins fantaisistes (Fig. 1). Un demi-siècle se passe (1655) avant que Huyguens ne parvienne, grâce à une lunette plus grande, à interpréter la disparition périodique des anneaux de Saturne vus par la tranche. Puis Cassini est le premier à noter l'existence d'une bande sombre le long de l'anneau (en 1684). Il faut encore attendre plus d'un siècle pour comprendre grâce à William Herschel (en 1792) que "cette bande à contours nets, aussi sombre que le fond du ciel, est en fait une lacune entre les deux anneaux", d'où le nom de Division de Cassini.

Cette anecdote des débuts illustre bien l'intérêt d'avoir une image suffisamment détaillée pour comprendre la vraie nature des objets célestes. Le ciel fourmille d'objets complexes et variés. Les étoiles arborent des motifs à leur surface, ou éjectent de la matière et perturbent leur atmosphère. L'étude de ces structures est riche d'information pour comprendre la physique des étoiles. Plus récemment, des planètes extra-solaires ont été détectées, sans que l'on puisse encore "voir" de détails à leur surface.

Une image est une carte de brillance, qui restitue la distribution spatiale d'intensité bi-dimensionnelle d'un objet, ce qui apporte des informations cruciales sur ses dimensions et sur sa morphologie. Etant donné les très faibles dimensions de certains objets (moins de 1000 fois la largeur de la Lune), l'Astronomie utilise les techniques de haute résolution angulaire (HRA) pour révéler (résoudre) les détails à la surface des étoiles et dans leur environnement.

La résolution spatiale correspond au plus petit détail perceptible dans l'image, appelé élément de résolution ou *resel* (pour "resolution element" en Anglais). Le pouvoir de résolution d'un instrument d'imagerie est régi par la diffraction et il augmente avec son diamètre. Or, un interféromètre formé de 2 petits télescopes espacés de 100m a le même pouvoir de résolution qu'un grand télescope de 100m de diamètre. C'est là tout l'intérêt de l'interférométrie, atteindre une très haute résolution angulaire.

L'interféromètre est un "collecteur et un mélangeur de lumière" dont les ingrédients sont les photons. L'interféromètre collecte la lumière avec ses pupilles (les télescopes). Pour interférer, les ondes incidentes doivent avoir parcouru la même distance depuis la source (l'étoile) jusqu'au foyer image, où les photons tombent sur un détecteur (l'oeil, la caméra, ou autre). Un photon peut être vu comme un train d'onde électromagnétique. Le mélange de photons produit une image formée d'un ensemble de franges, dont on extrait des informations sur les dimensions de l'objet.

Aujourd'hui, on ne se contente plus de deux, mais de plus en plus d'ouvertures, pour collecter plus de flux (sensibilité, magnitude limite) et pour reconstruire une image à partir de toutes ces mesures. Grâce à cela, un interféromètre est capable de fournir une image directe par une recombinaison adéquate des faisceaux. Nous allons voir comment former des images avec un interféromètre à la manière d'un télescope, ou pour ainsi dire, comment passer des franges à l'image. C'est le principe des hypertélescopes.

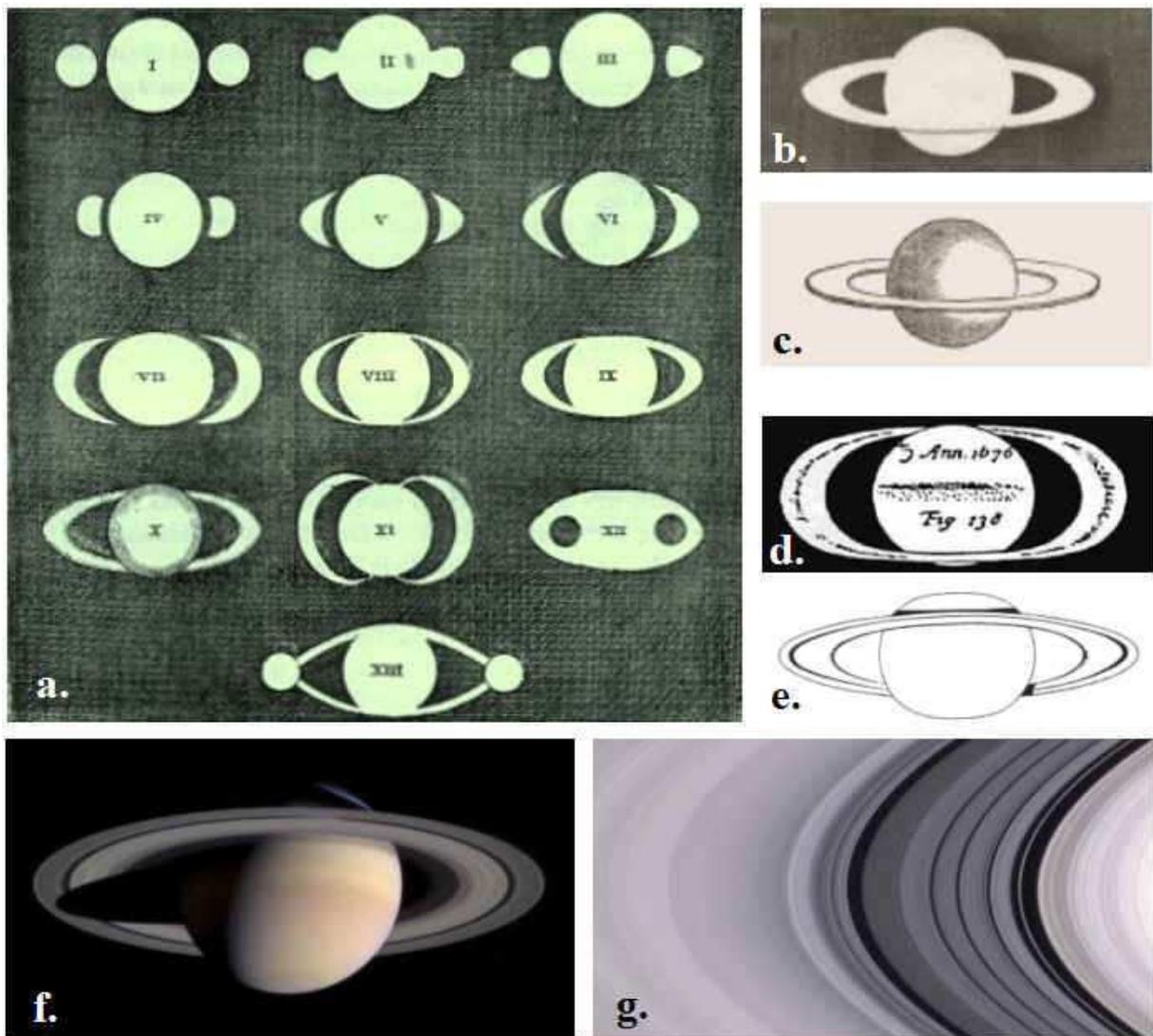


Fig. 1 – Saturne au fil des siècles vu à travers des instruments de plus en plus grands.

[a.] Premières représentations de Saturne : I. Galilée (1610), II. Scheiner (1614), III. Riccioli (1640), IV à VII. Hévélius (1640 à 1650), VIII et IX. Riccioli (1648, 1650), X. Eustache de Divinis (1647), XI. Fontana (1648), XII. Gassendi (1645), XIII. Riccioli (1630). [b.][c.] Premier dessin et croquis par Huyguens (1655) qui découvre la vraie nature de l'anneau. [d.] Dessin de Cassini (1684), qui détecte une bande sombre sur l'anneau. [e.] Dessin de Herschel (1792), qui interprète la division de Cassini comme un vrai vide. [f.][g.] Images prises par la sonde Cassini-Huygens (2005), laissant apparaître la structure fine des multiples anneaux.

Le manuscrit commence par donner un panorama de l'imagerie à haute résolution spatiale (Partie I). Le propos est d'introduire les techniques majeures de l'interférométrie, et de montrer en quoi l'Imagerie Directe, combinée aux techniques de cophasage et de densification, est une solution d'avenir. En effet, les interféromètres futurs prévoient de grands réseaux, avec beaucoup de télescopes. Dès lors, une prospective est menée sur les apports scientifiques et les pré-requis techniques d'un hypertélescope.

Quels programmes scientifiques sont envisageables à court, moyen et long terme ? Comment la densification optimise l'image ? Quel géométrie du réseau de télescopes faut-il privilégier ? Combien de télescopes sont nécessaires ? Quel concept opter pour un densifieur ? Quels sont les points durs technologiques, à commencer par le cophasage des faisceaux ?

Pour tenter de répondre à ces questions, la thèse se décompose en 2 grandes parties, à savoir une approche numérique (Partie II) et une approche instrumentale (Partie III) de l'Imagerie Directe. Des simulations numériques étudient les capacités d'imagerie d'un hypertélescope, afin de tirer les spécifications techniques requises. En parallèle, un nouveau concept de densifieur à fibres optiques a été conçu et validé. Il est destiné à confronter les prédictions des simulations avec la réalité, notamment du point de vue de la quantification des spécifications de cophasage.

Pour finir, je dresse un bilan des perspectives en Imagerie Directe interférométrique (Partie IV). J'applique le concept des hypertélescopes à des interféromètres existants. Je montre que le densifieur à fibre convient tout à fait à ces réseaux à quelques télescopes. Puis j'élargis sur des thèmes de recherche encore à approfondir pour amener les hypertélescopes à maturité.



## **Première partie**

# **Panorama sur l'imagerie du ciel**

Je présente dans un premier chapitre (Ch. 1) les méthodes et applications de l'imagerie à haute résolution angulaire. Je donne d'abord un aperçu des cibles astrophysiques intéressantes pour l'imagerie HRA (Sect. 1.1), des étoiles aux planètes jusqu'au ciel profond. Je rappelle ensuite l'évolution des techniques HRA, depuis les premiers balbutiements jusqu'aux futurs grands réseaux interférométriques (Sect. 1.2). Un parallèle est établi entre l'évolution des télescopes mono-pupilles (monolithiques ou segmentés) et des multi-pupilles (les interféromètres).

Le potentiel d'imagerie des interféromètres a longtemps été limité par la turbulence et le petit nombre d'ouvertures. Pour observer le ciel à travers la turbulence, il est possible soit de "vivre avec" grâce à un post-traitement approprié des images, soit de corriger le problème à la source en compensant ou en filtrant les perturbations. Nous allons voir comment les méthodes d'observations HRA et les progrès technologiques ont évolué conjointement. Vu les nouveaux objectifs scientifiques et les pré-requis techniques, je montre que l'on tend naturellement en interférométrie vers des imageurs directs, les hypertélescopes (Sect. 1.3).

Dans un deuxième chapitre (Ch. 2), je précise les concepts et techniques de l'Imagerie Directe (ID) en interférométrie. Je rappelle comment recombinaison les faisceaux en ID, et comment une pseudo-relation de convolution objet-image est conservée (Sect. 2.1). J'insiste sur l'intérêt de la densification pour l'interférométrie longue base. A partir de là, je parle des principaux axes de recherche en ID qui ont été approfondis pendant la thèse (Sect. 2.2).

# Chapitre 1

## L'imagerie à haute résolution angulaire (HRA) en astrophysique

### 1.1 Les cibles astrophysiques en imagerie HRA

Les objets décrits ici font partie des objectifs astrophysiques couramment cités en interférométrie. Certains ont déjà été mesurés, mais très peu ont encore donné lieu à une image détaillée. La liste n'est pas exhaustive, l'idée étant de montrer l'intérêt de l'imagerie HRA pour étudier certains phénomènes physiques complexes.

#### 1.1.1 Les étoiles multiples

Les observations des dernières décennies ont montré que la majorité des étoiles appartiennent à un système binaire ou multiple. Cette multiplicité stellaire se retrouve à tous les stades d'évolution, non seulement la séquence principale mais aussi les stades en fin de vie comme les pulsars, les étoiles à neutrons et même les trous noirs. La diversité et le grand nombre de cibles en font un sujet d'étude clé en Astrophysique où les interrogations ne manquent pas (Verbunt, 2004; Lena, 2004). La formation de ces systèmes dépend de la distribution de matière initiale et de la période orbitale, qui sont des paramètres mal connus. D'autres questions portent sur les différences entre des étoiles seules ou accompagnées. Quel est le rôle de la multiplicité dans l'évolution stellaire ? La multiplicité évolue-t-elle dans le temps ? Comment les systèmes multiples participent à l'enrichissement du milieu interstellaire ? Quels phénomènes énergétiques régissent les systèmes stellaires compacts, où les étoiles s'échangent de la matière ?

Les systèmes binaires sont intéressants, car l'étude des orbites des 2 compagnons (loi de Kepler) permet de déterminer des paramètres fondamentaux des étoiles indispensables à la modélisation en physique stellaire (masse, rayon, luminosité, composition chimique). C'est l'un des seuls moyens d'estimer la masse, paramètre critique qui dicte le scénario d'évolution de l'étoile. Si l'objet reste simple, c'est-à-dire si on peut l'assimiler à deux points ou deux disques, l'interférométrie classique est suffisante (Hummel, 1998, 2003). Si l'objet est en interaction, la complexité de l'image explose. Il faut recourir à des techniques d'observations plus compliquées. D'où l'intérêt d'obtenir des images pour étudier la dynamique de ces systèmes. L'imagerie à très haute résolution angulaire a son rôle à jouer pour étudier les conditions initiales, et pour dévoiler les propriétés de systèmes spécifiques très compacts, comme les binaires X et, cas ultime, les pulsars. Les besoins en terme de résolution spatiale, de magnitude limite et de contraste sont résumés dans le tableau 1.1 (Extrait de Lena (2004)).

#### 1.1.2 Les surfaces stellaires

##### Les taches stellaires

L'activité magnéto-hydrodynamique des étoiles entraîne l'apparition de taches stellaires à la surface, tout comme pour le Soleil. Leur existence a été confirmée sur Betelgeuse ( $\alpha$  Orionis) en particulier, par des

Cas scientifiques		Résolution spatiale	Magnitude K	Contraste
géante Prédiction de la fonction de masse initiale	Faible masse	$< 1mas$	$K \simeq 12$	$\Delta K \simeq 8$
	Grande masse	$< 1mas$	$K \simeq 12$	$\Delta K \simeq 5$
Etoiles compactes	Faible masse	$0.04mas$	$K \simeq 15$	$\Delta K \simeq 1$
	Grande masse	$0.1mas$	$K \simeq 7$	$\Delta K \simeq 5$
Systèmes individuels	Pulsars	$0.003mas$	$K \simeq 20$	$3^{eme}$ étoile

Tab. 1.1 – Spécifications pour l’observation des systèmes d’étoiles binaires et multiples.

mesures interférométriques (Busher, 1990; Wilson, 1997; Tuthill, 1997) et spectroscopiques (Rice, 1996).

Ces taches brillantes (ou points chauds) changent de brillance, de taille et de position sur des échelles de temps de l’ordre du mois. Ces taches ont une température supérieure à celle du milieu environnant (Schwarzschild, 1975). Elles peuvent aussi être interprétées comme une variation d’opacité dans l’atmosphère étendue de l’étoile (Young, 2000). La figure 1.1 montre un modèle de couche externe obtenu avec un code hydrodynamique 3D (Freytag, 2003). Ces simulations prévoient, en plus des grandes cellules convectives, la présence de granulation composée de plus petites cellules évoluant sur des échelles de temps plus courtes.

Il y a matière à étudier les taches stellaires (Hall, 1996) : Quelles sont leur distribution à la surface de l’étoile, leur taille, leur température, leur durée de vie ? Il y a une forte corrélation entre l’activité stellaire et l’apparition des taches. Le suivi de l’évolution des taches apporte des informations sur les effets de rotation globale et de rotation différentielle, sur l’activité magnétique stellaire et sur les phénomènes de convection. De plus, il est intéressant de comparer la morphologie des spots entre différentes classes d’étoiles actives. On observe par exemple plus de taches au pôle que vers l’équateur, ou inversement, selon le type d’étoile considéré, sans que l’on sache vraiment l’expliquer (Hatzes, 1996a; Schüssler, 1996).

Une image suffisamment détaillée et contrastée permettrait de résoudre ces taches, en mesurant leur nombre, leur position, leur taille, leur forme et leur contraste ( $\simeq 10^2$ ). Les étoiles géantes et super-géantes de type K et M sont des cibles privilégiées car elles ont un grand diamètre, une forte luminosité et des taches relativement étendues (jusqu’à la moitié de la surface stellaire).

La résolution spatiale escomptée est de l’ordre de  $0.3mas$  pour les grandes structures et de  $0.03mas$  pour les processus de convection (Lena, 2004). L’étoile observée doit être suffisamment brillante (typiquement  $m_V < 12$ ). Une résolution temporelle de l’ordre du jour est nécessaire pour suivre la migration des spots, fonction de l’activité stellaire.

Les étoiles magnétiques Ap se prêtent bien aussi à l’imagerie de leur surface. Elles présentent généralement une distribution inhomogène des abondances des éléments chimiques visibles à sa surface. La diffusion radiative des éléments chimiques dans l’atmosphère est influencée par le champ magnétique de l’étoile, aboutissant à une séparation des éléments en différentes couches à sa surface (LeBlanc, 1994). On s’intéresse aux mécanismes de diffusion et à l’origine du champ magnétique de ces étoiles à enveloppes radiatives. Des cartes de distribution d’abondance chimique en surface ont déjà été obtenues par des mesures spectropolarimétrique (Hatzes, 1996b), comme montré à la figure 1.3. L’interférométrie peut là aussi jouer son rôle en gagnant en résolution spatiale.

## Les protubérances

Les étoiles actives subissent de grandes pertes de masse. Ces phénomènes de perte de masse sont irréguliers, et peuvent générer l’apparition de protubérances. Ces structures correspondent à des condensations de matière au niveau de grandes boucles de champ magnétique qui s’étendent dans la couronne stellaire. La formation et les mécanismes physiques de ces structures filamenteuses restent mal compris (Collier, 1996). On se demande quels liens il y a entre les protubérances chromosphériques et la convection photosphérique. L’imagerie peut aider aussi à détecter et étudier la morphologie de ces structures, qui peuvent apparaître sur n’importe quelle type d’étoile, comme notre Soleil (Fig. 1.2).

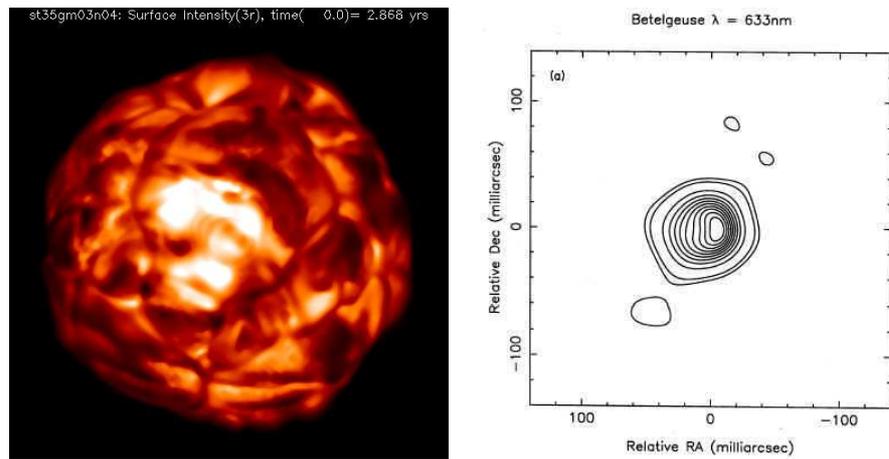


Fig. 1.1 – Cartes de brillance de géantes rouges.

Simulations (Freytag, 2003) d'une géante rouge (à gauche). Images de Betelgeuse (Busher, 1990) reconstruites à partir de mesures interférométriques (à droite). Les tâches stellaires évoluent sur l'échelle de quelques heures à quelques jours.

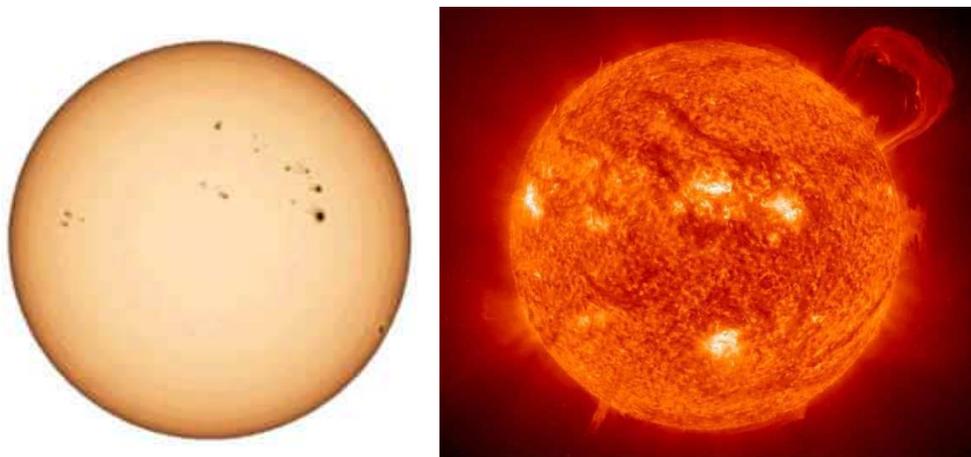


Fig. 1.2 – Cartes de brillance du Soleil.

Des phénomènes physiques sont visibles à la surface de notre Soleil, dans les longueurs d'onde du visible (à gauche) et dans la raie  $H_{\alpha}$  (à droite). Ces phénomènes sous forme de taches et de protubérances sont le signe d'une intense activité magnéto-hydrodynamique de l'étoile.

### Les oscillations non-radiales

La turbulence dans la photosphère crée des ondes sonores qui se propagent à l'intérieur de l'étoile. Certaines de ces ondes entrent en résonance et créent des ondes stationnaires à la surface de l'étoile, appelées les modes de pulsations non-radiales. Les principaux mécanismes d'excitation sont de deux types : l'interaction avec la convection génère un grand nombre de modes d'amplitude réduite, et les instabilités conduisent à un petit nombre de modes d'amplitude élevée.

L'astérosismologie étudie les phénomènes d'oscillation visibles à la surface de l'étoile, tout comme l'héliosismologie étudie le Soleil. Elles fournissent des informations sur les paramètres fondamentaux (âge, composition chimique, distance) et sur les phénomènes physiques qui régissent l'étoile (convection, diffusion, champs magnétiques).

Des mesures spectroscopiques fournissent une carte de vitesse radiale (Fig. 1.3). Cependant, très peu de moyens ont été encore utilisés en imagerie haute résolution. Il est possible de combiner les méthodes

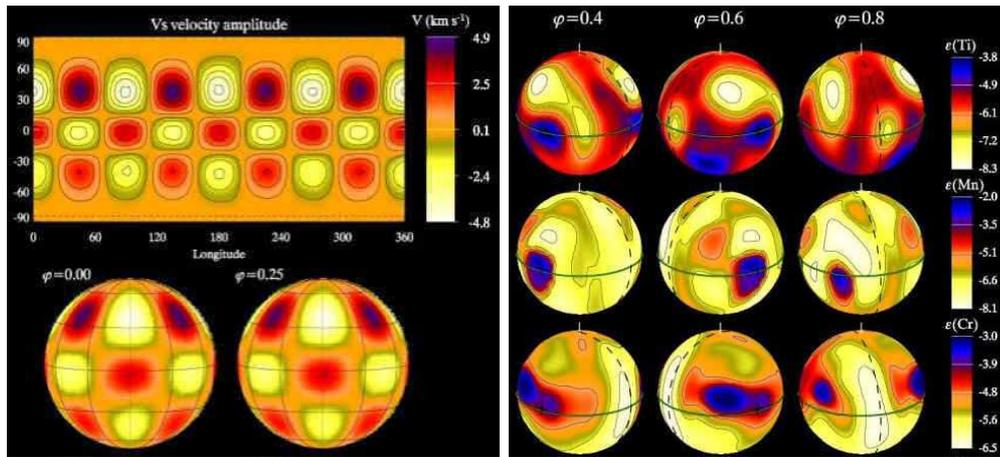


Fig. 1.3 – Cartes de surfaces stellaires par imagerie Doppler.

Oscillations non-radiales d'une étoile géante (à gauche) et distribution d'abondance chimique d'une étoile magnétique Ap (à droite). Ces cartes sont obtenues respectivement à partir de mesures spectroscopiques (Imagerie Doppler) et de mesures spectro-polarimétriques (Imagerie Doppler Zeeman).

spectroscopiques avec les méthodes interférométriques afin d'optimiser la reconstruction de l'image (Jankov, 2001; Schmider, 2004). On accède ainsi aux modes de degré intermédiaires ( $l = 3$  to  $6$ ). Les modes d'ordre élevés, qui ont de grandes amplitudes, ne deviennent accessibles que par imagerie haute résolution. Une carte de brillance avec une résolution de  $0.1mas$  permettrait de voir directement les motifs photométriques liés aux oscillations non-radiales présents à la surface d'étoiles suffisamment grosses et brillantes ( $m_V < 15$ ). Les modes apparaissent comme des variations photométriques sous forme d'un damier, plus sombre dans les creux et plus brillant sur les bosses (contraste de  $10^3$ ).

### 1.1.3 Les environnements circum-stellaires

#### Les étoiles Be

Les étoiles chaudes et massives de type Be et B[e], comme  $\gamma$  Cassiopée, présentent une forte raie d'émission en  $H_\alpha$  (Thom, 1986; Quirrenbach, 1993). Elles sont caractérisées par un vent stellaire rapide dans les régions polaires, et par des éjections de matière dans la région équatoriale. Les processus de perte de masse sont accentués par la rotation rapide propre à ce type d'étoile (Mourard, 1989; Stee, 2004; Meilland, 2007). Leur vitesse de rotation est telle que l'étoile se déforme par un élargissement à l'équateur, qui a été mesuré par exemple sur Achernar (Domiciano, 2003).

La rotation rapide se traduit par l'accumulation de matière au niveau du plan équatorial où se forme un disque mince et dense. L'origine et la structure de ce disque restent controversées. Il peut provenir de l'interaction entre un champ magnétique et le gaz ionisé. L'incertitude sur la vitesse de rotation des étoiles Be reste une question essentielle pour modéliser la formation de disques par rotation rapide (Fig. 1.4).

Des contraintes observationnelles peuvent là aussi être apportées en imagerie sur la taille et la morphologie du disque formé par rotation (vitesse d'expansion, densité) et sur l'étoile centrale (rayon, ellipticité, activité de surface) (Paresce, 2001).

#### Les étoiles évoluées AGB et post-AGB

Les AGB (Asymptotic Giant Branch) sont des étoiles froides évoluées au dernier stade d'évolution stellaire, ayant une masse inférieure à  $8M_\odot$ . Plus de 80% de la poussière trouvée dans le milieu interstellaire provient de la perte de masse de ces étoiles en fin de vie. Leur atmosphère en expansion augmente considérablement en luminosité et en taille, jusqu'à plusieurs centaines de fois le rayon du Soleil. Elle est formée de couches

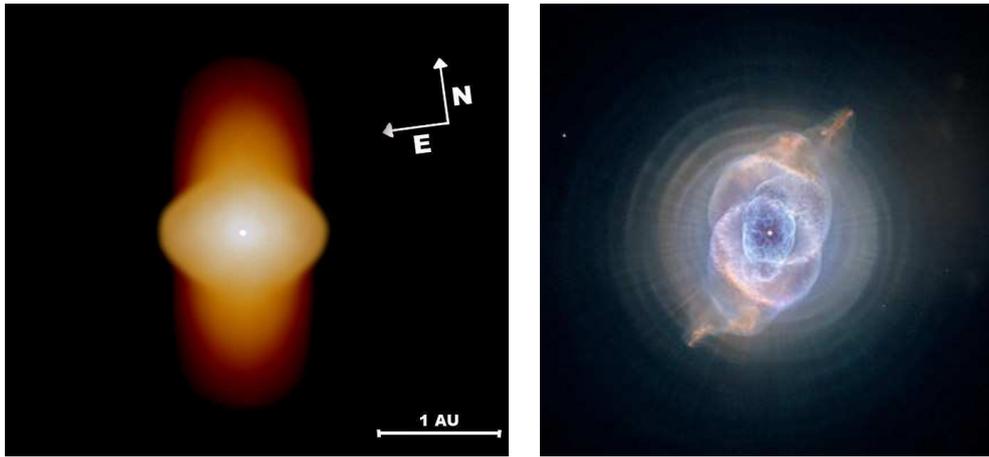


Fig. 1.4 – Images d'étoiles de type Be et AGB.

Modélisation d'une étoile Be,  $\alpha$ Arae (Meilland, 2007), entourée d'un disque de matière dû à la rotation rapide de l'étoile (à gauche). Exemple d'une étoile AGB (NGC6543) vue par HUBBLE (Reed, 1999) dont l'atmosphère en expansion présente une structure complexe due à l'éjection de matière (à droite).

convectives de poussières épaisses riches en éléments chimiques. La géométrie de leur enveloppe est rendue complexe par l'éjection de matière de l'ordre de  $10^{-8}$  à  $10^{-4} M_{\odot}/an$  avec une vitesse d'expansion de 5 à  $30 km/s$  (Fig. 1.4). L'étoile passe ensuite à une phase post-AGB où elle devient une nébuleuse planétaire. Cette phase très courte (environ 100 ans) est marquée par une très importante perte de masse dépassant les  $10^{-3} M_{\odot}/an$  (Paresce, 2001).

Le vent stellaire dense et en expansion lente interagit avec le milieu interstellaire. Des interactions complexes se produisent entre les pulsations stellaires et la condensation de molécules en poussières dans les couches internes très denses de l'atmosphère. Une contrainte importante est de localiser à quel endroit se forment exactement ces poussières dans une région estimée entre 2 et  $10R_{*}$  (rayon stellaire).

Parmi toutes les étoiles de type AGB, les Miras sont des étoiles froides évoluées très grosses (plusieurs fois le rayon solaire) et très lumineuses (plusieurs milliers de fois la luminosité du soleil). Ce sont des étoiles pulsantes avec une période de l'ordre de un an et une variation de luminosité allant jusqu'à 7 magnitudes. Il est intéressant d'étudier l'évolution temporelle des structures de l'atmosphère liée aux pulsations stellaires. Elles possèdent une atmosphère froide et étendue contenant des molécules et de la poussière. Il se forme une fine couche moléculaire sphérique entourant la photosphère (Perrin, 2004), dont la taille apparaît plus grande que celle prévue par les modèles hydrostatiques (Perrin, 2005). Il a été mis en évidence des assymétries et des variations de densité de la poussière au cours du cycle de pulsation (Weiner, 2006).

L'imagerie HRA est intéressante pour étudier la morphologie complexe des nébuleuses (Tuthill, 2000; Chesneau, 2006). Ces observations aident à contraindre la structure du vent stellaire et à déterminer la forme et la composition chimique de l'enveloppe de poussière, qui présente le plus souvent de fortes assymétries. Il faut une résolution spatiale de  $1mas$  à  $0.1mas$ , un champ de vue de  $10 - 100mas$  et un contraste d'au moins  $10^4$ , voire  $10^6$  (Lena, 2004).

### Les objets stellaires jeunes

Les jeunes étoiles de la pré-séquence principale (désigné sous YSOs pour "Young Stellar Objects") sont entourées d'un disque proto-planétaire (quelques dizaines d'UA de diamètre). La formation de systèmes planétaires résulte de l'effondrement de nuages de gaz et de poussière en rotation. Cette phase initiale de formation est une période très active où de gros corps sont continuellement formés par accrétion et détruits par collision. Ces processus modifient la distribution spatiale et la composition chimique de gaz et de poussières. Il se forme en même temps des jets de matière ionisée, qui s'échappent à des vitesses de plusieurs centaines de  $km/s$  (Bontemps, 1996) et qui sont canalisés par de forts champs magnétiques (Fig. 1.5). En phase



Fig. 1.5 – Formation et évolution d'un objet stellaire jeune.

finale, l'enveloppe se dissipe et les phénomènes d'accrétion s'arrêtent. Il reste un disque d'accrétion dense contenant des planètes en cours de formation.

Dans ce modèle d'évolution, la distribution géométrique du nuage de poussière initial reste controversée. Elle peut être modélisée par une enveloppe sphérique (Miroshnichenko, 1997) ou une structure en forme de disque (Hillenbrand, 1992). Des observations ont montré que cette enveloppe très étendue est généralement asymétrique, à cause d'effets magnétiques ou d'effets de rotation (Monnier, 2004) ou à cause de la présence d'un compagnon autour de l'étoile centrale (Malbet, 2005).

D'autres questions primordiales portent sur les mécanismes de formation des planètes dans la région interne du disque, et sur l'interaction entre le disque et la surface de l'étoile. L'idée est de détecter les sillons formés par le passage des planètes dans le nuage de poussière autour de l'étoile. L'objectif est ensuite d'étudier les structures qui se situent dans les régions proches de la surface jusqu'à environ  $10R_{\text{stellaire}}$ , ou  $0.1AU$ . On se demande par exemple quelle source d'énergie alimente les jets supersoniques et comment ils se propagent.

L'étude du disque interne nécessite une résolution de  $1mas$  à  $0.1mas$  et un champ de vue d'environ  $10 - 100mas$ . L'étude des raies d'émission et d'absorption de la poussière requiert une résolution spectrale de 1000 à 10000. Une extension dans les longueurs d'onde du visible permet de sonder la forte raie d'émission  $H_{\alpha}$ . Les contrastes attendus varient entre  $10^1$  et  $10^4$  dans le proche infrarouge, selon l'âge et la géométrie du disque (Lena, 2004). Des capacités d'imagerie grand champ et à haute dynamique sont requises pour étudier certains phénomènes complexes, comme les écoulements et les jets de matière.

#### 1.1.4 Les planètes extra-solaires

Plus de 200 planètes extra-solaires (ou exo-planètes) ont été détectées à ce jour par des méthodes indirectes, en mesurant par exemple la vitesse radiale de l'étoile qui se déplace autour du barycentre du système étoile-planète. Mais seule une détection directe des photons de la planète permettrait de la caractériser par spectroscopie. Pour l'heure, seules quelques exo-planètes ont été détectées directement par imagerie, mais dans des conditions favorables, avec une planète géante et une étoile relativement peu brillante (Fig. 1.6).

Ce nouveau domaine d'investigation regorge de questions (Sozzetti, 2005). Comment se forment et évoluent les planètes ? Quelles sont les caractéristiques de ces systèmes planétaires (nombre, masses, rayons, albédos, paramètres orbitaux) ? Comment ces caractéristiques évoluent-elles en fonction du type de l'étoile (masse, température, âge, binarité) ? Est-ce que l'on retrouve des similitudes avec les planètes du système solaire ? Est-ce que la vie peut s'y développer ?

Les candidats les plus convoités sont les "planètes terrestres" (ou exo-Terres) susceptibles d'abriter de la vie telle que nous la connaissons sur Terre. Plusieurs critères entrent en jeu, à commencer par la présence

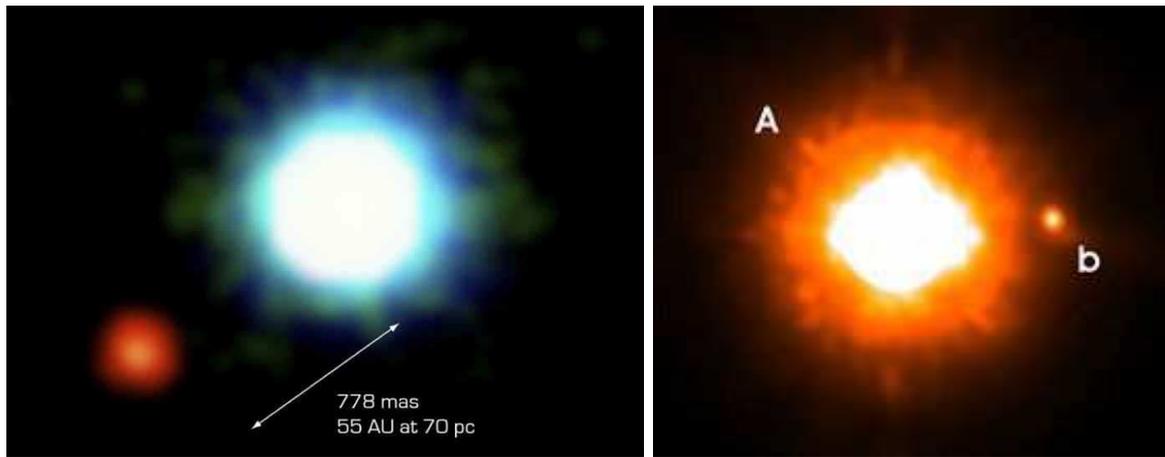


Fig. 1.6 – Premières images directes d'exoplanètes.

Quelques compagnons ont déjà été détectés en orbite autour d'étoiles, comme la naine brune 2M1207 (à gauche) et l'étoile GQ Lupi (à droite). (Source : VLT/NACO).

d'eau liquide à sa surface. L'objectif est de déterminer la composition de l'atmosphère de ces planètes, en particulier la présence d'eau, de dioxyde de carbone, voire d'ozone ou d'oxygène, qui sont autant d'indicateurs favorables à la présence d'une activité biologique.

La principale difficulté est d'isoler les photons de la planète, sachant qu'un compagnon est beaucoup moins lumineux que son étoile (contraste de  $10^9$  dans le visible et de  $5 \cdot 10^6$  dans l'infrarouge entre une exo-Terre et son étoile). La difficulté est d'arriver à rejeter la lumière de l'étoile tout en conservant une fraction significative de la lumière de la planète.

De plus, un système étoile-planète est plus complexe qu'il n'y paraît. Comme pour le soleil, l'étoile est très probablement entourée d'autres planètes, ainsi que d'un nuage exo-zodiacal formé de poussières relativement brillantes et irrégulièrement distribuées. Toutes ces sources environnantes augmentent le risque de confusion quand on cherche à caractériser une planète en particulier. Une image suffisamment détaillée du système devient nécessaire pour distinguer les planètes (apparaissant sous forme de points) des autres structures pouvant être identifiées comme un faux compagnon (Guyon, 2002a).

A plus long terme, on espère obtenir des images de la surface de ces nouveaux mondes, et pourquoi pas observer la présence d'océans et de continents.

### 1.1.5 Les Noyaux Actifs de Galaxie

Parmi les objets extra-galactiques, les Noyaux Actifs de Galaxie (AGN) sont des candidats intéressants pour l'interférométrie. Les AGN, qui se trouvent au cœur de certaines galaxies, émettent des rayonnements très énergétiques bien plus brillants que leur galaxie hôte. Les AGNs participent intrinsèquement aux mécanismes de formation des galaxies. L'objectif est d'étudier leurs processus physiques et leur influence sur l'évolution de leur galaxie hôte.

Les AGN renferment un trou noir super-massif entouré d'un disque d'accrétion et caché au milieu d'un tore de gaz et de poussières (Granato, 1997). La dimension du tore est estimée autour de 1 à  $10 pc$ . Connaître sa dimension exacte et son inclinaison permet de contraindre les modèles de transfert radiatif de la poussière. De fortes raies d'émission proviennent d'une région centrale compacte (Broad Line Region) d'environ  $1 pc$  de diamètre, et d'une région plus étendue (Narrow Line Region) sur environ  $100 pc$ . On soupçonne aussi l'existence de jets relativistes perpendiculaires au disque d'accrétion (Fig. 1.1.4).

Cela dit, d'autres modèles stipulent que la source d'énergie centrale n'est pas un trou noir mais des explosions de supernovae se produisant au centre d'un nuage de formation d'étoiles. De plus, la forme du tore de poussière et la présence de jets de matière restent encore controversées. Ainsi, de nombreux modèles

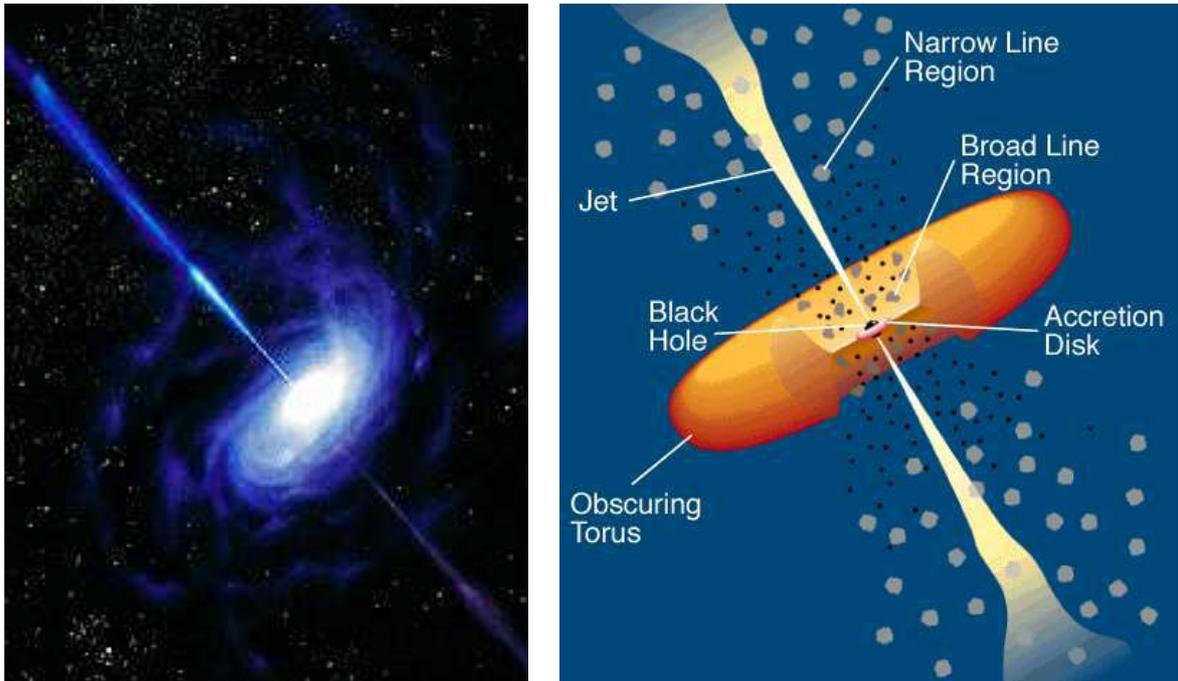


Fig. 1.7 – Noyau Actif de Galaxie.  
Vue d'artiste (à gauche) et modélisation de sa structure (à droite).

sur les AGN existent mais ils restent du domaine de la spéculation à cause du manque actuel de données observationnelles.

Là encore l'imagerie HRA apporte des informations cruciales sur la morphologie complexe des AGNs. Même si les structures très compactes des régions centrales restent difficilement détectables, l'étude de la distribution de poussières autour du coeur des AGNs permet de comprendre les mécanismes qui alimentent le trou noir en matière. Des mesures ont été faites pour la première fois sur NGC 4151 (Swain, 2003), puis sur NGC 1068 (Jaffe, 2004; Wittkowski, 2004). Ces mesures sont compatibles avec la présence d'un tore de poussière. Cependant, ces observations sont encore en limite de résolution et une analyse plus fine de la géométrie du tore nécessite une résolution spatiale de  $0.1mas$  et un champ de vue de  $1 - 10mas$  (Lena, 2004).

## 1.2 L'évolution des techniques en HRA

Le plus petit élément de résolution (resel) d'un instrument d'imagerie correspond à la plus haute fréquence spatiale vue par l'instrument.

Un télescope monolithique de diamètre  $D$  a une résolution angulaire égale à  $\lambda/D$ , soit 1 resel, avec  $\lambda$  la longueur d'onde d'observation. Ce télescope accède à toutes les fréquences spatiales de l'objet observé jusqu'à sa fréquence de coupure  $f_c = D/\lambda$ . Un télescope peut donc être assimilé à un filtre passe-bas. L'interféromètre lui échantillonne le ciel en fréquences spatiales. Il n'est sensible qu'à quelques fréquences de l'objet autour de  $B_k/\lambda$ , avec  $B_k$  désignant les vecteurs bases (distances entre ouvertures). Le nombre de fréquences spatiales vues par l'interféromètre est égal au nombre de bases indépendantes (fonction du nombre et de la disposition des télescopes). La couverture du plan  $(u,v)$  est définie comme l'ensemble des fréquences spatiales échantillonnées par la pupille d'entrée de l'interféromètre.

Cependant, la turbulence atmosphérique a longtemps empêché les grands instruments d'atteindre en imagerie leur résolution théorique. Plusieurs techniques ont vu le jour pour atteindre la limite de diffraction.

## 1.2.1 Le gain en résolution des télescopes mono-pupilles

La turbulence atmosphérique (Roddiar, 1981) provoque une agitation de l'image, voire un étalement de l'image si le diamètre du télescope devient plus grand qu'un certain diamètre critique. Ce diamètre est appelé le paramètre de Fried  $r_0$ . Le pouvoir de résolution est limité par le télescope si  $D < r_0$  et il est limité par l'atmosphère si  $D > r_0$ .

L'image instantanée d'un télescope de diamètre  $D > r_0$  est une figure étalée sous forme de tavelures, ou "speckles", de dimension  $\lambda/D$  réparties sur une zone de largeur  $\lambda/r_0$ . Le nombre de speckles dans l'image est de l'ordre de  $(D/r_0)^2$ . La durée de vie d'un speckle est définie par une constante de temps caractéristique de la cohérence  $\tau_0$ . Typiquement  $r_0 = 10cm$  et  $\tau_0 = 10ms$  dans le visible ( $\lambda = 500nm$ ).

L'interférométrie des tavelures (Labeyrie, 1970) restitue les hautes fréquences spatiales de l'objet malgré la turbulence atmosphérique. La turbulence est "figée" grâce à l'acquisition de poses courtes successives à une fréquence plus rapide que  $\tau_0$ , soit typiquement  $100Hz$  dans le visible. Les speckles ne se mélangent pas et conservent l'information haute résolution à la limite de diffraction du télescope. La technique du bispectre, ou "speckle masking" (Weigelt, 1977) restitue la phase dans le plan de Fourier par une fonction de triple-correlation de l'image (ou bispectre). Fienup (1978) propose une méthode itérative de reconstruction de l'image à partir du module de sa transformée de Fourier.

Aujourd'hui, les perturbations atmosphériques peuvent être compensées en amont grâce à une optique adaptative (OA), qui corrige le front d'onde en temps réel (Babcock, 1953; Rousset, 1990; Beckers, 1993). Les plus grands télescopes actuels de  $10m$  de diamètre (VLT, KECK, GEMINI, SUBARU) sont tous équipés d'une OA. L'ESO<sup>1</sup> a étudié le projet d'un  $100m$  (OWL) mais au vu des difficultés techniques, un  $40m$  est envisagé à plus court terme. Dans l'espace où on s'affranchit de la turbulence, le télescope HUBBLE ( $2.4m$ ) a encore de beaux jours devant lui, et sera relayé plus tard par le JWST, qui a une envergure de  $6.5m$ .

## 1.2.2 Le potentiel d'imagerie des interféromètres optiques

### Les débuts ...

C'est Thomas Young en 1801 qui met en évidence les phénomènes d'interférence, en observant une source lumineuse à travers un écran formé de deux trous. Il constate que les franges sont moins contrastées si la taille de la source est plus grande. Puis Hippolyte Fizeau énonce en 1868 qu'il est possible par un montage similaire d'obtenir quelques données nouvelles sur les diamètres angulaires des astres observés (Fizeau, 1868). Inspiré par ces idées, Edouard Stéphan observe le ciel en disposant sur un télescope un masque percé de 2 fentes espacées de  $65cm$ . La résolution étant insuffisante, il conclut néanmoins "sur l'extrême petitesse du diamètre apparent des étoiles fixes" (Stéphan, 1874). Plus tard, c'est Albert Michelson qui mesure pour la première fois le diamètre de Betelgeuse et qui étudie des étoiles doubles (Michelson, 1921). Pour avoir une base plus grande, il élabore un montage constitué de 2 miroirs de  $15cm$  espacés de  $6m$  montés sur une poutre. Puis par un jeu de 2 autres miroirs, il rapproche les faisceaux pour les faire entrer dans l'ouverture d'un télescope de  $2.5m$  (Fig. 1.8). Ce montage périscopique améliore nettement la luminosité des franges (C'est le même principe que la densification de pupille). Labeyrie (1975) obtient des franges en 1974 en utilisant cette fois 2 télescopes indépendants de  $20cm$  espacés de  $12m$  (Fig. 1.8). Il ouvre la voie à l'interférométrie optique longue base.

On observe cependant une évolution lente de l'interférométrie. La principale difficulté est de mettre en phase les ondes incidentes. La différence de chemin optique (ou DDM pour différence de marche) doit rester inférieure à la longueur de cohérence  $l_c$  pour que les ondes soient cohérentes et interfèrent :  $l_c = \lambda^2/\Delta\lambda$ , où  $\lambda$  et  $\Delta\lambda$  sont respectivement la longueur d'onde moyenne et la bande spectrale d'observation ( $l_c = 5\mu m$  avec  $\lambda = 600nm$  et  $\Delta\lambda = 80nm$ ). En pratique, la DDM varie continuellement au cours de la rotation terrestre et fluctue à cause de la turbulence atmosphérique, qui est plus critique dans le visible qu'en infrarouge. La DDM est compensée par une ligne à retard (LAR), qui assure le cohérencage des faisceaux. Pour cela, un senseur de franges doit être capable de suivre les dérives des franges sur le détecteur et d'en déduire la DDM en temps réel pour asservir la LAR (Lawson, 1999; Koechlin, 1996).

---

<sup>1</sup>ESO : European Southern Observatory ([www.eso.org](http://www.eso.org))

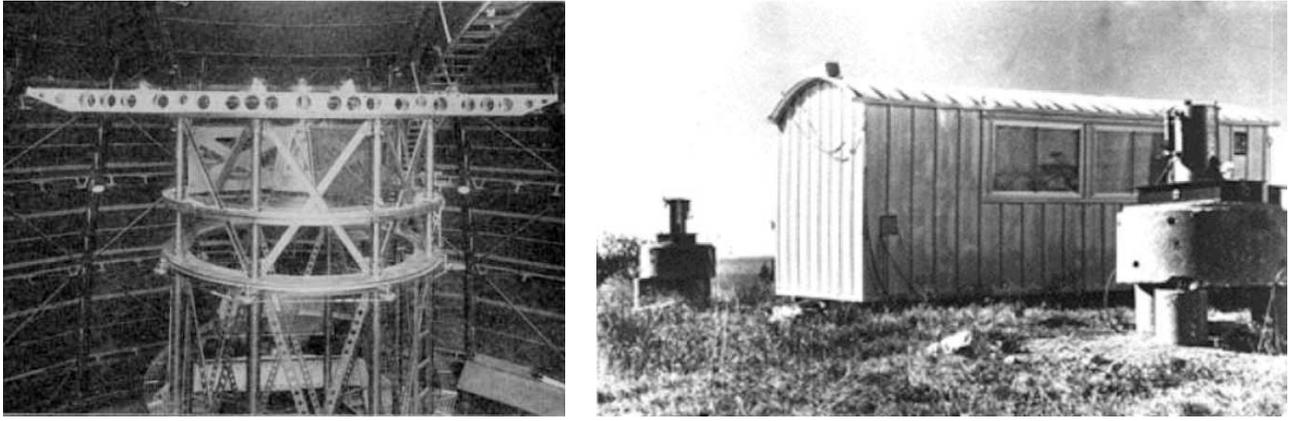


Fig. 1.8 – Premiers interféromètres stellaires optiques.

Poutre de Michelson avec laquelle les premiers diamètres d'étoiles ont été mesurés en 1921 (à gauche). Premier interféromètre à 2 télescopes (I2T) mis au point par Labeyrie à Nice en 1974 (à droite).

Notons au passage que pour l'interférométrie longue base, on introduit un paramètre supplémentaire de turbulence atmosphérique, l'échelle externe de cohérence spatiale  $L_0$ . Ce paramètre sert à modéliser les variations de DDM entre les bras de l'interféromètre. Si la base de l'interféromètre devient supérieure à  $L_0$ , on passe du modèle de turbulence de Kolmogorov à celui de Von Karman, qui tient compte des fluctuations de l'atmosphère à grande échelle (Maire, 2005). Il est important de caractériser les fluctuations du front d'onde pour spécifier le design des sous-systèmes comme l'optique adaptative, le correcteur de tip-tilt du front d'onde ou le senseur de franges.

### Les interféromètres hétérodynes

Comme en radio-astronomie (Perley, 1989; Thompson, 1986), la détection hétérodyne mélange le signal à un oscillateur cohérent interne (source laser). Les signaux sont amplifiés et codés numériquement en fréquences. En dessous de  $10\mu m$ , le bruit de photon (aspect corpusculaire de la lumière) devient comparable au bruit de détecteur. En interférométrie optique et infrarouge (où la période de l'onde est de l'ordre de  $10^{-14}s$ ), la seule façon de procéder pour tirer partie des propriétés ondulatoires de la lumière est de faire interférer directement les faisceaux.

### Les interféromètres corrélateurs

Un interféromètre à 2 télescopes mesure une amplitude de modulation d'intensité, c'est-à-dire le contraste  $C$  des franges d'interférence donné par :

$$C = \frac{I_{max} - I_{min}}{I_{max} + I_{min}} \quad (1.1)$$

où  $I_{min}$  et  $I_{max}$  sont respectivement le maximum et le minimum d'intensité des franges sombres et brillantes. Ce contraste est relié au degré complexe de cohérence  $\gamma_c$  de l'objet à la fréquence spatiale  $B/\lambda$ . La visibilité (contraste des franges) est le module de  $\gamma_c$  et la phase (position des franges) est l'argument de  $\gamma_c$ .

Le théorème de Van Cittert-Zernike relie la visibilité  $V$  à la distribution de brillance de la source à la fréquence spatiale  $B/\lambda$ .

$$V = \left| \frac{TF\left(O\left(\frac{B}{\lambda}\right)\right)}{TF(O(0))} \right| e^{i\Phi} \quad (1.2)$$

Nombre de télescopes	Nombre de phases	Nombre de clôtures de phase	% d'information sur la phase	Nombre d'éléments de résolution (resel)	Taille de l'image équivalente en resels
$N_T$	$\frac{N_T(N_T-1)}{2}$	$\frac{(N_T-1)(N_T-2)}{2}$	$1 - \frac{2}{N_T}$	$N_R = N_T(N_T - 1)$	$N_R \times N_R$
3	3	1	33	6	2.4 x 2.4
4	6	3	50	12	3.5 x 3.5
6	15	10	67	30	5.5 x 5.5
8	28	21	75	56	7.5 x 7.5
10	45	36	80	90	10 x 10
20	190	171	90	380	20 x 20
40	780	741	95	1560	40 x 40
70	2415	2346	97	4830	70 x 70
100	4950	4851	98	9900	100 x 100

Tab. 1.2 – Observables et paramètres d'imagerie fonction du nombre d'ouvertures de l'interféromètre. En synthèse d'ouverture (à gauche), la phase de l'objet est restituée grâce à la technique de clôture de phase (Lawson, 1999). Le nombre de clôtures de phases indépendantes est toujours inférieur au nombre de phases de Fourier mesurées par l'interféromètre. Cela dit, la quantité d'information sur la phase est d'autant plus complète qu'il y a de télescopes. En imagerie directe (à droite), sont indiqués le nombre d'éléments de résolution (resel) et la largeur correspondante de l'image (en resel). La restitution de la phase est complète, grâce aux techniques de cophasage.

où  $TF$  désigne l'opération de transformée de Fourier.

La phase mesurée  $\Phi$  se décompose en 3 termes :

- la phase propre à l'objet :  $\Phi_o$
- la phase liée à la DDM ( $\phi_{DDM} = 2\pi \delta/\lambda$ ),
- la phase aléatoire induite par l'atmosphère :  $\phi$ .

En présence de turbulence, le terme de phase atmosphérique aléatoire rend inutilisable l'information sur la phase de l'objet. Seul le module de la visibilité au carré peut être mesurée. Or la phase de l'objet est primordiale pour reconstruire l'image à partir de l'espace des fréquences. Deux types d'approches contournent ce problème.

Premièrement, une carte de brillance peut être estimée en utilisant un modèle d'objet simple choisi a priori. Ce modèle doit présenter un centre de symétrie, car la transformée de Fourier d'une fonction réelle centro-symétrique est une fonction réelle, donc à phase nulle. La courbe de visibilité est ajustée au mieux avec les points mesurés, en faisant varier les paramètres du modèle (disque uniforme, assombrissement centre-bord, étoiles doubles, ...). Attention cependant, les mesures de contraste n'apportent pas directement de l'information sur l'objet, mais sur le modèle de l'objet choisi.

Deuxièmement, la phase de l'objet est accessible en imagerie par référence de phase (Lane, 1999; Delpiancke, 2006). Le principe est d'observer simultanément l'étoile de science et une étoile de référence à côté suffisamment brillante (telle que le temps d'intégration nécessaire soit inférieur à  $\tau_0$ ). La ligne à retard est asservie sur l'étoile de référence, afin de corriger les phases résiduelles liées à la turbulence et aux biais instrumentaux. Cette technique offre de surcroît un gain en magnitude, car elle permet d'observer des objets faibles, tout en asservissant le système sur une étoile de calibration brillante.

## Les interféromètres à synthèse d'ouverture optique (SOO)

A partir de 3 télescopes, un interféromètre peut retrouver partiellement l'information sur la phase de l'objet, grâce à la technique de clôture de phase. D'abord mise en pratique par les radio-astronomes (Jennison, 1958), cette technique a ensuite été appliquée aux longueurs d'onde optique (Rogstad, 1968; Baldwin, 1986). La clôture de phase est égale à la somme des 3 phases mesurées par 3 bases distinctes. Cette

nouvelle observable est indépendante des fluctuations atmosphériques, car les termes induits par l'atmosphère s'annulent. Cela s'écrit (Lawson, 1999) :

Phase mesurée	=	Phase de l'objet	+	Atmosphère
$\Phi(1 - 2)$	=	$\Phi_o(1 - 2)$	+	$[\phi(2) - \phi(1)]$
$\Phi(2 - 3)$	=	$\Phi_o(2 - 3)$	+	$[\phi(3) - \phi(2)]$
$\Phi(3 - 1)$	=	$\Phi_o(3 - 1)$	+	$[\phi(1) - \phi(3)]$

D'où un terme de clôture de phase égal à :

$$Cloture(1 - 2 - 3) = \Phi_o(1 - 2) + \Phi_o(2 - 3) + \Phi_o(3 - 1)$$

Plus il y a de télescopes, plus on mesure simultanément des termes de clôture, qui sont autant d'observables supplémentaires utilisées pour la reconstruction de l'image. Cependant, l'information sur la phase ne peut pas être restaurée intégralement (Tab. 1.2). On dispose de seulement 33% de l'information sur la phase avec 3 ouvertures, contre 75% avec 8 ouvertures et 90% avec 20 ouvertures. Cela implique encore des hypothèses a priori pour combler l'information manquante lors de la reconstruction de l'objet.

Un interféromètre à synthèse d'ouverture optique combine à la fois la clôture de phase et la super-synthèse d'ouverture. La super-synthèse utilise la rotation terrestre pour enrichir le plan (u,v) (Baldwin, 1986; Haniff, 1987). Elle compense le faible nombre de télescopes du réseau et augmente le nombre de points mesurés. Il a été démontré (Roddier, 1986) que la clôture de phase avec les interféromètres est équivalente aux techniques de speckle masking sur les télescopes monolithiques.

A mesure que le nombre de télescopes ( $N_T$ ) recombinaison augmente, la fraction d'information sur la phase, qui augmente en  $1 - 2/N_T$ , tend vers les 100%. Les grands interféromètres tendent vers de véritables imageurs. L'image est reconstruite à partir d'un échantillon de visibilité et de phases. Une couverture fréquentielle suffisamment dense et homogène fournit une image fidèle et détaillée de l'objet sans modèle a priori. On étudie des objets complexes pour lesquels il n'existe pas de modèles simples de distribution d'intensité.

### Les interféromètres imageurs directs (ID)

On parle d'imagerie directe au foyer d'un télescope mono-pupille, mais cette notion s'applique aussi en interférométrie. L'idée remonte en fait aux origines avec Fizeau. Une image "directe" est obtenue "optiquement" en transportant et en superposant les faisceaux des ouvertures individuelles en un foyer commun, de sorte à faire interférer convenablement les sous-images. On parle alors "d'imagerie directe interférométrique".

Rappelons qu'une image n'est ni plus ni moins formée que d'un contraste d'ombres et de lumières. Fort du théorème de Van Cittert-Zernike (qui lie l'objet à l'image via les fréquences spatiales), l'interférométrie a longtemps fait des interférences, jusqu'à en oublier l'image. Au fur et à mesure que le nombre de télescopes augmente, l'interféromètre, vu comme un échantillonneur en fréquences spatiales, devient un véritable imageur. La fonction de transfert du réseau se remplit et la superposition des jeux de franges enrichit l'image Fizeau. Les interférences lumineuses se mélangent et forment une image au centre (Fig. 1.9). Plus besoin de modèle. Un grand interféromètre fournit directement une image. Reste l'interprétation que l'on en fait.

Le nombre de resels dans l'image, noté  $N_R$ , est égal au nombre d'observables (visibilités et phases) vues par l'interféromètre en synthèse d'ouverture (Tab. 1.2), soit 2 fois le nombre de bases indépendantes du réseau :

$$N_R = 2 N_{B_i} = N_T(N_T - 1) \quad (1.3)$$

Avec un grand nombre de télescopes, on a  $N_R \simeq N_T^2$ , tant que les bases du réseau restent non redondantes. Au moins 6 télescopes semblent nécessaires pour obtenir une image à proprement parler, c'est-à-dire avec un nombre significatif de resels. Le pouvoir d'imagerie d'un réseau de 6 télescopes atteint la trentaine de resels, soit une image de 5 par 5 pixels utiles. Cela lui permet de détecter un motif de l'ordre de 1/5 fois le diamètre de l'objet.

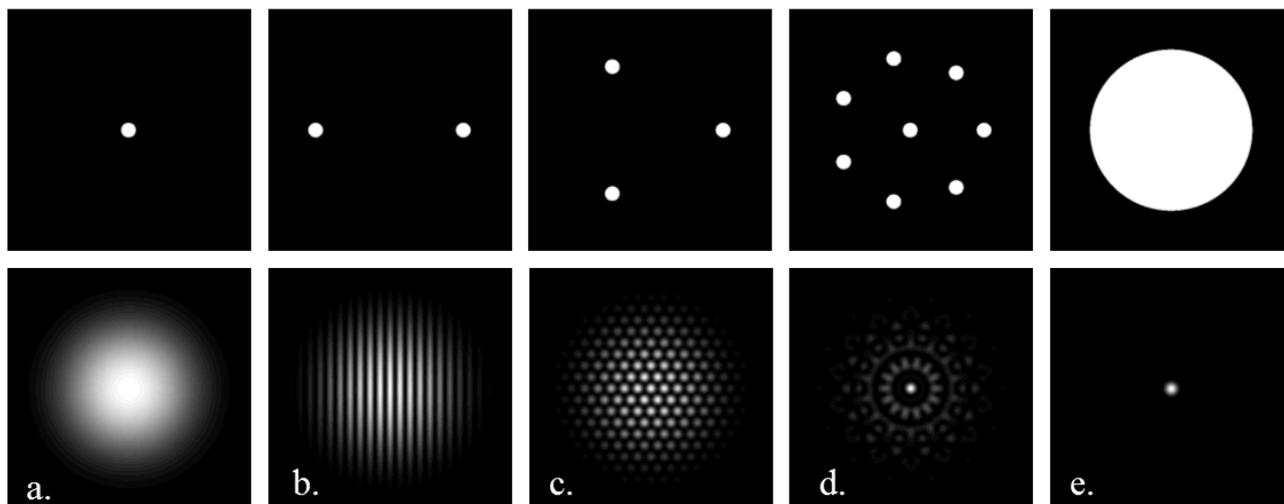


Fig. 1.9 – Images Fizeau vs pupille collectrice.

Image monochromatique d'une étoile ponctuelle (FEP) en mode Fizeau (bas) en fonction de la pupille d'entrée (haut). [a.] Avec 1 télescope de diamètre  $D$ , la tache image correspond à un élément de résolution de largeur  $\lambda/D$ . [b.] 2 télescopes distants de  $B = 10D$  donnent des franges contrastées, dont l'interfrange vaut un resel de largeur  $\lambda/B$ . [c.] Avec 3 télescopes, on obtient un ensemble de pics d'interférence suivant une structure en nid d'abeille. [d.] Pour une pupille diluée et non redondante, formée d'un nombre croissant de télescopes (ici 8), les pics latéraux s'estompent et seul le pic central domine. [e.] Si la pupille est complètement remplie, on obtient l'image d'un télescope de diamètre  $B$ . Le pouvoir de résolution a augmenté d'un facteur 10 (par rapport au cas [a.]) et seul subsiste les anneaux d'Airy autour du pic central.

Dans la suite, l'unité dimensionnelle la plus souvent utilisée est le resel, qui vaut typiquement  $resel = \lambda/B_{max}$ . Les plus grands interféromètres actuels, où  $B_{max} \simeq 200m$ , ont un pouvoir de résolution de  $resel = 1mas @ 1\mu m$  et  $resel = 10mas @ 10\mu m$ . Pour les interféromètres futurs, de base symbolique  $B_{max} \simeq 1km$ , on atteint  $resel = 0.2mas @ 1\mu m$  et  $resel = 2mas @ 10\mu m$ .

La principale difficulté en imagerie directe est qu'il faut limiter au mieux la turbulence résiduelle pour conserver des propriétés d'imagerie de qualité. La pupille d'entrée, divisée en plusieurs sous-pupilles (les télescopes), doit être mise en phase, à savoir un cophasage spatial et temporel en tout point du front d'onde collecté. Ceci implique l'emploi d'une OA sur chaque ouverture (si  $d > r_0$ ) et le cophasage des faisceaux entre eux. Le réseau cophasé peut dans ce cas être comparé à un télescope géant recouvert d'un masque à trous (comme le montage Fizeau), au foyer duquel on peut a priori former une image. Si tous les faisceaux sont cophasés, on dispose de toute l'information sur la phase de l'objet. Le cophasage à mieux qu'une fraction de longueur d'onde, soit typiquement  $\lambda/4$ , est techniquement réalisable aujourd'hui (Hummel, 2003).

### 1.2.3 Les instruments focaux en interférométrie

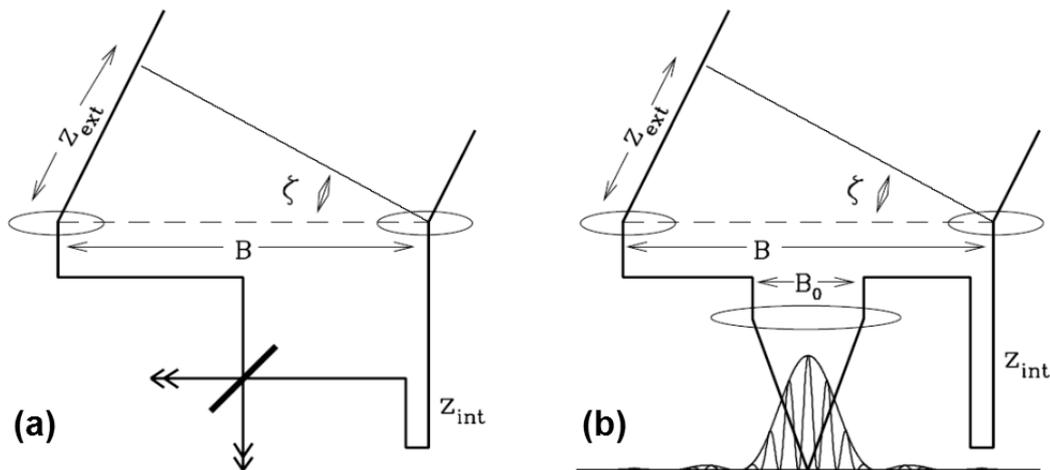
#### Recombinaison mono-axiale ou multi-axiale

Parmi les interféromètres existants (Tab. 1.3), la recombinaison se fait en plan image ou en plan pupille, par un montage mono-axial ou multi-axial. Historiquement, la plupart ont été conçus en monoaxial pour des raisons de simplicité technologique. Mais des concepts multi-axiaux sont de plus en plus souvent proposés (Fig. 1.10).

La recombinaison mono-axiale, ou recombinaison par paire, utilise des lames séparatrices pour superposer les faisceaux 2 à 2. Les interférogrammes sont obtenus par une modulation temporelle du chemin optique. La recombinaison s'opère le plus souvent en plan pupille. C'est la technique la plus répandue car la plus aisée à mettre en oeuvre. Il est en effet plus facile de moduler le signal autour de la DDM nulle (en restant

Interféromètre	Recombineur	$N_T$	Etat	Référence
<b>HETERODYNE</b>				
SOIR D'ETE (FR)		2	arrêté	Assus (1979)
ISI (USA)		3	en fonction	Bester (1990)
<b>A 2 OUVERTURES</b>				
GI2T	REGAIN	2	arrêté	Mourard (2001)
MARK III		2	arrêté	Shao (1988)
MIRA I		2	en fonction	Yoshizawa (2006)
KI		2	en fonction	Colavita (2003)
SUSI		2	en fonction	Davis (1999)
IOTA	FLUOR	2	arrêté	Coudé Du Foresto (1998)
CHARA	CLASSIC	2	en fonction	ten Brummelaar (2005)
CHARA	FLUOR	2	en fonction	Coudé (2003)
VLTI	VINCI	2	arrêté	Kervella (2002)
VLTI	MIDI	2	en fonction	Leinert (1998)
OHANA - KECK		2	en fonction	Perrin (2006)
<b>MULTI-OUVERTURES</b>				
PTI		3	en fonction	Colavita (1999)
IOTA		3	arrêté	Dyck (1995)
IOTA	IONIC	3	arrêté	Berger (2001)
COAST		5	arrêté	Baldwin (1996)
NPOI		3 (6)	en fonction	Armstrong (1998)
CHARA	MIRC	4 (6)	en fonction	Monnier (2004b)
VLTI	AMBER	3	en fonction	Petrov (2000)
<b>FUTURS</b>				
LBT	LINC	2	à l'étude	Hill (2004)
CHARA	VEGA	2 (4)	à l'étude	Mourard (2006)
VLTI	MATISSE	4	à l'étude	Lopez (2006)
VLTI	GRAVITY	4	à l'étude	Rabien (2006)
VLTI	VSI	4	à l'étude	Malbet (2006)
OHANA		7	à l'étude	Perrin (2002)
MROI		6 (10)	à l'étude	Creech-Eakman (2006)
PEGASE		2	projet spatial	Le Duigou (2006)
FKSI		2	projet spatial	Danchi (2006)
DARWIN		3,4?	projet spatial	den Hartog (2006)
TPF-I		3,4?	projet spatial	Beichman (2006)
OVLA		?	projet	Labeyrie (1986)
CARLINA		?	projet	Le Coroller (2004)
KEOPS		?	projet	Vakili (2004b)
ELSA		?	projet	Quirrenbach (2004)
LUCIOLA		?	projet spatial	Labeyrie (2003)

Tab. 1.3 – Liste des principaux interféromètres passés, présents et futurs.



Recombinaison	« par paire »	« tout en un »
Montage	mono-axial	multi-axial
Plan	pupille	image
Détecteur	mono-pixel (photodiode)	multi-pixels (CCD)
Codage	teintes plates modulées	franges (ou pics) d'interférence
Modulation d'intensité	modulation temporelle	modulation spatial
Correction des DDM	cohérencage	cophasage
	modulation autour de la DDM nulle	égalisation des DDM à $\lambda/10$
Mode	Synthèse d'Ouverture Optique	Imagerie Directe
Analyse	espace de Fourier	espace direct
Signal	fréquences spatiales (Visibilité, phase)	distribution spatiale d'intensité (X,Y,I)

Fig. 1.10 – Comparaison entre un recombineur mono-axial et un recombineur multi-axial. Sont schématisés ici la recombinaison mono-axiale en plan pupille (a) et la recombinaison multi-axiale en plan image (b). Dans les 2 cas, il faut compenser la différence de marche externe ( $Z_{ext}$ ) par une différence de marche interne ( $Z_{int}$ ) pour que les interférences se produisent (Lawson, 1999). Le montage mono-axial (ou "par paire") fonctionne en mode cohérencé et se prête bien à l'imagerie par synthèse d'ouverture. Le montage multi-axial (ou "tout en un") doit être cophasé et est adapté à l'imagerie directe.

dans le domaine de cohérence), plutôt que de la maintenir à une valeur constante proche de zéro. Cependant, cette technique se complique pour les grands réseaux où le nombre de visibilités mesurées augmente considérablement en  $N_T(N_T - 1)/2$ . Premièrement, il devient difficile d'enregistrer simultanément tous les systèmes de franges sur un même détecteur avec un échantillonnage suffisant. Deuxièmement, le nombre de lames séparatrices du recombineur augmente avec le nombre de télescopes, ce qui devient critique en terme de flux. Troisièmement, le montage devient sacrément complexe dès qu'on dépasse la dizaine.

La recombinaison multi-axiale, ou recombinaison "tout en un", peut être effectuée avec une simple lentille; c'est le Fizeau. Si on joue sur la taille des faisceaux, c'est du Michelson. La recombinaison se fait classiquement en plan image mais est aussi possible en plan pupille. Tous les faisceaux sont focalisés sur un même détecteur, en réalisant un codage spatial des franges. Ceci est possible grâce aux nouveaux détecteurs à matrice de pixels (CCD) qui atteignent aujourd'hui une résolution (taille du pixel de l'ordre de  $5\mu m$ ) et une taille (plusieurs millions de pixels) suffisantes. Ils ont une sensibilité accrue et un faible bruit de lecture, qui tend à devenir négligeable. Il existe aussi les caméras à comptage de photons très sensibles pour les objets faibles (Blazit, 2005).

La recombinaison multi-axiale apparaît ainsi comme la solution la mieux adaptée pour les futurs grands

réseaux interférométriques. Dans tous les cas, c'est un calcul de sensibilité et de rapport signal à bruit qui permet de décider du concept de recombinaison à adopter, en prenant notamment en compte les caractéristiques du détecteur.

## La spectro-interférométrie

La spectro-interférométrie utilise à la fois la résolution spatiale et la résolution spectrale dans le même instrument de recombinaison. L'intérêt est non seulement d'augmenter la couverture du plan  $(u,v)$ , mais aussi d'étudier les phénomènes physiques qui dépendent de la longueur d'onde. De plus, la combinaison des deux offre des capacités d'imagerie uniques.

L'interférométrie différentielle (Vakili, 1998) calcule l'intercorrélacion des images enregistrées par l'interféromètre dans 2 bandes spectrales distinctes. On en déduit la position du photocentre de l'objet, i.e. le barycentre photométrique de la distribution d'intensité à une longueur d'onde donnée. Le photocentre met en évidence les asymétries de brillance des surfaces stellaires (moment du 1<sup>er</sup> ordre). De plus, en comparant la mesure de diamètre dans une raie spectrale avec une mesure de diamètre dans le continuum d'énergie, on accède à la structure verticale de l'atmosphère de l'étoile (Mourard, 2006b).

L'imagerie Doppler interférométrique reconstruit des images de surfaces d'étoiles en rotation (Jankov, 2001; Domiciano, 2003). Cette technique utilise simultanément les techniques d'interférométrie différentielle et d'imagerie Doppler en spectrométrie (Rice, 1989). L'imagerie Doppler permet d'accéder à la distribution de brillance d'une étoile non résolue par l'analyse temporelle des raies spectro-photométriques au cours de la rotation stellaire. Ces techniques sont présentées et discutées plus en détail à la section 5.2.

## 1.3 Les nouveaux défis de la HRA

### 1.3.1 Spécifications techniques vs objectifs astrophysiques

Les projets futurs prévoient des télescopes géants (ELT pour Extremely Large Telescope) comme le projet européen OWL de 42m de diamètre, et des grands réseaux de télescopes équivalent à un "ALMA optique" (son homologue en radioastronomie). La très haute résolution spatiale ne reste accessible qu'aux interféromètres. Les grands réseaux offrent donc une meilleure résolution angulaire et ont pour cibles des objets stellaires relativement brillants et compacts. Les ELT, qui ont une sensibilité accrue, un grand champ d'imagerie et une couverture dense du plan  $(u,v)$ , sont destinés principalement à l'imagerie des objets extragalactiques. Les interféromètres futurs devront donc avoir de très grandes bases pour offrir une approche observationnelle complémentaire avec les ELT.

Avec un grand nombre d'ouvertures et des bases kilométriques, les interféromètres ouvrent de nouvelles perspectives sur les programmes astrophysiques. Le souhait clairement exprimé par la communauté scientifique est de faire des images, pour accéder à la morphologie d'objets complexes. Les sujets sont variés :

- étudier la dynamique des étoiles binaires et multiples de masses variées,
- scruter l'activité des surfaces stellaires,
- comprendre les phénomènes d'accrétion des disques proto-stellaires et proto-planétaires,
- fournir des spectres et des images d'exoplanètes, à commencer par les jupiters chauds,
- donner accès à la partie interne des AGNs, comme le tore de poussière.

La figure 1.11 regroupe des thèmes astrophysiques, en fonction de la résolution angulaire et du flux par élément de résolution. Je m'inspire ici des conclusions du colloque international d'Astrophysique de Liège (Lena, 2004) pour estimer les spécifications des futurs grands réseaux.

L'interférométrie optique et infrarouge a son rôle à jouer en combinant à la fois de la haute résolution spatiale et spectrale. La résolution spatiale doit gagner au moins un facteur 10 par rapport aux plus grands interféromètres actuels, soit  $0.1mas$  à  $1\mu m$ , ce qui implique des bases kilométriques de 1 à  $10km$ . La couverture spectrale  $1\mu m - 12\mu m$  peut encore être étendue aux longueurs d'onde du visible. La résolution spectrale souhaitée va de quelques dizaines à  $10^5$  pour les cas extrêmes.

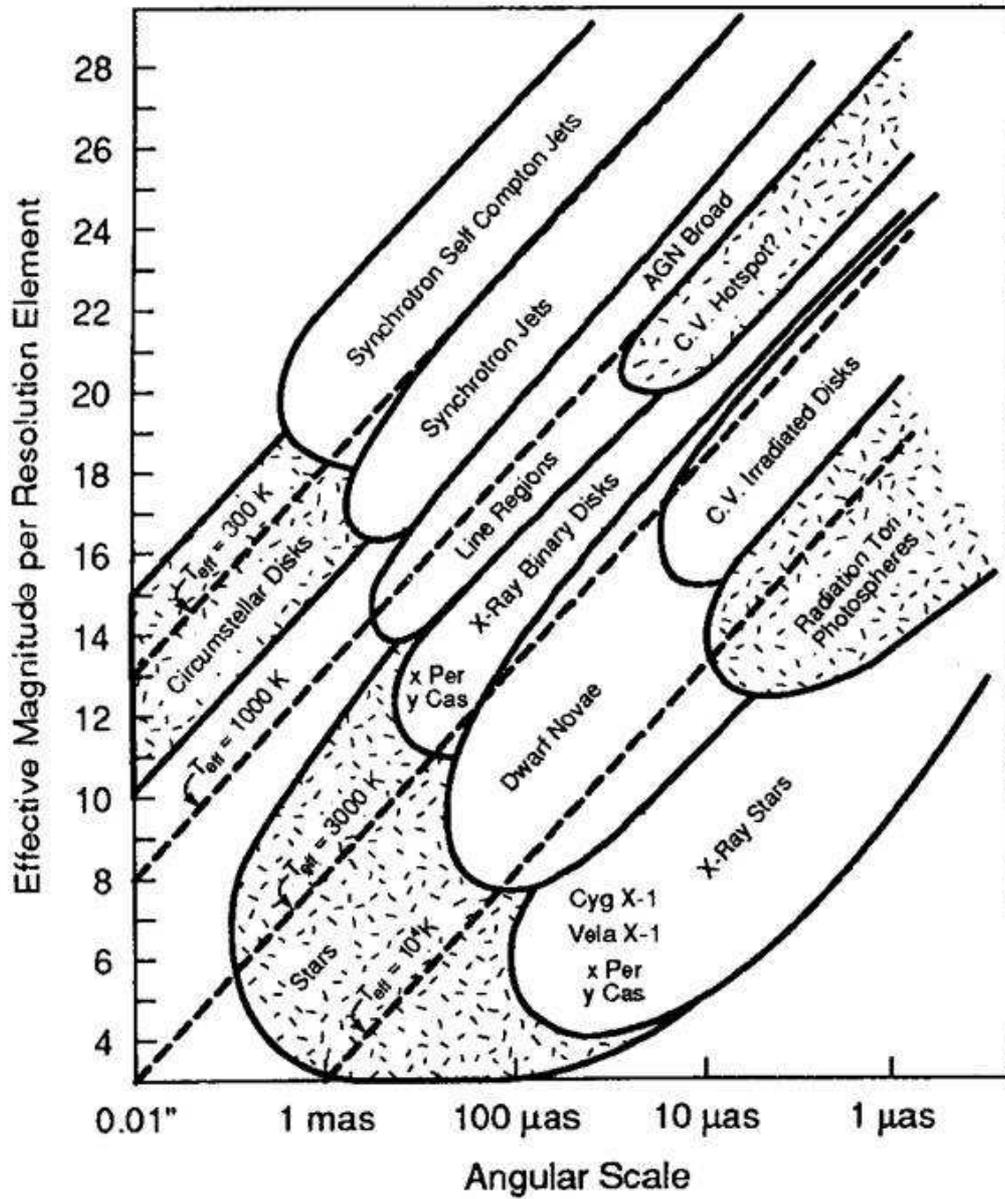


Fig. 1.11 – Objets astrophysiques vs résolution angulaire et magnitude.  
 Axe X : Résolution angulaire. Axe Y : Magnitude effective par élément de résolution. Les objets les plus facilement imageables sont en bas à gauche.

Le temps d'évolution des phénomènes physiques peut être de l'ordre de quelques jours ou de quelques semaines, voire de quelques heures pour les taches et les protubérances. Une résolution temporelle est nécessaire, avec des poses de quelques heures tout au plus. L'étude des oscillations non-radiales est rendue compliquée à cause de l'alternance jour/nuit qui biaise les mesures et fait apparaître des modes qui n'existent pas. Pour avoir des mesures en continu, des observations sont envisagées en Antarctique (au dôme C) ou dans l'espace.

Le diamètre et le nombre de télescopes nécessaires restent une question ouverte, qui doit être discutée en fonction de motivations astrophysiques. Des télescopes de  $2m$  suffisent pour nombre d'études sur les étoiles et les planètes, tandis que des télescopes de  $8$  à  $10m$  sont requis pour les objets faibles, les galaxies et les AGNs. Le nombre minimum de télescopes n'est pas arrêté. Il n'y a pas de limite précise à partir de laquelle l'interférométrie devient synonyme d'imagerie. Ce nombre reste avant tout fonction de la complexité de l'objet observé, c'est-à-dire du degré de détail de l'image que l'on souhaite obtenir.

Comme la sensibilité d'un interféromètre fait souvent défaut, on souhaite faire de l'imagerie longue pose pour étudier les objets faibles. Mais la principale difficulté est qu'il faut cophaser les faisceaux, pour pouvoir intégrer plus longtemps que quelques milli-secondes. Le cophasage est assuré par un senseur de franges, qui exige justement du flux pour fonctionner efficacement. Une solution consiste à asservir le système sur une étoile de référence pour faire de la référence de phase (Lane, 1999; Delplancke, 2006). Cette étoile doit avoir une magnitude suffisante ( $m_V < 12$ ) et doit être dans le champ d'isoplanétisme, noté  $\theta_0$  (Roddier, 1981). Comme la lumière traverse différentes zones de l'atmosphère, la phase doit être la même à  $1$  radian près entre l'étoile de science et la référence. La séparation maximale  $\theta_0$  dépend du paramètre de Fried  $r_0$  et de l'altitude effective de la turbulence  $H$ . Avec  $r_0 \simeq 10cm$  et  $H = 7km$ , on a  $\theta_0 \simeq 1as$ . C'est petit en pratique, et c'est ce qui réduit considérablement la couverture du ciel. Une alternative est d'utiliser une étoile laser artificielle, comme cela a déjà été fait avec une optique adaptative (Liu, 2006). Mais il faut là aussi une étoile de référence à proximité pour corriger le tip-tilt. Le cophasage sur le ciel reste donc un point dur pour les observations HRA.

Enfin, un interféromètre ne voit qu'une petite portion du ciel, comparé au grand champ d'un télescope monopupille. Ce champ de vue limité limite considérablement les sujets d'étude. Les objets les plus intéressants a priori sont justement bien plus étendus que le champ primaire (ou lobe d'antenne) d'un télescope individuel. Les nébuleuses proto-planétaires par exemple ont des dimensions de plusieurs dizaines ou centaines de *mas*. Une solution est d'avoir un instrument capable de mesurer simultanément le signal dans plusieurs petits champs côte à côte. Le mode d'observation en multi-champ est une technique séduisante qui permet de faire de l'interférométrie grand champ.

### 1.3.2 De la synthèse d'ouverture à l'imagerie directe

La figure 1.12 résume l'évolution des principales techniques de haute résolution angulaire et montre comment on tend naturellement vers l'imagerie directe en interférométrie. Si on compare le potentiel d'imagerie des télescopes monolithiques et des interféromètres, des étapes similaires ont été franchies.

Pour pallier aux difficultés imposées par la turbulence, l'interférométrie des tavelures a d'abord exploité au mieux le signal contenu dans une image courte pose. Même si l'image turbulente est brouillée sous forme de multiples tavelures, l'information haute fréquence est restituée plus aisément dans l'espace de Fourier. Un interféromètre multi-bases (à partir de 3 télescopes) a accès à la phase de l'objet. On est en mesure de reconstruire une image à 2 dimensions de l'objet. La quantité d'information dans l'image dépend du nombre de télescopes. Plus il y a de points de visibilité et de phases, plus la reconstruction de l'image est efficace.

Les techniques de synthèse d'ouverture employées jusque là nécessitent souvent une recombinaison par paire dont la complexité augmente rapidement avec le nombre de faisceaux. L'information du signal est subdivisé en plusieurs jeux de franges qu'il faut enregistrer simultanément. On part du principe qu'à partir de  $N_T = 10$ , fonctionner en mode synthèse d'ouverture optique devient utopique.

Si le cophasage des faisceaux est maîtrisé, une recombinaison multi-axiale devient possible. Elle simplifie grandement le montage optique quel que soit le nombre de faisceaux. Le fait de rajouter ou d'enlever des faisceaux ne change pas ou peu le schéma optique de l'instrument. Ce mode d'imagerie directe apparaît de

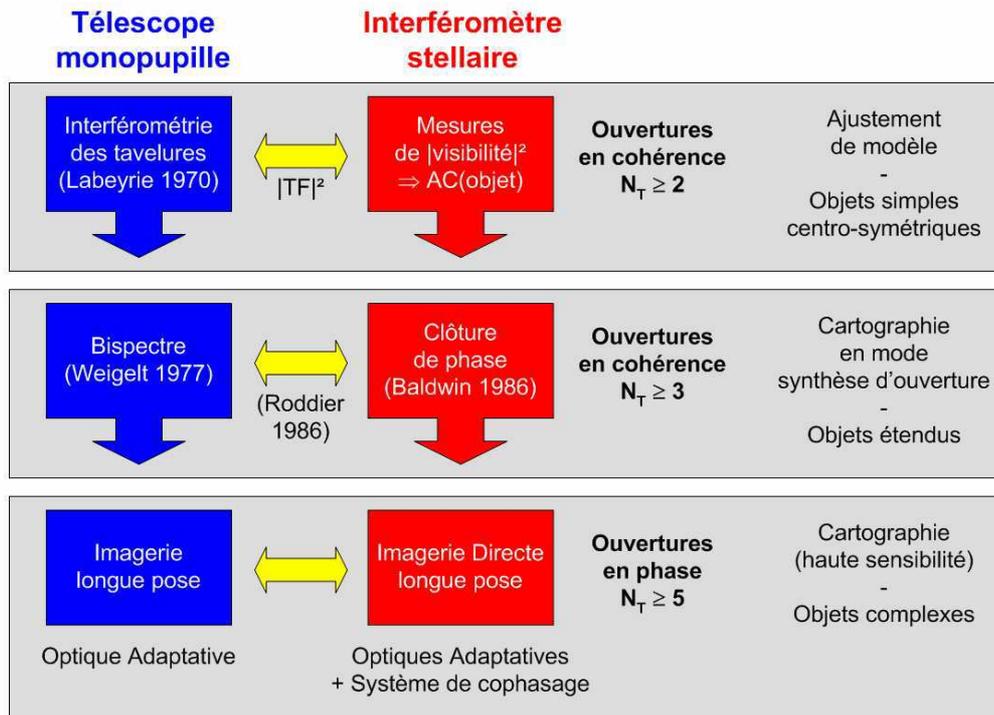


Fig. 1.12 – Evolution des techniques d'observation entre télescopes mono-pupilles et interféromètres. L'interférométrie des tavelures laisse la place à l'imagerie longue pose grâce à l'utilisation d'Optiques Adaptatives sur les télescopes mono-pupilles. De la même manière, les techniques de cophasage succèdent aux techniques de cohérence utilisées jusqu'alors par les interféromètres (Source : Martinache (2005b)).

fait comme une technique prometteuse pour les futurs grands réseaux de télescopes.

Plus intuitive, l'imagerie directe est d'ailleurs apparue dès le début de l'interférométrie stellaire avec Fizeau et Michelson. Ces montages ont ensuite été mis de côté vue les difficultés techniques rencontrées entre temps, fonction principalement de la turbulence et du faible nombre d'ouvertures. Mais les progrès techniques rendent le concept des hypertélescopes de plus en plus pertinent. En optimisant la recombinaison des faisceaux et le codage de l'image interférométrique, un hypertélescope fournit une image instantanée intensifiée, à haute sensibilité et à haute résolution temporelle.

Ainsi, en cophasant les faisceaux et en multipliant le nombre d'ouvertures, on peut passer d'une reconstruction indirecte de l'image à une image directe instantanée au foyer de l'instrument. On peut dès lors se demander si mesurer des visibilitées est toujours pertinent dans le cas d'un grand réseau cophasé. Faut-il encore passer par l'espace de Fourier et les algorithmes de reconstruction d'image ? Ne peut-on pas réaliser directement une image qui contient a priori la même information ? En effet, le lien entre l'espace direct et l'espace de Fourier est une simple transformée de Fourier en monochromatique. L'imagerie directe est une nouvelle philosophie d'observation face à la traditionnelle synthèse d'ouverture bien rodée.



## Chapitre 2

# L'Imagerie Directe (ID) en interférométrie stellaire optique

## 2.1 La recombinaison interférométrique des faisceaux en ID

### 2.1.1 Notions d'imagerie

#### La pupille

Les ondes sphériques émises par l'étoile parviennent à la Terre sous la forme d'un front d'onde plan qui est collecté par la pupille d'entrée de l'instrument. Pour un interféromètre, la pupille est fonction de la forme et de la position des sous-pupilles et varie en fonction de la position de l'objet observé (base projetée sur un plan perpendiculaire à la ligne de visée). On se place ici dans le cas d'un interféromètre à ouvertures circulaires, observant une étoile au Zenith. Le réseau est supposé cophasé, c'est-à-dire qu'il y a correction du front d'onde en tout point de la pupille. La distribution d'amplitude complexe de l'onde dans la pupille d'un interféromètre s'écrit :

$$P(u, v) = \Pi_{D_i}(r) \otimes \sum_{k=1}^{N_T} \delta(u - u_p(k)) \delta(v - v_p(k)) \quad (2.1)$$

avec  $\otimes$  l'opérateur de convolution,  $\delta$  un Dirac,  $N_T$  le nombre de télescopes et  $\Pi_{D_i}$  la fonction porte d'une ouverture circulaire de diamètre  $D_i$ .  $(u, v)$  sont les coordonnées du plan pupille tel que  $r = \sqrt{u^2 + v^2}$ .  $(u_p(k), v_p(k))$  sont les coordonnées de chaque ouverture d'indice  $k$ . On note aussi  $\rho(k) = \sqrt{u_p(k)^2 + v_p(k)^2}$ .

#### Fonction d'Étalement de Point (FEP)

Un détecteur optique est par nature quadratique, c'est-à-dire qu'il est sensible à l'intensité (et non à l'amplitude) du champ électrique incident. Il mesure le module carré de la transformée de Fourier de la distribution d'amplitude complexe  $P(u, v)$  et perd par la même occasion l'information sur la phase. L'image d'un objet non résolu est la réponse impulsionnelle, ou fonction d'étalement de point (FEP, ou PSF pour "Point Spread Function").

$$FEP(x, y) = |TF(P(u, v))|^2 \quad (2.2)$$

avec  $(x, y)$  les coordonnées du plan image.

Dans l'espace des fréquences, la fonction de transfert optique (FTO) s'écrit :

$$FTO(u, v) = TF(FEP(x, y)) = AC(P(u, v)) \quad (2.3)$$

On définit aussi son module comme étant la fonction de transfert de modulation (FTM) :  $FTM = |FTO|$ . En l'absence d'aberration de phase, la FTM correspond au plan  $(u, v)$ .

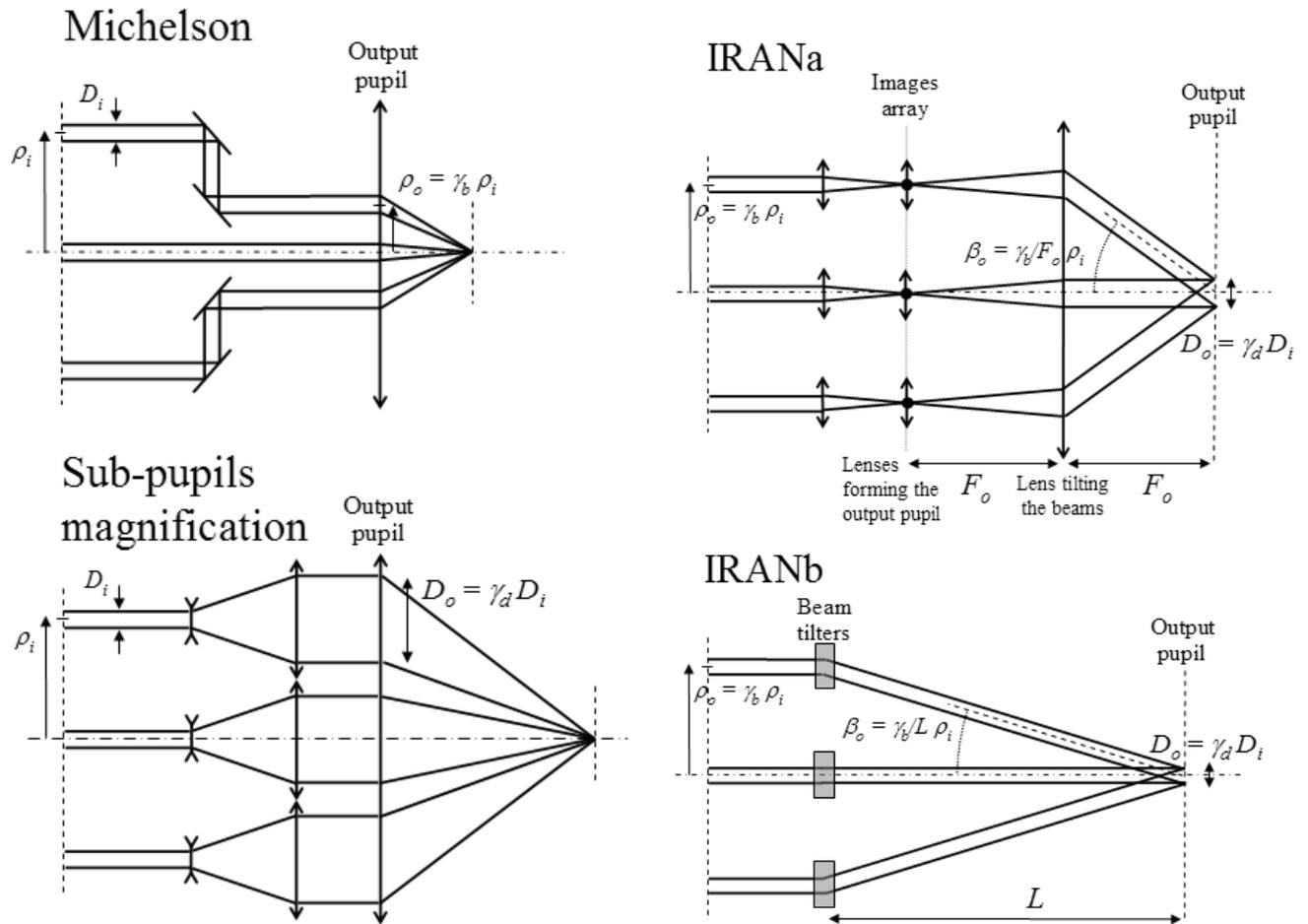


Fig. 2.1 – Schémas optiques de densification de pupille et de densification d'image.

La densification de pupille (DP) est effectuée soit en rapprochant les positions des centres des sous-pupilles en conservant la disposition globale avec un montage Michelson (en haut à gauche), soit en agrandissant les sous-pupilles avec un réseau de télescopes Galiléen inversés (en bas à gauche). Dans le cas d'un grand réseau, une combinaison des deux est réalisée en rapprochant les faisceaux et en ajustant leurs diamètres. En densification d'image (IRAN), les montages IRANa (Vakili, 2004a) et IRANb (Aristidi, 2005) sont strictement équivalents (à droite).

### 2.1.2 Schémas optiques

Labeyrie (1996) décrit le concept des hypertélescopes qui fournit une image directe en densifiant la pupille. Il généralise le concept de Michelson à  $N_T$  télescopes et il contourne la règle d'or de l'imagerie en interférométrie (Traub, 1986) qui interdisait toute reconfiguration non-homothétique de la pupille avant recombinaison.

La recombinaison Fizeau préserve la forme de la pupille d'entrée par un réarrangement homothétique de la pupille de sortie. Un densifieur de pupille modifie quant à lui la pupille d'entrée en une pupille de sortie densifiée, c'est-à-dire moins diluée que l'entrée. Un densifieur d'image, proposé par Vakili (2004a), est très similaire à un densifieur de pupille, excepté que les franges d'interférence sont formées dans le plan pupille. Les schémas optiques sont décrits par la figure 2.1 et sont développés plus en détails à la section 9.2.3 (Patru, 2007).

La densification s'opère en augmentant la taille relative des sous-pupilles par rapport à l'écartement entre elles. Le facteur de densification, qui décrit la variation d'échelle entre l'entrée (indice  $i$ ) et la sortie (indice  $o$ ), est définie par

$$\gamma = \frac{\gamma_d}{\gamma_b} = \frac{D_o}{D_i} \frac{\rho_i}{\rho_o} \quad (2.4)$$

avec  $\gamma_d = D_o/D_i$  qui correspond à la variation des diamètres des faisceaux, et  $\gamma_b = \rho_o/\rho_i$  qui traduit le rapprochement des centres des faisceaux. Le facteur de densification maximal est contraint par la plus petite base, c'est-à-dire au moment où deux sous-pupilles de sortie deviennent tangentes. Il vaut :  $\gamma_{max} = B_{i \ min}/D_i$ .

On définit le taux de remplissage (ou facteur de dilution) de la pupille d'entrée d'un interféromètre comme

$$\tau_{r_i} = N_T \frac{D_i^2}{B_{i \ max}^2} \quad (2.5)$$

C'est le rapport entre la surface collectrice totale de l'interféromètre et la surface du télescope géant inscrit autour des sous-pupilles. On définit de la même manière le taux de remplissage de la pupille de sortie d'un densifieur :

$$\tau_{r_o} = \frac{S_{sous-pupilles}}{S_{pupille \ pleine}} = N_T \frac{D_o^2}{B_o \ max^2} = N_T \left( \frac{\gamma D_i}{B_{i \ max} + \gamma D_i} \right)^2 \quad (2.6)$$

### 2.1.3 Propriétés de la FEP

Dans le cas monochromatique, l'image Fizeau d'un point source (FEP) est un ensemble de pics d'interférence (à partir de 3 télescopes) issus du recouvrement de chaque jeu de franges dont l'orientation et l'interfrange ( $\lambda/B_k$ ) sont fonction de chaque base du réseau. En utilisant les équations 2.1 et 2.2, on en déduit que la FEP est le produit de la figure d'interférence du réseau avec la figure de diffraction d'une ouverture.

$$FEP(x, y) = \left| TF(\Pi_{D_i}(r)) \cdot \sum_{k=1}^{N_T} e^{-2\frac{i\pi}{\lambda}(x \cdot u_p(k) + y \cdot v_p(k))} \right|^2 = A_{D_i}(x, y) \cdot \left| \sum_{k=1}^{N_T} e^{-2\frac{i\pi}{\lambda}(x \cdot u_p(k) + y \cdot v_p(k))} \right|^2 \quad (2.7)$$

avec  $A_{D_i}(x, y)$  la fonction d'Airy (pour une ouverture circulaire).

En densification de pupille, comme les sous-pupilles sont agrandies, l'enveloppe de diffraction se réduit. Par conservation de l'énergie, le nombre de pics d'interférence diminue dans l'image. Si la densification est maximale, la lumière est concentrée dans le pic central. C'est là le principal intérêt d'un tel mode imageur qui améliore significativement la sensibilité du signal par rapport au mode Fizeau (Fig. 2.2).

L'équation 2.8 peut s'écrire d'une façon plus générale sous la forme :

$$FEP(x, y) = A(x, y) \cdot I_0(x, y) \quad (2.8)$$

La FEP est le produit de la fonction d'interférence du réseau  $I_0(x, y)$  par une enveloppe  $A(x, y)$ . Cette enveloppe est égale à la figure de diffraction d'une ouverture, c'est-à-dire une tache d'Airy de largeur à mi-hauteur  $\lambda/D_i$  dans le cas Fizeau et  $\lambda/D_o$  en densification de pupille.

La densification d'image (IRAN) est équivalente à la densification de pupille (DP), excepté une inversion entre le plan image et le plan pupille, qui modifie l'enveloppe. L'enveloppe est une fonction porte reproduisant la forme d'une sous-pupille. La recombinaison IRAN a comme avantage une enveloppe plane, i.e. photométriquement uniforme, ce qui rend l'image plus facile à déconvoluer (Aristidi, 2005).

Dans tous les cas, la densification applique une fonction de fenêtrage, concentrant plus de photons au centre de l'image. La fonction d'interférence elle n'est pas affectée par le schéma de recombinaison des faisceaux tant que la position relative des faisceaux reste inchangée. L'information haute résolution est conservée sur un petit champ.

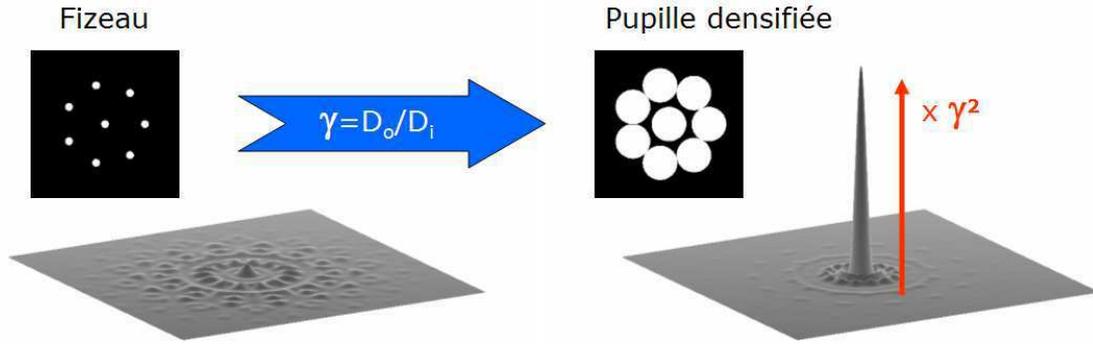


Fig. 2.2 – Comparaison entre le mode Fizeau et le mode de densification de pupille.

FEP Fizeau et FEP densifiée pour une configuration non redondante à 8 télescopes. Le facteur de densification  $\gamma$  vaut ici le rapport des diamètres des ouvertures de sortie ( $D_o$ ) et d'entrée ( $D_i$ ). Dans le cas Fizeau où la pupille de sortie est très diluée, le flux est dispersé dans une large enveloppe de diffraction. La densification de pupille concentre l'essentiel du flux dans le pic central et améliore ainsi la sensibilité du signal d'un facteur  $\gamma^2$ .

### 2.1.4 Relation Objet-Image

Si la réponse de l'instrument est indépendante de la position de l'objet dans le champ d'observation, la FEP est dite invariante par translation. Cette invariance est conservée à l'intérieur du champ d'isoplanétisme défini par les propriétés de la turbulence (Roddiér, 1981). Considérons un objet hors-axe dont la taille reste inférieure à la largeur de l'enveloppe de diffraction d'une sous-pupille (de diamètre  $2.44\lambda/D_i$ ).

Dans le cas Fizeau, où  $\gamma_d = \gamma_b$ , si cet objet est translaté de l'angle  $\alpha$ , la figure d'interférence et l'enveloppe sont tous les deux translatés d'un angle  $\gamma_b \alpha$ . La FEP Fizeau est invariante par translation et la relation de convolution qui relie l'objet à l'image s'écrit :

$$I(x, y) = O(x, y) \otimes FEP(x, y) = O(\gamma_b x, \gamma_b y) \otimes [A_{D_i}(x, y) \cdot I_0(x, y)] \quad (2.9)$$

où  $O(x, y)$  et  $I(x, y)$  sont respectivement les distributions d'intensité de l'objet et de l'image.

Dans le cas de la densification de pupille, où  $\gamma_d > \gamma_b$ , l'enveloppe se déplace d'un angle  $\gamma_d \alpha$  tandis que le pic central se déplace d'un angle  $\gamma_b \alpha$  (Labeyrie, 1996). La forme de l'enveloppe et du pic central reste inchangée (Fig. 2.3). Par contre, le pic central est atténué alors qu'un pic secondaire dispersé spectralement est amplifié. Le cas IRAN est présenté à la section 4.1.7 (Lardièrre, 2007).

Pour une forte densification ( $\gamma \gg 1$ ), et pour un objet de taille inférieure à l'enveloppe ( $D_{objet} < 2.44\lambda/D_i$ ), une relation de "pseudo-convolution" objet-image subsiste (Labeyrie, 1996; Lardièrre, 2007), qui peut s'écrire

$$I(x, y) = O(x, y) \otimes FEP(x, y) \simeq A_{D_o}(x, y) \cdot O(\gamma_b x, \gamma_b y) \otimes I_0(x, y) \quad (2.10)$$

La relation de convolution classique est pondérée par l'enveloppe de diffraction d'une sous-pupille de sortie  $A_{D_o}(x, y)$ . Ainsi, la forme du pic central est indépendante de la position angulaire  $\alpha$  de l'objet, mais son intensité diminue quand  $\alpha$  augmente. Cet effet de fenêtrage entraîne une réduction du champ d'imagerie directe (DIF pour "Direct Imaging Field"). Le diamètre du DIF est égal à (Labeyrie, 1996) :

$$DIF_{\circ} \simeq \frac{\lambda}{(\gamma - 1) D_i} \quad (2.11)$$

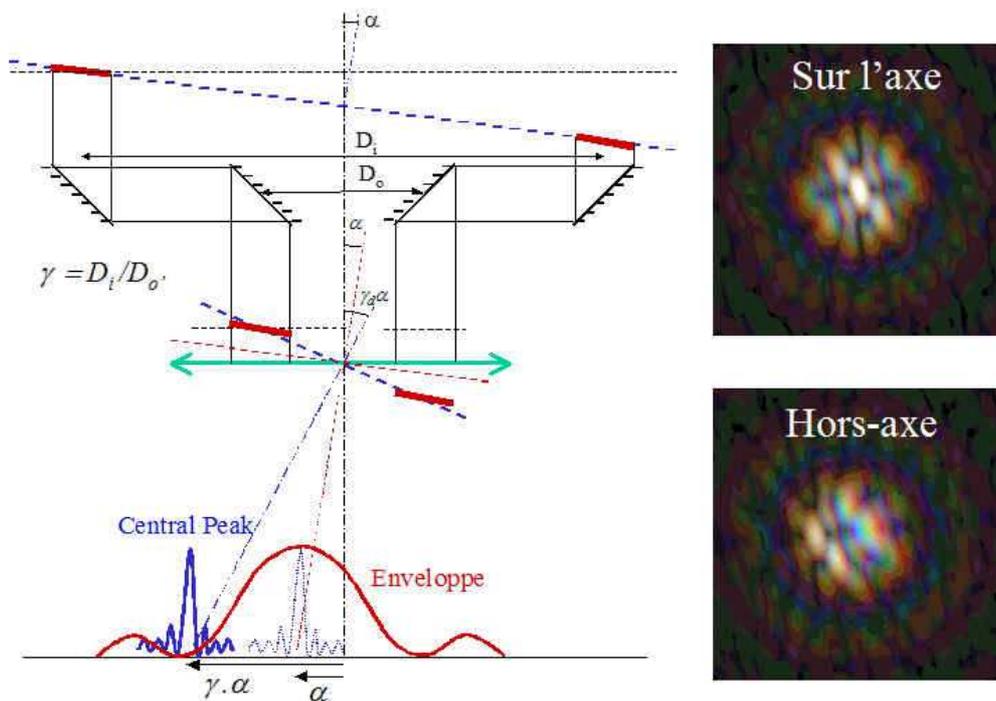


Fig. 2.3 – Propriétés d'imagerie dans le cas d'une étoile ponctuelle hors-axe.

Le front d'onde, basculé de l'angle  $\alpha$  et échantillonné par les sous-pupilles d'entrée, prend la forme de "marches d'escalier" quand on rapproche les sous-pupilles. La position de l'enveloppe est fonction du basculement du front d'onde incident sur les sous-pupilles d'entrée, et d'une réduction éventuelle des faisceaux, soit  $\gamma_d \alpha$ . La position des franges est fonction du tilt moyen entre les sous-pupilles de sortie provoqué par le rapprochement des faisceaux, soit  $\gamma_b \alpha$ .

### 2.1.5 En résumé

Un hypertélescope exploite les très hautes fréquences fournies par les bases de l'interféromètre, et non les basses fréquences mesurées par chaque sous-ouverture. La densification augmente la taille relative des faisceaux tout en conservant leurs positions relatives. Tant que l'on ne mélange pas les fréquences échantillonnées par l'interféromètre, un réarrangement de la pupille ni n'enlève ni ne rajoute de l'information haute résolution.

Les avantages de la densification sont :

- un gain en luminosité (nombre de photons par pixels) grâce à une meilleure redistribution des photons concentrés dans le pic central, ce qui améliore grandement le rapport signal à bruit (*RSB*). Les sources de bruit sont fonction principalement du bruit de lecture de détecteur (auquel s'ajoutent entre autre le bruit de photon, le bruit thermique, le fond du ciel zodiacal et l'efficacité quantique du détecteur). Il faut remarquer que même s'il y a un gain en sensibilité, il n'y a pas de gain en contraste puisque le pic central et le halo sont intensifiés tous les deux.
- un grandissement angulaire du codage des franges, i.e. une réduction du nombre de pixels utiles, et donc un meilleur échantillonnage (nombre de pixels par franges). Ceci est intéressant pour les très grandes bases qui sont couteuses en pixels, car les franges Fizeau sont très étalées sur le détecteur. De plus, avec un grand nombre de télescopes, il faudrait un détecteur gigantesque pour échantillonner correctement tous les jeux de franges.
- une image obtenue instantanément sur le détecteur (snapshot) qui fournit une haute résolution temporelle, très utile pour étudier des phénomènes rapides évoluant sur des périodes de quelques heures. Cela permet aussi de faire de la longue pose pour l'observation d'objets faibles. Cela permet en outre une analyse on-line des données sous forme d'une image.

Les inconvénients de la densification sont :

- un cophasage des faisceaux indispensable pour maintenir la frange centrale dans l'enveloppe de diffraction densifiée, ce qui revient à respecter le critère de Rayleigh, soit au maximum  $\lambda/2$  de DDM. Cette contrainte de cophasage reste la même, que l'on soit en mode Fizeau ou en mode densifié.
- un champ d'imagerie étroit, car l'invariance par translation n'est conservée que sur un petit champ. Le champ d'imagerie directe se réduit à la tache d'Airy d'une sous-pupille densifiée. Mais nous verrons plus loin que cela ne fait pas perdre d'information utile.

## 2.2 Les axes de recherche abordés dans la thèse

Que ce soit pour des expériences au sol ou dans l'espace, il est temps de penser aux concepts des futurs grands réseaux cophasés en optique et en infra-rouge, qui améliorent grandement les capacités scientifiques. La question posée ici est de savoir comment optimiser un hypertélescope pour l'imagerie, à savoir quel réseau de télescope, quel recombineur de faisceaux et quelles spécifications sur le cophasage.

Les travaux de recherche se subdivisent en 2 axes principaux :

- une étude conceptuelle basée sur des simulations numériques,
- une étude instrumentale en développant un nouveau banc d'imagerie à l'OCA<sup>1</sup> à Grasse.

La confrontation simulation/expérience à partir du même outil d'analyse est la clé de ce travail. Ces études ont servi d'une part à chiffrer les performances de l'imagerie directe en fonction des objectifs astrophysiques à atteindre, et d'autre part à spécifier les besoins techniques d'un recombineur, à savoir un densifieur de pupille équipé de fibres optiques monomodes.

### 2.2.1 Etude des performances en imagerie d'un hypertélescope

Le premier volet de la thèse étudie les capacités d'imagerie d'un hypertélescope via une approche numérique (Partie II). L'objectif est de comparer les performances de l'imagerie directe et de la synthèse d'ouverture optique. Quels sont les avantages et les domaines d'application de chacune des 2 méthodes ? Plusieurs questions restent en suspens concernant les performances réelles des hypertélescopes, comme la plage de dynamique, la sensibilité et le champ de vue.

Le chapitre 3 présente le programme de simulation HYPERTEL, qui a été initié par le LISE<sup>2</sup> à l'Observatoire de Haute Provence, et que j'ai amélioré en remaniant la structure globale, afin de rendre facilement accessible tous les paramètres d'entrée. Ce programme calcule de manière littérale une image, ce qui le rend plus rapide qu'un programme numérique, et plus rigoureux car il oblige à bien comprendre la physique. Les grandes lignes ayant été présentées à la section 2.1, j'écris le formalisme de calcul d'une image directe (Sect. 3.1). J'ai ensuite greffé à ce programme des outils d'analyse de la distribution d'intensité d'une image densifiée (Sect. 3.2).

Le chapitre 4 étudie en détail les propriétés d'imagerie d'un hypertélescope. Etant donné le besoin de bases kilométriques, nous considérons ici seulement des réseaux très dilués ( $D_i \ll B_i$ ). Nous avons vu que la densification améliore fortement la sensibilité mais réduit drastiquement le champ d'imagerie. C'est en tout cas ce qui est le plus communément reproché aux hypertélescopes. En fait, le pouvoir imageur d'un interféromètre est limité intrinsèquement par le réseau. Un large champ de vue accessible sur le ciel ne veut pas dire que n'importe quelle source étendue peut être imagée proprement. Si la pupille d'entrée est diluée, l'image n'est possible que sur un petit champ. Pour éclaircir ces idées, nous discutons en détail des limitations du champ de vue d'un interféromètre à pupille diluée (Sect. 4.1). Il est montré que la densification compense les faiblesses du Fizeau, dont la FEP est très étalée et faiblement lumineuse, en concentrant les photons dans la seule zone utile pour l'imagerie.

Des simulations étudient ensuite les propriétés de la FEP densifiée monochromatique à l'aide d'un ensemble de critères qualitatifs (Sect. 4.2). Puis je m'intéresse aux multiples moyens d'optimiser les capacités

---

<sup>1</sup>OCA : Observatoire de la Côte d'Azur, Département GEMINI UMR 6203 ([www.obs-azur.fr](http://www.obs-azur.fr))

<sup>2</sup>LISE : Laboratoire d'Interférométrie Stellaire et Exo-planétaire ([www.oamp.fr/lise/index.html](http://www.oamp.fr/lise/index.html))

d'imagerie (Sect. 4.3), en étudiant successivement l'influence de la géométrie du réseau, du nombre d'ouvertures et du niveau de densification. Nous verrons que la géométrie du réseau induit un compromis entre la résolution, la dynamique, le champ utile et l'objectif astrophysique. Nous verrons aussi dans quelle mesure la densification optimise l'image, et pourquoi une densification partielle est préférable dans certains cas. Enfin, j'aborde brièvement le cas polychromatique (Sect. 4.4). Je donne une limite tolérable à la résolution spectrale utilisée, telle que les artefacts chromatiques restent négligeables.

Le chapitre 5 est une application de l'imagerie directe sur des objets astrophysiques représentatifs : un système stellaire multiple et une étoile à taches. Nous allons voir comment tirer l'information d'une image, c'est-à-dire comment restituer les paramètres astrophysiques d'intérêt. J'énumère les biais d'imagerie intrinsèques au processus d'imagerie, ainsi que les méthodes de correction possibles.

Le chapitre 6 donne un aperçu plus général des spécifications requises pour les futurs grands réseaux en mode hypertélescope. Comment dimensionner le réseau d'une part, et le recombineur d'autre part, en fonction de l'objectif astrophysique ? Quels protocoles d'observations sont envisageables avec un hypertélescope ? Quels instruments scientifiques sont compatibles avec la densification ?

Notons que dans cette partie, nous supposons que le réseau est parfaitement cophasé, et qu'il n'y a pas de dégradations dans l'image causées par la turbulence atmosphérique et les biais instrumentaux. Ces aspects sont plus amplement discutés dans la partie instrumentale (Partie III).

## 2.2.2 Etude instrumentale d'un densifieur de pupille à fibres optiques monomodes

Le deuxième volet de la thèse étudie les aspects instrumentaux d'un recombineur en imagerie directe pour les futurs projets d'interférométrie au sol ou dans l'espace (Partie III). J'ai développé un banc d'imagerie, nommé SIRIUS<sup>3</sup>.

C'est un projet en collaboration entre l'OCA, le Collège de France (au LISE) et le XLIM<sup>4</sup>, soutenu par l'INSU<sup>5</sup> et le CNES<sup>6</sup>, dans le cadre des études prospectives des hypertélescopes fibrés. Il est proposé de développer des bancs d'imagerie tels que SIRIUS, qui font progresser le concept hypertélescope, en chiffrant les besoins techniques et en montrant que les difficultés des imageurs directs peuvent être maîtrisées. Nous nous sommes beaucoup appuyés sur la longue expérience du laboratoire XLIM en matière d'interféromètres à fibres optiques (Reynaud, 1997, 2001, 2005 ; Delage 1997, 2000, 2000b).

La réalisation du banc SIRIUS a également été motivée par une demande de l'ESO<sup>7</sup>. Des études conceptuelles ont été lancées sur les futurs instruments focaux post-Amber utilisant au moins 4 télescopes du VLTI<sup>8</sup> (Schöller, 2006) sur le Mont Paranal au Chili (Chapitre 7). Parmi tous les instruments proposés, VIDA<sup>9</sup> est un précurseur des hypertélescopes, qui recombine jusqu'à 8 télescopes du VLTI. Bien qu'il faille idéalement un grand nombre de télescopes, un réseau à quelques ouvertures possède déjà des capacités d'imagerie directe intéressantes.

L'utilisation de guides d'ondes monomodes devient monnaie courante en interférométrie avec les fibres optiques monomodes (Froehly, 1981; Shaklan, 1987) ou les optiques intégrées (Malbet, 1999). Les fibres ont déjà donné des résultats probants sur le ciel avec un gain en précision sur la mesure des visibilités. Citons IOTA/FLUOR (Coudé 1997, 1998), VLTI/VINCI (Kervella, 2002), CHARA/MIRC (Monnier, 2004b) et OHANA (Perrin 2002, 2006). Les propriétés de filtrage spatial des fibres monomodes (Shaklan, 1988) sont utilisées pour convertir proprement les perturbations du front d'onde en entrée en des fluctuations photométriques plus facile à étalonner.

SIRIUS est un nouveau concept de densifieur à fibres optiques, dont la particularité est de filtrer spatialement les faisceaux. Il a des propriétés spécifiques différentes d'une recombinaison classique. On parle

---

<sup>3</sup>SIRIUS : Système Interférométrique de Recombinaison pour l'Imagerie sur l'Univers Stellaire ([www/gemini/pagesperso/patru/sirius/](http://www.gemini/pagesperso/patru/sirius/))

<sup>4</sup>XLIM : Unité Mixte de recherche de l'Université de Limoges (<http://www.xlim.fr/fr/index.jsp>), fusion de 4 laboratoires dont l'IRCOM en optique

<sup>5</sup>INSU : Institut National des Sciences de l'Univers

<sup>6</sup>CNES : Centre National d'Etudes Spatiales ([www.cnes.fr](http://www.cnes.fr))

<sup>7</sup>ESO : European Southern Observatory ([www.eso.org](http://www.eso.org))

<sup>8</sup>VLTI : Very Large Telescope Interferometer

<sup>9</sup>VIDA : VLTI Imaging with a Densified Array ([www.arcetri.astro.it/%7Elardiere/VIDA/VIDA.html](http://www.arcetri.astro.it/%7Elardiere/VIDA/VIDA.html))

alors de "densification monomodale", ou de "densification fibrée". Nous allons montrer que le filtrage spatial améliore fortement la qualité et la stabilité d'une image directe.

Les modes de recombinaison en imagerie directe exigent un système de cophasage efficace et un réarrangement en temps réel de la pupille, qui se déforme selon la direction de visée. Grâce à leur flexibilité et leur filtrage spatial, les fibres optiques monomodes apparaissent tout à fait adéquates pour ce type de recombineur. Le filtrage spatial n'induit pas de perte d'information, car la fibre ne filtre que les basses fréquences mesurées par les sous-ouvertures sans affecter les hautes fréquences.

Comme le cophasage reste le principal point dur des hypertélescopes, une attention particulière est portée ici sur les effets des erreurs de phases résiduelles. Les pistons différentiels entre faisceaux (DDM) sont analysés sur SIRIUS grâce à un analyseur de surface d'onde, et ils sont corrigés grâce à un cophaser fibré développé par le laboratoire XLIM de Limoges. Ainsi, l'objectif principal de SIRIUS est d'étudier les spécifications sur le cophasage avec l'emploi de fibres.

La réalisation de SIRIUS s'est faite en 2 étapes. La première phase a été la réalisation d'un montage Fizeau de base (Chapitre 8). Je décris le montage (Sect. 8.1) et les procédures de réglage du banc (Sect. 8.2). Je donne un aperçu du programme d'analyse en mode synthèse d'ouverture (Sect. 8.3). Puis, je présente les résultats expérimentaux obtenus en mode Fizeau (Sect. 8.4). Cette étape s'est avérée nécessaire avant intégration du module densifieur. Elle nous a permis de caractériser l'instrument (stabilité, répétabilité des mesures) et l'environnement du laboratoire (turbulence résiduelle, gradient de température).

La deuxième phase a été l'intégration et l'exploitation du densifieur fibré (Chapitre 9). Je décris les aspects techniques de chacun des sous-systèmes du densifieur (Sect. 9.1). J'étudie ensuite l'influence des fibres dans le processus d'imagerie (Sect. 9.2). J'analyse les propriétés de la FEP et les notions relatives au champ de vue dans le cas fibré. Je mets en évidence le besoin de redéfinir la pupille de sortie, en diaphragmant correctement les faisceaux gaussiens en sortie des fibres. Il est ainsi montré que les fibres conviennent tout à fait à la densification (Patru, 2007). Ensuite, je décris l'ensemble des réglages indispensables au bon fonctionnement du densifieur SIRIUS (Sect. 9.3). Puis je présente les premiers résultats obtenus en mode densifié à 4 faisceaux (Sect. 9.4). Je conclus en énumérant les avantages et pré-requis de la densification monomodale (Sect. 9.5).

En guise de perspectives à moyen terme (Chapitre 10), j'étudie l'opportunité d'implanter SIRIUS sur des interféromètres existants ou en projets (OHANA, CHARA, NPOI, MROI). Je montre que ce concept, alliant densification, cophasage et filtrage spatial, convient bien aux réseaux à petit nombre d'ouvertures.

## **Deuxième partie**

# **Approche numérique de l'Imagerie Directe**



# Chapitre 3

## Simulation et analyse d'une image directe

### 3.1 Outils de simulations

La structure générale du programme de simulation, appelé HYPERTEL, est décrite par la figure 3.1. Les paramètres d'entrée sont principalement l'objet observé, la configuration du réseau et le mode de recombinaison utilisé. On peut aussi introduire des perturbations reproduisant les conditions d'observations.

#### 3.1.1 Paramètres d'entrée

##### Objet

L'objet est défini par une carte de brillance monochromatique à la longueur d'onde  $\lambda$ . La largeur angulaire de la carte  $\theta_{obj}$  est une variable d'entrée qui est fixée en fonction de l'échelle du réseau, de telle sorte que l'objet soit résolu par l'interféromètre. Autrement dit, l'objet est plus grand qu'un resel  $1.22 \lambda / B_{i \max}$ ; je considère ici le critère de Rayleigh (d'où le coefficient 1.22), qui correspond à la séparation minimale entre 2 points sources pour qu'ils soit résolus. L'objet doit aussi rester plus petit que le lobe de diffraction d'une sous-ouverture  $2.44 \lambda / D_i$ .

Connaissant la largeur de la carte en nombre de pixels  $N_{pxl}$ , on en déduit la taille angulaire par pixel  $\theta_{pxl \text{ obj}}$ , c'est-à-dire la plus petite portion angulaire vue sur le ciel, qui doit vérifier :

$$\theta_{pxl \text{ obj}} = \frac{\theta_{obj}}{N_{pxl}} < \frac{resel}{2} \quad (rad/pxl) \quad (3.1)$$

En pratique, on choisit au moins 6 pixels par resels, i.e.  $\theta_{pxl \text{ obj}} < resel/6$ .

L'objet est ensuite défini comme un ensemble de sources élémentaires, correspondant aux  $N_{pxl}^2$  pixels de la carte de brillance. Chaque source élémentaire (d'indice  $m$ ) est définie par ses coordonnées  $(X_{obj}(m), Y_{obj}(m))$  et par son intensité  $I_{obj}(m)$ . L'image est égale à la somme des sous-images de chaque source élémentaire incohérente.

Pour étudier les effets polychromatiques, on effectue la somme de plusieurs images à différentes longueurs d'onde (d'indice  $l$ ) régulièrement espacées dans l'intervalle  $\Delta\lambda$ . Chaque image monochromatique est codée en couleurs, allant du bleu au rouge, de la longueur d'onde la plus petite à la plus grande.

##### Configuration du réseau

Le réseau est composé de  $N_T$  sous-pupilles (d'indice  $k$ ), définies par leur position  $(u_p(k), v_p(k))$  et par leur diamètre  $D_i(k)$ , qui peut être différent d'une sous-pupille à l'autre.

On en déduit les bases minimale et maximale du réseau :

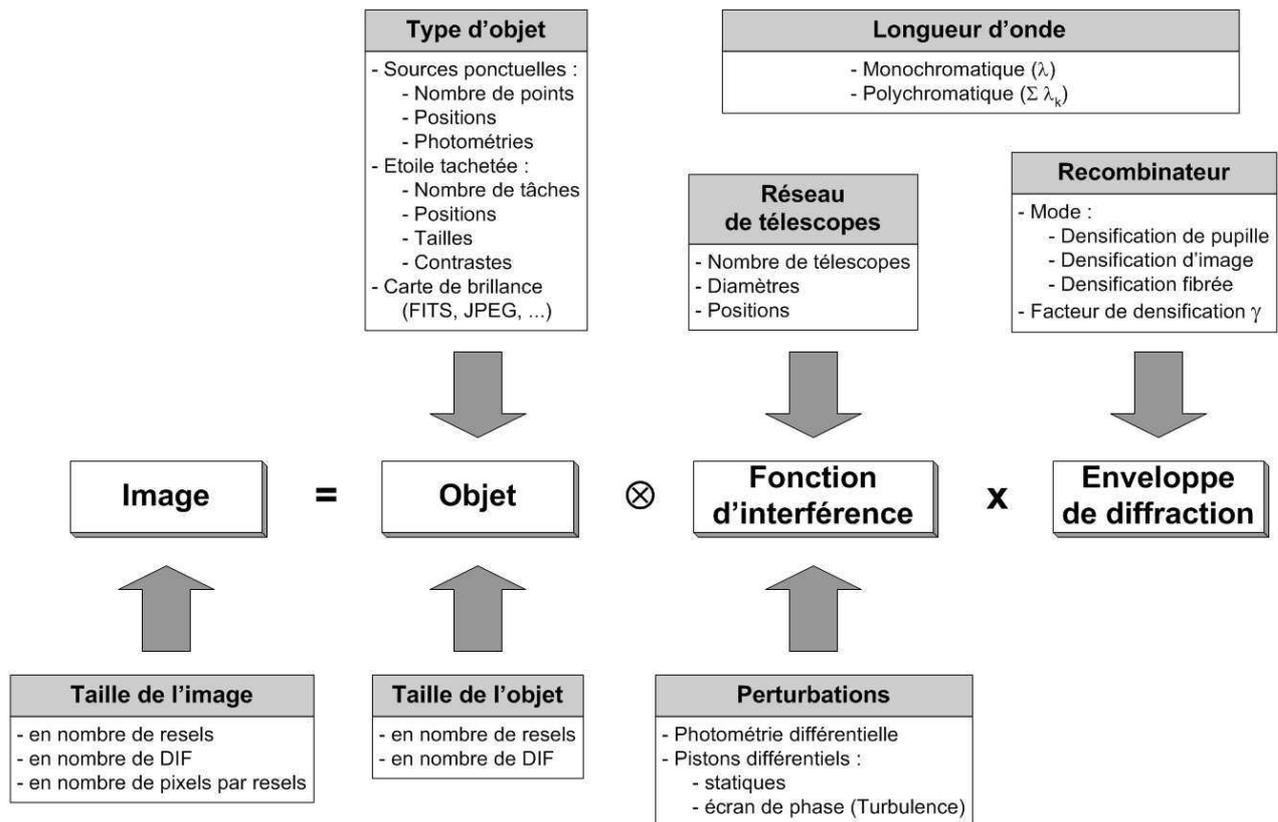


Fig. 3.1 – Diagramme du programme de simulation HYPERTEL.

Une image directe est égale à la convolution d'un objet par la fonction d'interférence du réseau, pondérée par l'enveloppe de diffraction. Cette enveloppe est fonction du mode de recombinaison et du niveau de densification. Le schéma indique les paramètres d'entrée associés à chaque sous-fonction.

$$B_{i \min} = \min_{pq} \left( \sqrt{(u_p(p) - u_p(q))^2 + (v_p(p) - v_p(q))^2} \right) \quad (m) \quad (3.2)$$

$$B_{i \max} = \max_{pq} \left( \sqrt{(u_p(p) - u_p(q))^2 + (v_p(p) - v_p(q))^2} \right) \quad (m) \quad (3.3)$$

Le pouvoir de résolution de l'interféromètre est imposé par la plus grande base :

$$resel = 1.22 \frac{\lambda}{B_{i \max}} \quad (rad) \quad (3.4)$$

Le facteur de densification maximal dépend de la plus petite base :

$$\gamma_{max} = \frac{B_{i \min}}{D_i} \quad (3.5)$$

La couverture du plan (u,v) de l'interféromètre est calculé en utilisant l'Eq. 2.3.

### Mode de recombinaison

Plusieurs modes de recombinaison sont prévus : le mode Fizeau, la densification de pupille, la densification d'image ou la densification avec des fibres (voir Partie III). On ne présente ici que le cas de la densification de pupille. Le facteur de densification est une variable d'entrée comprise entre 1 et  $\gamma_{max}$ .

## Perturbations des observations

Afin de tenir compte de la photométrie différentielle entre faisceaux, chaque ouverture du réseau est pondérée par un coefficient photométrique  $\kappa(k, t)$ , compris entre 0 et 1. Ce coefficient correspond au taux de transmission (supposé constant) sur chaque voie, lié aux caractéristiques de l'instrument. Ce coefficient inclut aussi les perturbations photométriques qui fluctuent dans le temps (séquence d'images), dues par exemple aux erreurs de tip-tilt du front d'onde en entrée s'il y a filtrage spatial par le recombineur.

Pour tenir compte des pistons différentiels entre faisceaux, on introduit un terme de phase supplémentaire  $\phi(k, t)$ . Soit on fixe un piston statique qui traduit un biais (supposé constant) dans la correction de la DDM. Soit on introduit un piston atmosphérique qui fluctue dans le temps (séquence d'images). Ce piston est lié aux résidus de la turbulence atmosphérique non corrigés par le système de cophasage.

Les sources de bruits (bruit de lecture, bruit thermique, bruit de photons) ne sont pas prises en compte ici.

### 3.1.2 Calcul de l'image

L'image monochromatique est calculée dans un tableau de dimension  $N_{pxl} * N_{pxl}$ . L'intensité dans chaque pixel vaut :

$$I(x, y) = |A(x, y)|^2 \quad (3.6)$$

avec  $A(x, y)$  l'amplitude de l'onde, qui s'écrit :

$$\sum_{k=1}^{N_T} \sum_{m=1}^{N_{obj}} A(x, y) = A_0(x, y, \gamma) \cdot \frac{\sqrt{\pi}}{2} D_i(k) \cdot \sqrt{\kappa(k, t)} \cdot \frac{\gamma(k)}{\gamma_p} \cdot e^{\frac{2i\pi}{\lambda}(x \cdot u_p(k) + y \cdot v_p(k))} \cdot \sqrt{I_{obj}(m)} \cdot e^{\frac{2i\pi}{\lambda}(\psi(m, k) + \phi(k, t))} \quad (3.7)$$

- $\frac{\sqrt{\pi}}{2} D_i(k)$  est l'amplitude de l'onde, soit la racine carrée de la surface du télescope (d'indice  $k$ ).
- $\kappa(k)$  est le coefficient photométrique affecté à chaque sous-pupille, qui tient compte des différences de flux entre les faisceaux.
- $\gamma(k)/\gamma_p$  correspond au facteur d'intensification différentiel de l'enveloppe (en amplitude), qui sert quand les sous-pupilles n'ont pas toutes le même diamètre (cas de la densification hétérogène).  $\gamma_p$  est le facteur de densification de la plus grande sous-ouverture.
- Le terme  $e^{\frac{2i\pi}{\lambda}(x \cdot u_p(k) + y \cdot v_p(k))}$  est la fonction d'interférence, liée à la géométrie du réseau.
- $\sqrt{I_{obj}(m)}$  est l'amplitude de la source élémentaire considérée.
- $\psi(m, k)$  est le piston dû à la position hors-axe de la source élémentaire considérée. En effet, dans le cas d'une source résolue, chaque portion de l'objet est vue sous un angle différent par chaque ouverture de l'interféromètre. Pour chaque source élémentaire, on calcule son décentrement hors-axe par rapport au centre de la carte de brillance, qui s'exprime comme suit :

$$Tilt_X(m) = \left( X_{obj}(m) - \frac{N_{pxl}}{2} \right) \theta_{pxl\ obj} \quad (rad) \quad (3.8)$$

$$Tilt_Y(m) = \left( Y_{obj}(m) - \frac{N_{pxl}}{2} \right) \theta_{pxl\ obj} \quad (rad) \quad (3.9)$$

Nous déterminons ensuite le piston de chaque source élémentaire (d'indice  $m$ ) dû à sa position hors-axe, vu par chaque télescope (d'indice  $k$ ). On suppose ici que les ouvertures restent ponctuelles.

$$\psi(m, k) = Tilt_X(m) \cdot u_p(k) + Tilt_Y(m) \cdot v_p(k) \quad (m) \quad (3.10)$$

- $\phi(k, t)$  est le piston sur chaque ouverture, qui tient compte des DDM entre faisceaux. Pour définir une séquence réaliste de pistons atmosphériques résiduels, une séquence de fronts d'onde perturbés est générée (avec le logiciel CAOS) en utilisant un modèle atmosphérique à 3 couches. On en déduit à un instant donné la valeur moyenne de l'amplitude du front d'onde  $\xi(k, t)$  prélevé à un instant donné par chaque télescope. Le résidu de piston  $\phi(k, t)$ , correspondant à une fraction de  $\xi(k, t)$ , est défini comme :

$$\phi(k, t) = \frac{1}{\sigma(\xi(k, t))} \frac{\lambda}{\kappa_\lambda} \cdot \xi(k, t) \quad (3.11)$$

où  $\sigma(\xi(k, t))$  représente la déviation standard des pistons atmosphériques et  $\kappa_\lambda$  est un coefficient fonction du niveau de performance du système de cophasage. Par exemple, pour une correction à  $\lambda/10$ , on a  $\kappa_\lambda \simeq 10$ .

- $A_0(x, y, \gamma)$  est l'enveloppe du champ, fonction du mode de recombinaison (qui fixe la forme de l'enveloppe) et du facteur de densification (qui fixe la largeur de l'enveloppe). En densification de pupille, l'enveloppe est une fonction d'Airy centrée autour du point de coordonnées  $(X_c, Y_c)$  dû au déplacement de l'enveloppe.

$$X_c = \frac{Tilt_X(m)}{\theta_{pxl\ img} \cdot \gamma(k)} \quad (rad) \quad (3.12)$$

$$Y_c = \frac{Tilt_Y(m)}{\theta_{pxl\ img} \cdot \gamma(k)} \quad (rad) \quad (3.13)$$

avec  $\theta_{pxl\ img}$  la taille angulaire d'un pixel dans l'image (en rad/pxl). Remarquons que  $\gamma_b$  est le facteur d'échelle angulaire entre le ciel et le détecteur, d'où :

$$\theta_{pxl\ img} = \frac{\theta_{pxl\ obj}}{\gamma_b} \quad (3.14)$$

La largeur de l'enveloppe est fonction du diamètre  $D_o$  des sous-pupilles de sortie (on suppose ici qu'elles ont toutes le même diamètre). La largeur à mi-hauteur de l'enveloppe vaut :

$$FWHM(A_0) = \frac{\lambda}{D_o} = \frac{\lambda}{\gamma(k) D_i(k)} \quad (3.15)$$

## 3.2 Outils d'analyse

Le programme analyse ensuite l'image directe, à la fois dans l'espace de Fourier (visibilités et phases) et dans l'espace direct (distribution spatiale d'intensité). L'analyse dans l'espace de Fourier, ou mode synthèse d'ouverture, est présentée dans la partie III à la section 8.3.

L'analyse directe étudie les propriétés de l'image en terme de distribution d'intensité. Ce logiciel fonctionne aussi bien pour une image Fizeau que pour une image densifiée. En outre, ce logiciel est adapté à la fois pour des images simulées et pour des images expérimentales. Cela dit, les données expérimentales nécessitent d'abord un pré-traitement des données pour corriger les défauts instrumentaux, comme le bruit de fond par exemple (voir partie 3, section 8.2.2).

Rappelons qu'une FEP, qu'elle soit Fizeau ou densifiée, est constituée d'un pic d'interférence central entouré d'un halo de lobes secondaires. Une méthode de type CLEAN (Högbom, 1974) détecte les pics d'interférences et les lobes latéraux dans l'image (par ordre décroissant d'intensité). Dès qu'un pic est détecté,

son contour est délimité par un seuillage. Le pic est alors supprimé de l'image, appelée la "dark map", et il est restitué dans une nouvelle image, appelée la "clean map". Le programme détermine pour chaque pic d'interférence son intensité maximale (amplitude), son énergie (intégrale), sa position (photocentre) et sa largeur à mi-hauteur (FWHM).

On remonte ensuite aux paramètres photométriques et astrométriques de l'objet de science. L'amplitude ou l'énergie du pic central d'interférence nous renseigne sur la photométrie de l'objet. La largeur à mi-hauteur du pic central est égale au resel pour une étoile ponctuelle, et correspond au diamètre dans le cas d'un disque uniforme.

Dans le cas d'une binaire, la position relative entre les deux pics nous renseigne sur la séparation angulaire. Dans le cas d'une étoile à taches, une analyse de la distribution d'intensité consiste à détecter les minimums et les maximums locaux dans l'image, pour localiser les taches. Si les taches sont suffisamment résolues, leur forme est déterminée en délimitant leur contour.



## Chapitre 4

# Propriétés d'imagerie d'un hypertélescope

### 4.1 Limitations du champ de vue d'un interféromètre à pupille diluée

#### 4.1.1 Description de la FEP

Comme présenté à la section 2.1.3, la FEP est le produit de deux termes : la fonction d'interférence et la fonction enveloppe (Fig. 4.1).

La fonction enveloppe dépend du mode de recombinaison. La forme de l'enveloppe est une fonction de Bessel en densification de pupille et une fonction porte en densification d'image. La largeur de l'enveloppe est imposée par le facteur de densification (elle est d'autant plus étroite que la densification est élevée). Le déplacement de l'enveloppe par rapport à celui des franges est fonction de la position hors-axe de l'objet considéré.

La fonction d'interférence dépend de la géométrie du réseau. Elle dépend plus exactement de la géométrie de la pupille de sortie dans le cas où il y a réarrangement non-homothétique des positions des sous-pupilles. Elle est formée d'un pic central entouré de lobes secondaires et d'un halo de speckles.

La contribution du halo doit être minimisée pour limiter le problème de confusion entre les vrais sources présentes dans le champ d'imagerie et les lobes latéraux de la figure d'interférence (Riaud, 2004). Cet effet est dû à la convolution entre la FEP et les sources observées, comme c'est aussi le cas pour un télescope monopupille. Cet effet devient important quand l'instrument a une FEP de mauvaise qualité et il est directement relié à l'étendue de la FEP.

Nous allons voir que la densification améliore la qualité de l'image en réduisant le support de la FEP à sa taille optimale. En effet, la fonction enveloppe concentre le flux au centre dans la seule zone utile pour l'imagerie. Ceci n'affecte pas la fonction d'interférence tant que la pupille d'entrée reste très diluée et qu'une homothétie des centres des sous-pupilles est conservée entre l'entrée et la sortie. C'est là le principe de base des hypertélescopes.

#### 4.1.2 Le champ propre (CLF)

Le champ propre (CLF), ou champ utile, est la zone propre centrale de la FEP où la contribution du halo reste négligeable. Cette zone correspond au champ réellement exploitable pour l'imagerie. Le champ Fizeau, autour, n'est pas "proprement" utilisable, sauf en usant des techniques de déconvolution.

Tout autour du champ propre, les lobes non négligeables sont dus au repliement de champ dans la fonction d'interférence. Rappelons qu'un interféromètre est un échantillonneur en fréquences spatiales. Dans le cas d'une configuration redondante, le théorème d'échantillonnage de Nyquist nous dit que s'il y a un échantillonnage régulier de la pupille avec un intervalle minimal de  $s$ , alors la partie centrale de la FEP se répète dans l'image à la période angulaire  $\lambda/s$ . Ainsi, le rayon angulaire de la zone propre centrale de la FEP vaut par définition :

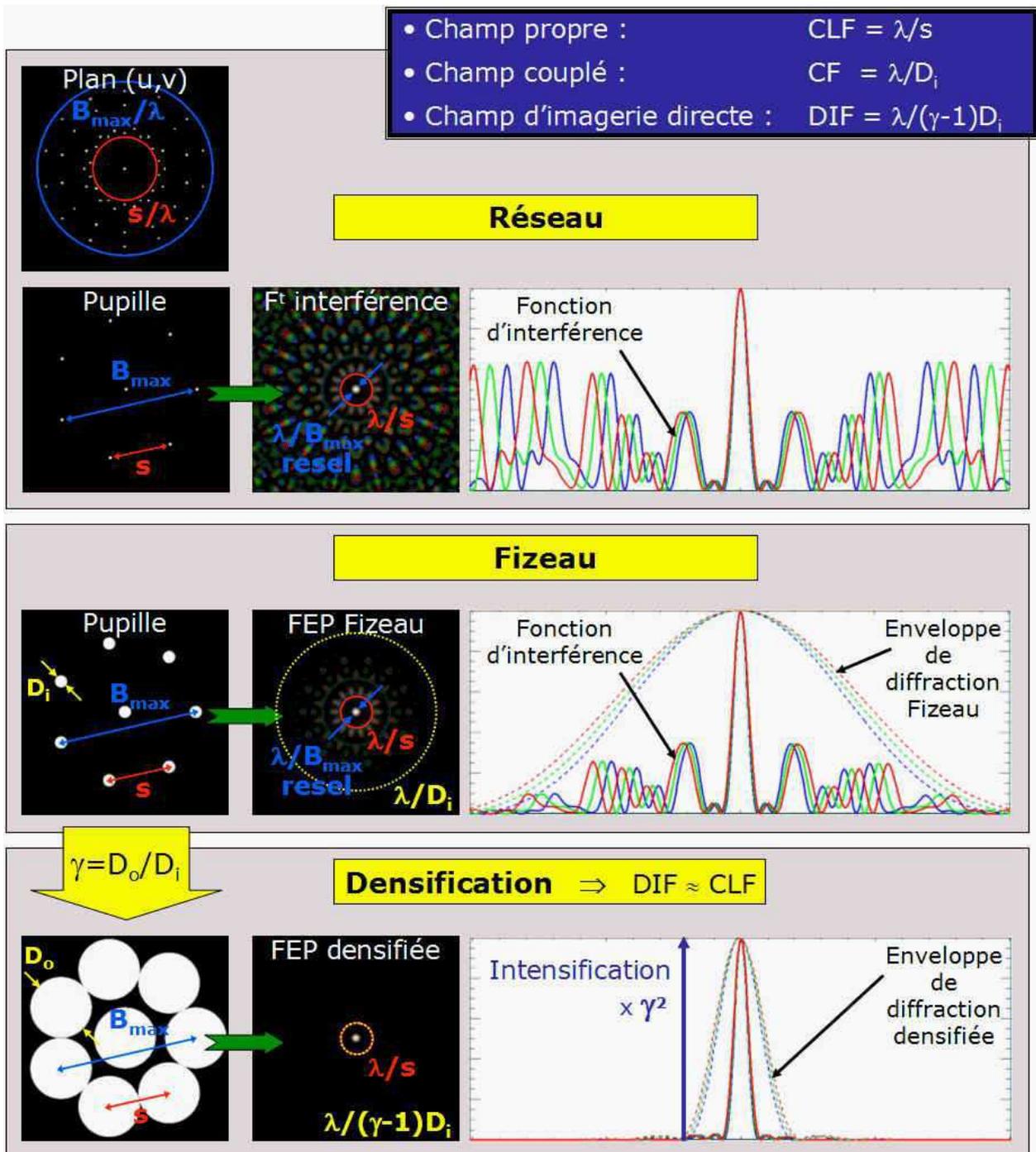


Fig. 4.1 – Notions de champ de vue en imagerie directe.

Distribution photométrique de la FEP (au milieu et à droite) obtenue avec une configuration à 8 télescopes (à gauche). La fonction d'interférence correspond à l'image obtenue dans le cas où les ouvertures sont ponctuelles (cas théorique). Sa distribution d'intensité est intrinsèque au réseau, et son extension est infinie par définition. On observe un pic central au milieu d'une zone propre où la contribution du halo reste minimale. Cette zone propice à l'imagerie est appelée le champ propre (CLF). Il est entouré d'un halo de lobes secondaires difficilement exploitable pour l'imagerie directe. D'après la théorie de l'échantillonnage, le diamètre du champ propre est limité à  $\lambda/s$ , où  $s$  est la plus petite base du réseau. En pratique, la fonction d'interférence est pondérée par une fonction enveloppe (en pointillé), dont la largeur dépend du mode de recombinaison. La FEP Fizeau est limitée par l'enveloppe de diffraction des sous-pupilles, qui délimite le champ couplé (CF). La densification de pupille réduit l'enveloppe de telle sorte à égaliser le champ d'imagerie direct (DIF) avec le champ propre. Du coup, la densification optimise les propriétés d'imagerie, avec un fort gain en sensibilité sans perte de champ utile.

$$CLF = \frac{\lambda}{s} \quad (\text{radians}) \quad (4.1)$$

$$CLF = \frac{B_i \text{ max}}{1.22 s} \quad (\text{resels}) \quad (4.2)$$

avec  $s$  la plus petite base du réseau. Pour un réseau non-régulier, la zone propre montre des bords plus lisses. Cela dit, nous supposons que  $\lambda/s$  est un bon estimateur de son rayon moyen, avec  $s$  la plus petite base "typique" du réseau.

Le champ propre est encore la taille angulaire maximale d'un objet pour laquelle les signaux interférométriques permettent d'en reconstruire une image fidèle. Par conséquent, deux points sources sont vus simultanément si leur séparation angulaire reste plus petite que  $\lambda/s$ .

### 4.1.3 Le champ d'imagerie direct (DIF)

Un interféromètre Fizeau travaille strictement comme un télescope géant masqué en conservant la relation de convolution objet-image sur un large champ de vue. Le champ d'imagerie direct (DIF) du Fizeau est limité seulement par les aberrations géométriques, par le vignettage des faisceaux ou par la taille du détecteur. Mais le grand champ du mode Fizeau n'est pas exploitable avec des réseaux à pupille diluée. En effet, la FEP Fizeau est dispersée en un grand nombre de pics secondaires dispersés ou de speckles. Cela rend le champ difficilement exploitable au delà du champ propre. C'est pour cette raison que la densification devient nécessaire avec une pupille d'entrée diluée.

En densification de pupille, la fonction d'interférence est modulée par une enveloppe de petit diamètre. Une étoile ponctuelle hors-axe peut a priori être correctement imagée aussi longtemps que son pic central d'interférence reste à l'intérieur de l'enveloppe. Par convention, la largeur du DIF est égale à la FWHM de l'enveloppe, qui vaut :  $\lambda/(\gamma D_i)$ . En densification d'image, le DIF correspond à la taille angulaire du ciel qui est imagé sur la pupille de sortie de diamètre  $D_o$ . Les valeurs de DIF, ainsi que le gain en luminosité correspondant, noté  $G$ , sont résumés dans le tableau 4.1 pour les différents modes de recombinaison.

### 4.1.4 Le champ couplé (CF)

Le champ couplé (CF) est le champ à l'intérieur duquel la lumière d'une source est "couplée" avec l'interféromètre. Nous dirons qu'une source est couplée à l'interféromètre si sa lumière est détectée dans la zone centrale du détecteur.

En recombinaison Fizeau, le champ couplé est limité par la diffraction d'une sous-ouverture :

$$CF = \lambda/D_i \quad (4.3)$$

En densification de pupille, on a aussi  $CF = \lambda/D_i$  car le rétrécissement de l'enveloppe est compensé par le déplacement de l'enveloppe quand l'étoile est hors-axe (Lardièrre, 2007). Le cas IRAN est discuté par Lardièrre (2007).

En pratique, le champ couplé est limité par les aberrations géométriques, le vignettage par le train optique ou la taille du détecteur (Lardièrre, 2007). Le champ couplé est toujours plus grand que le champ propre, car la pupille est diluée ( $s > D_i$ ). Ceci pose problème quand des sources lumineuses se trouvent dans le champ couplé mais hors du champ propre, car elles vont venir polluer le champ propre. Nous en reparlerons dans le cas d'objets astrophysiques (voir Ch. 5).

### 4.1.5 Le champ d'information (IF) ou la complétude du plan (u,v)

Le champ d'information (IF) est le champ réellement accessible par les bases de l'interféromètre. En effet, la couverture partielle du plan des fréquences spatiales empêche l'interféromètre de fournir une image d'une source trop complexe. Le champ d'information est alors défini par la limite de saturation de champ, ou limite de "crowding". La limite de "crowding" stipule que le nombre de resels significatifs de l'objet observé

ne doit pas dépasser le nombre de fréquences spatiales échantillonnées dans le plan (u,v), qui est fonction du nombre de bases indépendantes du réseau. Cette limite fixe le niveau de complexité maximal acceptable de l'objet.

Considérons une source étendue composée de  $p$  sources élémentaires (i.e. non résolues) vues par un interféromètre à  $N_T$  ouvertures. Lardière (2007) démontre que la limite de crowding vaut :

$$p \leq N_T^2 / SNR^2, \quad (4.4)$$

en tenant compte du rapport signal à bruit  $SNR$ . Cela signifie que le nombre de sources couplées  $p$  doit être plus petit que le carré du nombre d'ouvertures. Autrement dit, la limite de crowding sera atteinte dès qu'il y a  $N_T^2$  sources dans le champ couplé ( $SNR = 1$ ).

On définit ensuite le champ d'information comme la taille angulaire maximale qu'une source compacte (surface pleine) peut avoir sans dépasser la limite de crowding. Considérons un réseau cophasé de  $N_T$  télescopes avec  $B_{i \text{ max}}$  sa base maximale. Koechlin (2003) démontre que l'extension du champ d'information est limité par le nombre de resels (1.3) fois la largeur du plus petit resel échantillonné :

$$IF \leq (\lambda / B_{i \text{ max}}) \times \sqrt{N_T \times (N_T - 1)}. \quad (4.5)$$

C'est la limite supérieure de l'extension du champ d'information pour un réseau non redondant. S'il y a redondance, le nombre de bases indépendantes  $N_{Bi}$  devient plus petit et l'extension du champ d'information est donnée par :

$$IF \leq (\lambda / B_{i \text{ max}}) \times \sqrt{2 N_{Bi}} \quad (4.6)$$

Cette relation donne la limite supérieure du champ de vue imageable, qui ne dépend que du nombre d'ouvertures et de la géométrie du réseau. Le nombre de resels correspondant vaut :

$$N_R = \left( \frac{IF}{resel} \right)^2 \quad (4.7)$$

où  $IF$  et  $resel$  sont exprimés en *mas*. La limite de crowding et le champ d'information sont donc intrinsèquement liés. La limite de crowding définit la quantité d'information maximale fournie par les bases de l'interféromètre (nombre de fréquences spatiales échantillonnées). Le champ d'information renvoie quant à lui à une dimension sur le ciel (diamètre angulaire), en définissant l'extension maximale du champ d'imagerie pour un objet compact (nombre de resels de l'objet). On suppose que l'objet compact est un ensemble de sources élémentaires contiguës. De fait, un interféromètre ne fournissant que peu de resels a un champ d'information réduit. Nous reviendrons sur cette notion dans le cas d'objets astrophysiques (voir Ch. 5).

J'insiste sur le fait que la limite de "crowding" n'est qu'une borne supérieure. En pratique, la limite effective est inférieure. En effet, le nombre de mesures indépendantes dans le plan (u,v) est égal au nombre de composantes de Fourier qui apportent véritablement une information nouvelle sur l'objet. Or, par définition, deux bases sont redondantes si elles voient la même chose. Dans le cas où l'objet n'est pas résolu par 2 bases distinctes (par exemple, deux bases courtes ayant des orientations différentes), ces 2 bases deviennent aussi redondantes. Ainsi, le niveau de redondance dépend à la fois de la géométrie du réseau et de la taille globale de la source observée.

Un autre effet limitatif est fonction du caractère plus ou moins redondant de la géométrie du réseau. Certaines bases indépendantes peuvent être quasi-redondantes, de sorte que les points (u,v) correspondants sont très proches. Dans le cas limite d'une source infiniment étendue, ces points (u,v) restent indépendants. Dans le cas d'objets de petites tailles (comme c'est le cas ici), les bases fournissent quasiment la même information, et le gain apporté pour l'imagerie est faible.

	IF	CLF	CF	DIF	G
Fizeau	$\sqrt{2 N_{Bi}}$	$\lambda/s$	$\lambda/D_i$	$\infty$	1
Densification de pupille (DP)	$\sqrt{2 N_{Bi}}$	$\lambda/s$	$\lambda/D_i$	$\frac{\lambda}{(\gamma_d/\gamma_b - 1)D_i}$	$\left(\frac{\gamma_d}{\gamma_b}\right)^2$
Densification d'image (IRAN)	$\sqrt{2 N_{Bi}}$	$\lambda/s$	$\infty$	$\gamma_b \gamma_d \frac{D_i}{F_o}$	$\left(\frac{\lambda F_o}{\gamma_b \gamma_d D_i^2}\right)^2$

Tab. 4.1 – Paramètres d'imagerie relatifs aux champs de vue pour différents modes de recombinaison. Champ d'information (IF), champ propre (CLF), champ couplé (CF), champ d'imagerie directe (DIF) et gain en luminosité  $G$  correspondant. Les champs sont exprimés en radians sur le ciel. Le DIF Fizeau est infini en principe, mais il est limité le plus souvent par la diffraction à  $\lambda/D_i$ . Le CF IRAN est infini (plan pupille), si bien qu'il faut filtrer spatialement, ce qui donne  $CF = \lambda/D_{fs}$  avec un trou de diamètre  $D_{fs}$ .  $F_o$  est la focale de collimation des faisceaux en sortie du densifieur (voir partie III).

#### 4.1.6 Comparaison entre les notions de champ de vue

En résumé, on distingue 4 notions de champ de vue (FOV pour Field Of View) :

- le champ d'information, ou Information FOV (IF), qui est la taille angulaire maximale qu'un objet compact peut avoir sans excéder la limite de crowding,
- le champ propre, ou Clean FOV (CLF), qui correspond à la zone propre centrale de la FEP,
- le champ d'imagerie direct, ou Direct Imaging FOV (DIF), qui est le champ à l'intérieur duquel l'image d'un point-source est théoriquement possible sous forme d'un pic central entouré d'un halo.
- le champ couplé, ou Coupled FOV (CF) : une source est au bord du CF si le premier zéro tombe sur l'axe dans le plan du détecteur.

Les valeurs de champs sont résumées dans le tableau 4.1.

Les capacités d'imagerie d'un interféromètre sont avant tout limitées par la géométrie de son réseau. Le champ d'information (le IF), ainsi que le champ d'imagerie utile (le CLF), sont imposés uniquement par la configuration de la pupille d'entrée de l'interféromètre (nombre d'ouvertures et géométrie du réseau), et sont indépendants du mode de recombinaison. Le champ de pollution (le CF) et le champ d'imagerie utilisé (le DIF) sont fonction avant tout du recombineur.

En fait, l'hypertélescope n'induit pas de perte de champ. Au contraire, il optimise la recombinaison en ajustant le champ d'imagerie directe avec le champ propre. La densification maximale revient à égaliser le DIF et le CLF (pour  $\gamma$  grand). La densification intensifie le signal sans perdre a priori d'information, car elle réduit le champ d'imagerie directe au seul champ réellement imageable par l'interféromètre.

En effet, un large DIF (comme en Fizeau) ne signifie pas que n'importe quelle source étendue peut être imagée proprement. Un interféromètre dilué a de toute façon un champ d'imagerie petit. Autrement dit, rien ne sert d'avoir un grand champ d'observation si le champ d'imagerie utile est limité. C'est pourquoi le mode Fizeau est inefficace avec une pupille d'entrée très diluée. Il faut densifier.

#### 4.1.7 Article : Direct imaging with highly diluted apertures. I. Field of view limitations



# Direct imaging with highly diluted apertures. I. Field of view limitations

O. Lardière<sup>1\*</sup>, F. Martinache<sup>2</sup> & F. Patru<sup>3</sup>

<sup>1</sup>*Collège de France, Observatoire de Haute-Provence, Saint-Michel-l'Observatoire, F-04870, France*

<sup>2</sup>*Department of Astronomy, Cornell University, Ithaca, NY 14853, USA*

<sup>3</sup>*Observatoire de la Côte d'Azur, Dpt. Gemini, UMR CNRS 6203, avenue Copernic, Grasse, F-06130, France*

Accepted . Received ; in original form

## ABSTRACT

Future optical interferometric instrumentation mainly relies on the availability of an efficient cophasing system: once available, what has so far postponed the relevance of direct imaging with an interferometer will vanish. This paper focuses on the actual limits of snapshot imaging, inherent to the use of a sparse aperture: the number of telescopes and the geometry of the array impose the maximum extent of the field of view and the complexity of the sources. A second limitation may arise from the beam combination scheme. Comparing already available solutions, we show that the so called hypertelescope mode (or densified pupil) is ideal. By adjusting the direct imaging field of view to the useful field of view offered by the array, the hypertelescope makes an optimal use of the collected photons. It optimizes signal to noise ratio, drastically improves the luminosity of images and makes the interferometer compatible with coronagraphy, without inducing any loss of useful field of view.

**Key words:** instrumentation: high angular resolution – instrumentation: interferometers – techniques: interferometric.

## 1 INTRODUCTION

Over the last three decades, important scientific results have been obtained from long-baseline optical and infrared stellar interferometers concerning the stars and their environment, and more recently extragalactic sources (Rottgering et al. 2004). These results have been obtained thanks to sophisticated observing techniques, such as fringe visibilities and closure phase measurements (Baldwin et al. 1986).

Current interferometers involve between 2 and 4 telescopes only. The study of very complex and/or faint sources therefore requires many observations and image reconstruction techniques like aperture synthesis. Future interferometers should involve a large number of apertures ( $> 10$ ) in coherence (ideally in phase), but fringe visibility measurement appears no more suitable for such rich arrays. Indeed, visibility and closure phase measurements require either a pair-wise combination on different detectors, or an all-to-one combination in a non-redundant configuration, in order to isolate the signal provided by each baseline. This is a constraint that is difficult to satisfy in practice with a large number of beams in wide band. Moreover these combination schemes are generally not compatible with stellar coronagraphy, for which a direct image featuring a bright central

interference peak is required (Labeyrie 1996). For all these reasons, direct imaging involving an all-to-one beam combiner seems to be an elegant and simpler way to exploit a well-populated optical or infrared array.

However, many questions remain concerning the actual performances of future large arrays devoted to direct imaging, such as the field of view (FOV), the dynamic-range and the sensitivity. These parameters are crucial because they will impose the top-level requirements for the concept of future large interferometers, according to the expected science cases. This paper aims at giving some answers about the FOV of interferometers.

Owing to emerging Extremely Large Telescope projects, future optical interferometric arrays should exhibit very long baselines, typically kilometric, in order to really offer a complementary observing approach in terms of angular resolution. In this context, we consider here only highly diluted arrays. The associated pupil filling rate, given by:

$$r = n_T \times \frac{d^2}{D^2} , \quad (1)$$

tends towards zero, with  $n_T$  the number of telescopes of the array,  $d$  the diameter of an elementary aperture and  $D$  the diameter of the whole interferometer. With a well populated, diluted array, for which we are only interested in high spatial frequencies and not by those measured by one elementary aperture (which therefore excludes LBT

\* E-mail: olivier.lardiere@oamp.fr (OL);  
frantz@astro.cornell.edu (FM); fabien.patru@obs-azur.fr (FP)

kind interferometers (Hinz et al. 2004)), direct imaging has been proved feasible thanks to Labeyrie’s pupil densification technique (Labeyrie 1996; Pedretti et al. 2000; Gillet et al. 2003).

In his paper, Labeyrie tells us that direct imaging at the focus of a diluted array is possible if one densifies the pupil, either by zooming each elementary aperture or by moving them closer to each other, with a significant gain in sensitivity. The only condition is to keep the geometry of the array intact.

*A priori*, as long as one does not mix the frequencies sampled by the interferometer, the remapping of the pupil proposed by Labeyrie neither adds nor removes any useful information. However, being always compared to the purely homothetic (Fizeau) combination scheme, the so-called hypertelescope is known to provide direct imaging indeed, but on a limited FOV only. The notion of FOV for an interferometer is somewhat delicate, and actually requires the introduction of four different FOV. This distinction is essential to demonstrate that, the hypertelescope is an optimal optical image reconstruction technique inducing no useful FOV loss at all.

Section 2 highlights the influence of the array geometry on the FOV. Section 3 presents beam combination schemes already available for direct imaging whose FOV properties are compared in section 4 and discussed in section 5.

## 2 INFLUENCE OF THE ARRAY CONFIGURATION ON THE FOV

### 2.1 Number of apertures

Most current optical interferometers involve less than 4 telescopes working simultaneously. The observables, *i.e.* visibilities and closure quantities, are used in an inverse approach to constrain a model of the observed source: uniform or limb-darkened disk, binary system, etc. They are rarely sufficient to reconstruct a map or an image of the source, unlike what is achieved in radio interferometry (a recent example: Gitti *et al.* (2006)) and with aperture masking (Tuthill *et al.* 1999). Little therefore has been written about the limits of wide field imaging capabilities of an optical interferometer.

An interesting approach by Koechlin (2003) and Koechlin & Perez (2003) uses Shannon’s theory of information to give a limit to the field-resolution ratio. The maximal amount of information that an interferometer can provide is proportional to the square root of the number of unique baselines in the array. In case of an extended filled source, this information amount can be converted in field-resolution ratio. For a non-redundant interferometer, this ratio is (Koechlin 2003):

$$\text{FOV/resolution} \leq \sqrt{n_T \times (n_T - 1)}, \quad (2)$$

with  $n_T$  the number of apertures in the array. This relation gives an upper limit to the usable FOV. We shall call this limit Information Field (IF). The IF only depends on the number of apertures and the geometry of the array and not on the choice of a beam combiner scheme.

One can now reformulate the IF limitation another way. Because of the finite number of sub-apertures, which only offers a partial coverage of the spatial frequencies plane,

an interferometer cannot provide the image of an arbitrarily complex extended source: this is known as the *crowding limit*. Let us decompose an extended source as a sum made of  $p$  elementary (*i.e.* non-resolved) sources. A point-like source seen by the interferometer can give a central peak surrounded by a halo or just a halo (Fig. 6).

The intensity of each central peak, resulting from the sum of  $n_T$  coherent contributions, is proportional to  $n_T^2$ . The average intensity of the halo however, is proportional to  $n_T$ , like its RMS fluctuation. After adding-up  $p$  elementary point-like sources, the resulting RMS fluctuation of the halo is now proportional to  $\sqrt{p} \times n_T$ .

Yet, a peak remains detectable by (incoherent) subtraction of the halo if it dominates the fluctuation of this halo. With  $SNR$  representing the signal-to-noise ratio that one desires the detection to have, this condition can be written as  $n_T^2 \geq SNR \times \sqrt{p} \times n_T$ , which imposes the crowding limit:

$$p \leq n_T^2 / SNR^2, \quad (3)$$

meaning that the number of observed sources must be less than the square of the number of apertures (Fig. 1). This crowding limit is of course at one with the field limit that was highlighted earlier: an image made of  $n_T \times n_T$  resels (resolution elements) cannot obviously provide information on more than  $n_T^2$  elementary sources. The IF can therefore be redefined as the maximal angular diameter of an extended filled source that can be directly imaged with  $SNR = 1$ .

### 2.2 Geometry of the array

The number of sub-apertures imposes the ultimate limits of FOV and crowding. Yet, the geometry of the array imposes the practical limits: the number of unique baselines and the PSF quality.

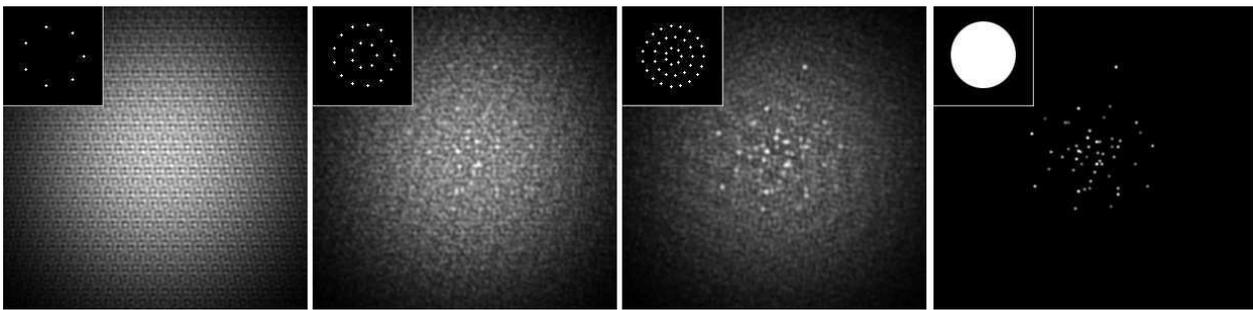
As with any classical telescope, the PSF of an interferometer is given by the Power Spectrum of the wavefront complex amplitude in the output pupil plane (Goodman 1996). For  $n_T$  identical sub-apertures of diameter  $d$  and position vector  $\rho_i$ , the PSF is given by:

$$I(\alpha) = A(\alpha) \times \left| \sum_{i=1}^{n_T} \exp \frac{-2i\pi \alpha \cdot \rho_i}{\lambda} \right|^2, \quad (4)$$

with  $\alpha$  the position vector in the image plane. Equation 4 reminds that this PSF is nothing but the product of two terms: an interference function, given by the exponential sum that is determined by the (eventually remapped) geometry of the array and an envelope  $A$ , whose shape and position depend on the retained beam combiner (Sec. 3).

For a well-populated array of maximum baseline  $D$ , the interference function is very similar to the diffraction pattern of a fully-filled aperture of diameter  $D$  (central peak and Airy rings), surrounded by a halo of sidelobes (speckles or high-order dispersed peaks) due to the holes of the pupil plane. According to the sampling theorem, the angular radius of the clean central part of the PSF is defined by  $\lambda/s$ , with  $s$  the distance between two adjacent apertures. For a non-regular array pattern, the clean part exhibits smoother edges, but we assume that  $\lambda/s$  still gives a good estimate of its mean radius, with  $s$  the “typical” smallest baseline in the array.

Consequently, two point-like sources can be observed



**Figure 1.** Direct images of a 50-stars cluster provided by a diluted interferometer involving 7, 20 and 39 apertures compared to a full-filled aperture (right). The crowding limit of each interferometer is respectively 5, 44 and 169 sources for  $SNR = 3$ . The 7-aperture case (1<sup>st</sup> image) is well over the limit, but the 20-aperture case (2<sup>nd</sup> image), where only the brightest stars exceed the background, corresponds to the crowding limit.

properly and simultaneously only if their angular separation is lower than  $\lambda/s$ . Then, we can introduce the notion of a clean FOV (CLF) whose extent is simply:

$$CLF = \lambda/s. \quad (5)$$

One can demonstrate that the CLF is always smaller than the IF, whatever the array configuration. Indeed, expressed in units of  $\lambda/D$ , the diameter of the CLF and of the IF are respectively  $D/s$  and  $n_T$ . Then the condition  $CLF \leq IF$  implies  $D \leq n_T \times s$ , which is always true for a 2-dimensional array (there is equality for a linear regular array). A CLF smaller than the IF means that the crowding limit is not an issue, provided that one observes a source smaller than the CLF.

To illustrate the notion of CLF, figure 2 compares the interference function (*i.e.* the PSF without the envelope) of four different array configurations involving 39 apertures diluted over the same maximum baseline. These configurations actually correspond, with more or less fidelity to current proposals for future large interferometric arrays, whose names will therefore be used for convenience:

- **ELSA** (Quirrenbach 2004) is made of 13 regularly spaced telescopes along the 3 identical arms of a Y-configuration. ELSA can, to some extent, be considered as an anti-spider structure that traditionally bears the secondary mirror of telescopes.
- **OVLA** (Labeyrie, Koechlin, & Lemaître 1986), whose 39 telescopes are arranged non redundantly along a circle, can be considered as a giant telescope with a very important central obscuration.
- **KEOPS** (Vakili et al. 2004a), whose telescopes are arranged non redundantly along three concentric rings of 9, 13 and 19 telescopes, may be compared to a non-obstructed aperture.
- **CARLINA** (Le Coroller et al. 2004). Even if the geometry of the array is not fixed yet, a completely redundant square grid is often considered. The configuration retained here only uses 37 telescopes to provide a well-balanced array, inside a circle.

A glance at figure 2 makes us identify two distinct sparse aperture families. On the one hand, we have the OVLA and ELSA arrays, which definitely give priority to a relatively dense and homogeneous coverage of the  $(u, v)$  plane. They exhibit an “in-line” geometry, with therefore little space between telescopes and a rather extended CLF,

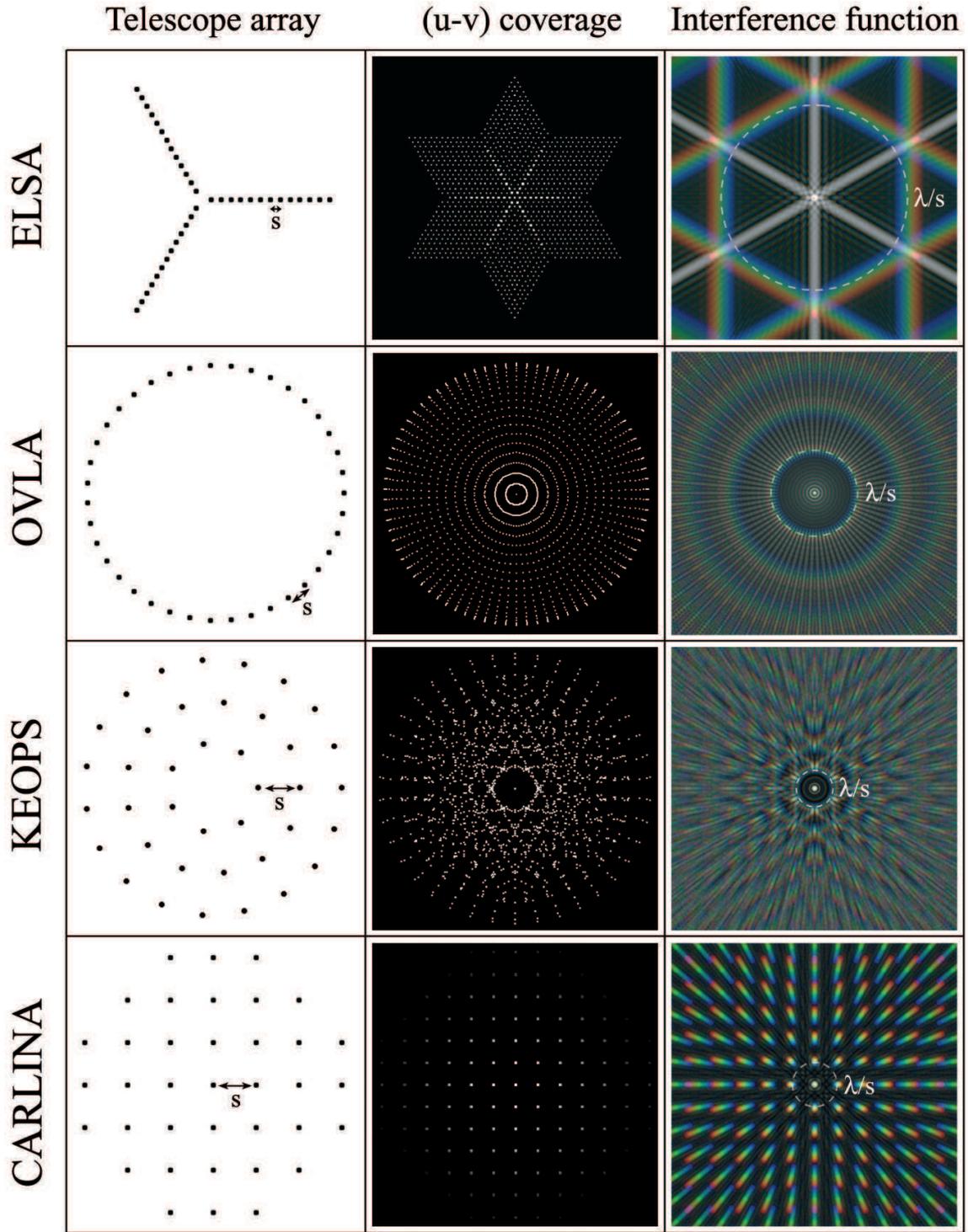
whose diameter increases in proportion to the number of telescopes. ELSA presents preferred axis along which there is redundancy, whereas OVLA’s  $(u, v)$  coverage can be described by a purely radial function. This, of course, results in differences in the interference function: a centro-symmetric clean field for OVLA and the appearance of diffraction spikes for ELSA. For a better comparison, interference function profiles are sketched at figure 3.

On the other hand, there are the KEOPS and CARLINA arrays for which the priority is to have a uniform coverage of the pupil plane itself. The distance separating telescopes is therefore naturally enlarged which induces a reduction of the CLF: its diameter now only increases in proportion to the square root of the number of telescopes.

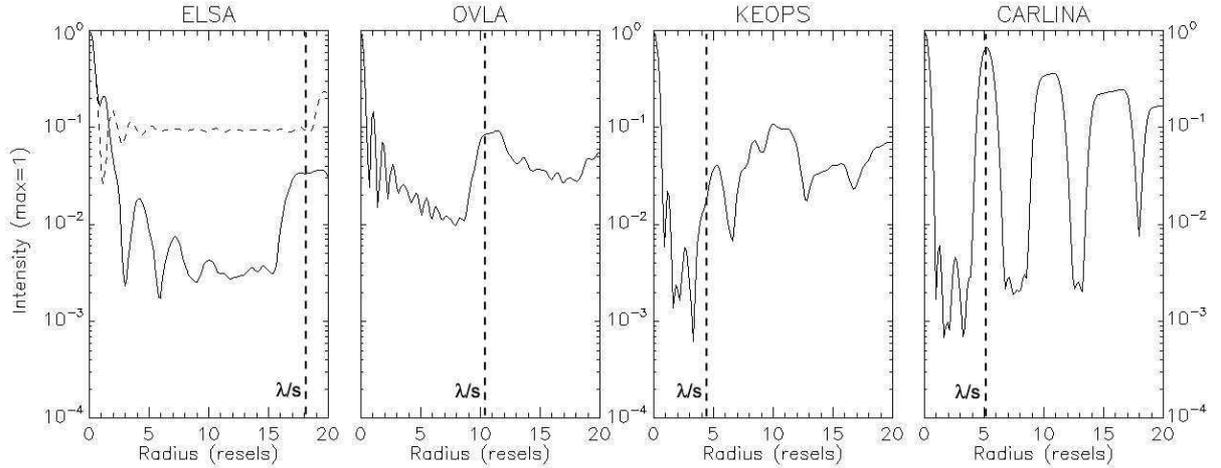
From the strong reduction of the CLF in the case of uniform arrays such as KEOPS and CARLINA, one may be tempted to exclude those configurations for direct imaging. However, what is lost in field is gained in dynamic-range: KEOPS and CARLINA offer a narrower but darker CLF than ELSA and OVLA (Fig. 3).

People working in stellar coronagraphy know that a mandatory condition to reach very high dynamic-range is at least a telescope with no central obscuration, possibly optimized by a prolate spheroidal apodization (Soummer *et al.* 2002). In those conditions, far from being uniformly flat, the associated Modulation Transfer Function or MTF (*i.e.* the  $(u, v)$  plan) exhibits a somewhat “conic” shape. This requirement is no different for the geometry of a diluted interferometer if it is made for high contrast imaging: the coverage of the pupil plane has to be privileged at the expense of the coverage of the  $(u, v)$  plane (Fig. 2). This statement concurs with the conclusions of Aime & Soummer (2003) who find that the best parameter to evaluate the relevance of the geometry of a diluted array designed for exoplanet detection is the integral of the square modulus of its MTF.

The choice of the geometry of the array must therefore be motivated by the primary scientific goal of the interferometer. OVLA and ELSA are definitely made for imaging of wide fields (multiple or extended sources such as interacting binary stars, resolved stellar surfaces, envelopes and disks). KEOPS and CARLINA are better suited for high contrast imaging of compact sources and for exoplanet detection.



**Figure 2.** Telescope array configurations of four different interferometer proposals with their corresponding  $(u, v)$ -coverages (in grey levels) and their interference functions, *i.e.* PSF without envelope (polychromatic images with  $\Delta\lambda/\lambda = 0.2$ , intensity scale in power 0.3). For a fair comparison, these arrays all have the same maximum baseline and involve 39 telescopes (37 for CARLINA). The radius of the clean part of interference functions (*i.e.* the CLF size) is  $\lambda/s$ , with  $\lambda$  the central wavelength and  $s$  the typical minimum spacing between telescopes.



**Figure 3.** Radial profiles of the interference functions shown in figure 2 (maximum intensity normalized to 1, radius expressed in resels, with 1 resel =  $1.22 \lambda/D$ ). The best contrast of the image inside the Clean FOV ( $\lambda/s$ ) is from  $10^{-1}$  (in the vertical direction: dashed curve) to  $3 \cdot 10^{-3}$  (in the horizontal direction: solid curve) for ELSA,  $10^{-2}$  for OVLA,  $2 \cdot 10^{-3}$  for KEOPS, and  $8 \cdot 10^{-4}$  for CARLINA. Uniform arrays, as KEOPS and CARLINA, have a better dynamic-range, but a narrower CLF, than ELSA and OVLA.

### 3 BEAM COMBINATION SCHEMES

This section focuses on the beam combination scheme, which determines the shape and the extent of the fringe envelope  $A$  (Equ. 4). The beam combiner can limit the FOV provided by the array if envelope  $A$  is narrower than the CLF. One has to introduce another FOV limitation, that does not depend on the geometry of the array but only on the beam combination scheme. This field is referred to as Direct Imaging FOV (DIF), *i.e.* the FOV inside which an image of a source can be formed directly. By definition, a point-like source is located inside the DIF if the central interference peak remains within envelope  $A$ .

Until now, three beam combination schemes have been considered for direct imaging: the Fizeau scheme, the Densified Pupil scheme (Labeyrie 1996), the IRAN scheme (Vakili et al. 2004b) and their fibred versions (Patru et al. 2006a). This section introduces a common formalism that describes these combiners and allows an homogeneous and quantitative comparison of their FOV properties.

#### 3.1 General formalism

To provide a directly exploitable image, a combiner may *a priori* perform a transformation of the wavefront at two different spatial frequency scales:

- a “high-frequency transformation”, which consists in displacing the sub-apertures centers, therefore altering the geometry of the array,
- a “low-frequency transformation”, which affects only the beams of each sub-aperture individually, such as a beam compression, a beam deflection, a pupil plane conjugation, a spatial filtering, etc.

The array is now reconfigured: let  $\rho_i$  and  $\rho'_i$  respectively represent the position vectors of the  $i^{th}$  aperture in the entrance and output pupil planes. Let also be  $\theta$ , the off-axis of the source, and  $\alpha$  the position vector in the image plane. Assuming that the interferometer is cophased on-axis (*i.e.* the optical paths of all arms are equal), the

total optical path of the  $i^{th}$  beam is  $\theta \cdot \rho_i - \alpha \cdot \rho'_i$  (Fig. 4). Because of the additional term induced by the remapping, the PSF becomes non translation invariant: we have to update equation 4 that is now  $\theta$ -dependant:

$$I(\alpha, \theta) = A(\alpha) \times \left| \sum_{i=1}^{n_T} \exp \frac{-2i\pi \alpha \cdot \rho'_i}{\lambda} \cdot \exp \frac{2i\pi \theta \cdot \rho_i}{\lambda} \right|^2. \quad (6)$$

The first exponential term is the fringe pattern which depends only on the output pupil arrangement ( $\rho'_i$ ). The second exponential term contains the piston induced by the source off-axis  $\theta$ .

If the reconfiguration of the array is homothetic, we can introduce  $\gamma_b$ , so that  $\rho'_i = \gamma_b \rho_i$ . Equation 6 becomes:

$$I(\alpha, \theta) = A(\alpha) \times \left| \sum_{i=1}^{n_T} \exp \frac{-2i\pi (\alpha - \theta/\gamma_b) \cdot \rho'_i}{\lambda} \right|^2. \quad (7)$$

Now, if we denote as  $O(\theta)$  the object intensity distribution and

$$I_0(\alpha) = \left| \sum_{i=1}^{n_T} \exp \frac{-2i\pi \alpha \cdot \rho'_i}{\lambda} \right|^2 \quad (8)$$

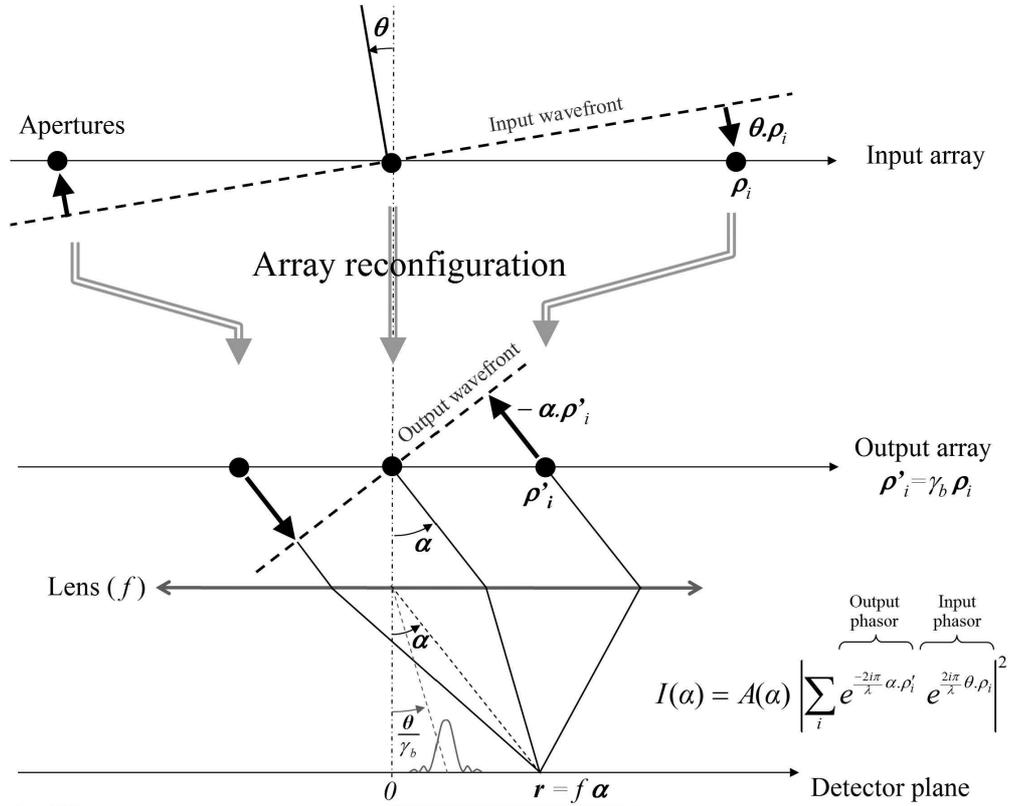
the interference function, we can write, from equation 7, the intensity distribution for an extended source:

$$I(\alpha) = \iint O(\theta) A(\alpha) I_0(\alpha - \theta/\gamma_b) d^2\theta. \quad (9)$$

Assuming that envelope  $A$  is fixed and its extent is larger than the object size, one can take  $A$  out of the integral and approximate equation 9 as a convolution product (the normalization factor has been eliminated for readability):

$$I(\alpha) \approx A(\alpha) \cdot O(\gamma_b \alpha) \otimes I_0(\alpha). \quad (10)$$

A convolution relationship between the object and the image remains inside the envelope, provided that the beam combiner keeps the pattern of the sub-aperture centers unchanged. This condition is less restrictive than the original formulation of the golden rule (Traub 1986) claiming that



**Figure 4.** Optical path differences (OPD) induced by an array reconfiguration. Compared to the central beam ( $\rho = \rho' = 0$ ), the OPD cumulated by the  $i^{\text{th}}$  beam from the entrance sub-pupil (position  $\rho_i$ ) until the exit sub-pupil (position  $\rho'_i$ ) is  $\theta \cdot \rho_i$  (entrance OPD due to the source off-axis) minus  $\alpha \cdot \rho'_i$  (exit OPD due to the array reconfiguration), with  $\alpha$  the angle position considered on the image plane. If the array reconfiguration is an homothetic remapping such as  $\rho'_i = \gamma_b \rho_i$ , a central peak is formed on the detector at the angular position  $\theta/\gamma_b$ . The instrumental OPD is assumed to be null (*i.e.* the interferometer is cophased on-axis).

a strict homothetic mapping, including the sub-pupils (*i.e.* the Fizeau scheme), was required. This rule is true only if an infinite DIF is required. But, as we have demonstrated in section 2.1, an infinite DIF is useless for a diluted interferometer since the exploitable field is limited by the incomplete coverage of the  $(u, v)$  plane.

If an homothetic reconfiguration of the array preserves the convolution relation over a finite FOV, a non-homothetic one completely destroys it. Such a remapping however may be useful to make the sparse interferometric pupil suitable for coronagraphy. In this particular case, a second remapping restores the geometry of the array, after the coronagraph, to recover the convolution relationship (Guyon & Roddier 2002).

Equation 10 has been deduced using the hypothesis of a quite wide, immobile envelope position: the following subsections detail what happens to the envelope with real combiners.

### 3.2 Fizeau combination

The first all-to-one beam combination scheme proposed for direct imaging was a strict homothetic mapping scheme, also called Fizeau, where the output pupil (seen from the focal plane) is a reduced copy of the entrance pupil (seen from the sky).

For the Fizeau scheme, the homothety ratio of the base-

lines  $\gamma_b$  is compensated by an identical homothety of the sub-apertures  $\gamma_d = d'/d$ , where  $d$  and  $d'$  represent the diameter of a sub-aperture in the entrance and in the output pupil plane respectively (Fig. 5). In this way, envelope  $A$  becomes the diffraction lobe of an aperture of diameter  $\gamma_d d$ , referred to as  $A_{\gamma_d d}$ . The beam compression increases the slope of the wavefront of each beam by the factor  $1/\gamma_d$ , therefore shifting the envelope to the angular position  $\theta/\gamma_d$  (with  $\theta$  the source off-axis). Equation 7 can now be rewritten as:

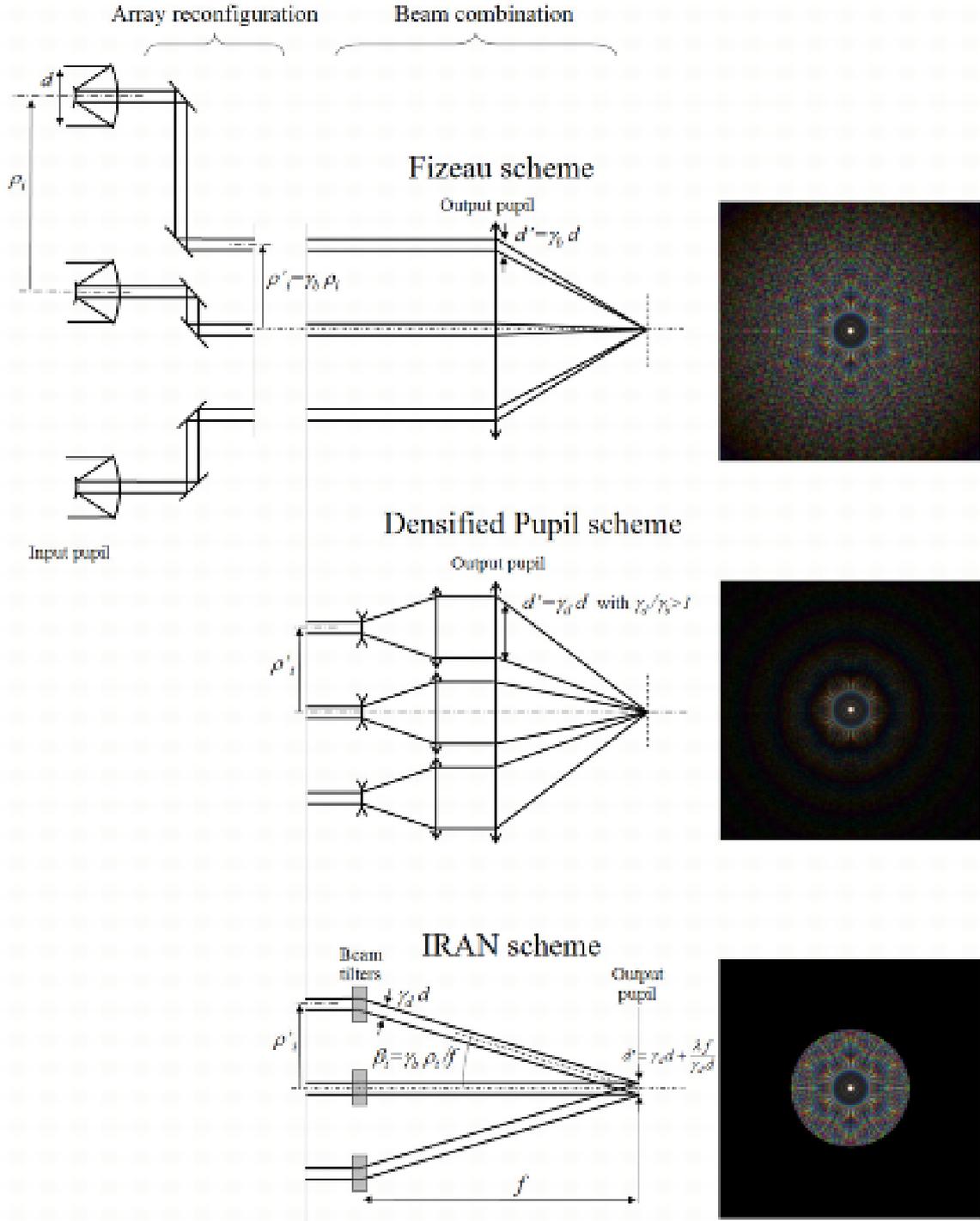
$$I(\alpha, \theta) = A_{\gamma_d d} \left( \alpha - \frac{\theta}{\gamma_d} \right) \times \left| \sum_{i=1}^{n_T} \exp \frac{-2i\pi}{\lambda} \left( \alpha - \frac{\theta}{\gamma_b} \right) \cdot \rho'_i \right|^2. \quad (11)$$

Since  $\gamma_d = \gamma_b$ , interference pattern and envelope are translated of the same amount ( $\theta/\gamma_b$ ): the Fizeau PSF is translation invariant (Fig. 6) and the image of an extended source can be rigorously written as a convolution product:

$$I(\alpha) = O(\gamma_b \alpha) \otimes [A_{\gamma_b d}(\alpha) \cdot I_0(\alpha)]. \quad (12)$$

### 3.3 Densified Pupil combination

The technique of pupil densification was introduced (Labeyrie 1996) to provide more luminous images than in



**Figure 5.** The three beam combination schemes considered for direct imaging (Fizeau, Densified Pupil and IRAN) and their corresponding PSF for a KEOPS-like array. A very generic version of IRAN, called IRAN<sup>b</sup> by Aristidi et al. (2004), is represented here. A previous version, called IRAN<sup>a</sup> (Vakili et al. 2004b), forms an intermediate image plane. Both versions of IRAN are strictly equivalent and are described by the same formalism. The Fizeau PSF spreads in numerous dispersed sidelobes over  $\lambda/d$ , while the Densified Pupil and the IRAN schemes can concentrate more flux inside the usable clean field (CLF) thanks to a narrower envelope (an Airy-shaped envelope and a flat top-hat envelope respectively). Relay lenses forming the output pupil have been omitted for clarity, and the beam diffraction is ignored for the IRAN PSF calculation (polychromatic PSF:  $\Delta\lambda/\lambda = 0.2$ , intensity scale in power 0.3).

the Fizeau case: it concentrates the extremely wide and dispersed Fizeau PSF into the central interference peak (Fig. 5). The sparse aperture of an interferometer is now compatible even with coronagraphy (Labeyrie 1996; Guyon & Roddier 2002; Riaud et al. 2002). Thanks to pupil densification, the interferometer can work very much like any conventional telescope. This distinctive use of an interferometer has been called “hypertelescope”.

According to Labeyrie, a hypertelescope is a multi-aperture interferometer where the detecting camera is illuminated through an exit pupil which is a densified copy of the entrance aperture. “Densified copy” implies that the pattern of exit pupil centers is conserved with respect to the entrance pattern, while the size of the elementary sub-pupils is magnified, for example by an inverted Galilean telescope (Fig. 5). The densification is quantified by a dimensionless, convention-independent coefficient  $\gamma = \gamma_d/\gamma_b$ . This technique is a simple 2-D generalization of Michelson’s original truss (Michelson & Pease 1921).

When the pupil is densified, equation 11 remains valid but this time,  $\gamma_d/\gamma_b > 1$ . For an off-axis source (position  $\theta$ ), the fringe pattern is shifted to the angular position  $\theta/\gamma_b$ , while the envelope is shifted to a lower angular position:  $\theta/\gamma_d$  (Fig. 6). There is therefore no more strict object-image convolution relationship and equation 9 has to be updated. The densified pupil image is given by:

$$I(\alpha) = \iint O(\theta) A_{\gamma_d d} \left( \alpha - \frac{\theta}{\gamma_d} \right) I_0 \left( \alpha - \frac{\theta}{\gamma_b} \right) d^2 \theta. \quad (13)$$

For highly diluted arrays, the pupil densification can be so strong (*i.e.*  $\gamma_d/\gamma_b \gg 1$ ) that the shift of the envelope becomes negligible in comparison with the shift of the fringe pattern. We therefore meet the conditions of validity of the general equation 10, and can apply here the same steps used from Equ. 9 to Equ. 10:

$$I(\alpha) \approx A_{\gamma_d d}(\alpha) \cdot O(\gamma_b \alpha) \otimes I_0(\alpha). \quad (14)$$

A convolution relation remains, but in a FOV limited by the envelope of a densified sub-aperture only.

### 3.4 IRAN combination

The Interferometric Remapping Array Nulling (hereafter IRAN) beam combination scheme was introduced by Vakili et al. (2004b), and proposed for the already mentioned KEOPS project. IRAN was proposed as an alternative to the hypertelescope reconfiguration to prevent the loss of classical object-image convolution relation that it suffers during the pupil remapping. The solution proposed by the authors consists in recording the interference in a pupil plane rather than in the image plane (Fig. 5).

This solution exhibits appealing features for direct imaging, compared to the pupil densification. The moving Airy-shaped envelope of the hypertelescope is indeed replaced by a flat top-hat envelope, whose position is independent of the position of the sources. Thanks to this unique property, the formalism of image formation in the pupil-plane is simplified (Equ. 15) and the PSF becomes translation-invariant inside the top-hat.

The IRAN combiner performs again a non purely homothetic remapping of the wavefront, characterized by the two magnification coefficients  $\gamma_d$  and  $\gamma_b$  introduced in the previous section. Because the IRAN scheme preserves the

geometry of the array, the interference function is unchanged. The image can be expressed exactly as a convolution product from equation 10:

$$I(\alpha) = P_{d'}(\alpha) \cdot O(\gamma_b \alpha) \otimes I_0(\alpha), \quad (15)$$

with  $P_{d'}$  a top-hat shaped envelope of diameter  $d'$ , whose position is independent from the source off-axis (Fig. 6), as in the case of a strong pupil densification. To be rigorous, the diffraction of the output collimated beams have to be considered, especially if output pupil size  $d'$  becomes comparable to the diffraction lobe (Sec. 4.2.2). In this case, the function  $P_{d'}$  is more exactly a top-hat function convolved with an Airy function. The total width of  $P_{d'}$  becomes:

$$d' = \gamma_d d + \frac{\lambda f}{\gamma_d d}. \quad (16)$$

Then, the IRAN envelope is actually flat only in the central part (the geometrical diameter of the output pupil) and features diffracted edges (the second term of the sum).

### 3.5 Single-mode fiber combination

Compared to classical bulk optics, single-mode fibers offer a very convenient solution for the beam transportation from the telescope focus towards the combiner (Lai et al. 2003). They apply also a spatial filtering which could improve the performances drastically in presence of residual phase errors (Coude Du Foresto, Ridgway, & Mariotti 1997). This spatial filtering induces no information loss with highly diluted interferometers, since we are only interested in the high spatial frequencies measured by the baselines, and not in low spatial frequencies measured by one sub-aperture.

Fibers are also of interest in direct imaging for the beam remapping and densification. Such a combiner has been proposed for a densified pupil imager on the VLTI (Lardière et al. 2004) and a demonstrator is under development in laboratory (Patru et al. 2006b).

As the tilt is lost in a single-mode fiber, the fringe envelope remains on-axis whatever the combination scheme and the densification factors. Then, the perfect convolution relationship provided by the Fizeau mode is destroyed by fibers. However, the Densified Pupil or the IRAN scheme can be used indifferently for combining the beams at the fiber outputs, the difference being only in the envelope shape. The fibred versions of both combination schemes are illustrated and studied in details by Patru et al. (2006a). In this paper, we will focus our attention on the envelope whose width determines directly the DIF.

The amplitude distribution of the output beam is a gaussian law, generally truncated by a collimating lens of diameter  $d'$  and focal length  $f'$ . We refer to this distribution as  $\psi_{d',f'}(\mathbf{x})$ . Although the notion of pupil vanishes with fibers,  $d'$  defines a new output pupil diameter, and  $\gamma_d$  can again be defined as the ratio  $d'/d$ .

#### 3.5.1 Fibred Densified Pupil scheme

As the Densified Pupil scheme forms the fringes in an image plane, the intensity distribution of the image is:

$$I(\alpha) = |\text{FT}(\psi_{d',f'}(\mathbf{x}))|^2 \times I_0(\alpha - \theta/\gamma_b), \quad (17)$$

where FT denotes a Fourier Transform and  $I_0$  is the interference function defined in equation 8. Thus, the envelope

becomes  $|\text{FT}(\psi_{d',f'}(\mathbf{x}))|^2$  and is not a pure Airy function as with classical optics (sec. 3.3) but a gaussian lobe convolved with an Airy lobe. As the envelope remains on-axis, we meet the exact conditions of validity of the general equation 10. Then, from equation 17, we can write the image of an extended object  $O$  as a convolution relationship:

$$I(\boldsymbol{\alpha}) = |\text{FT}(\psi_{d',f'}(\mathbf{x}))|^2 \cdot O(\gamma_b \boldsymbol{\alpha}) \otimes I_0(\boldsymbol{\alpha}). \quad (18)$$

Because the output beams have a gaussian profile, a full pupil densification is impossible. Then, there is a trade-off between the sensitivity gain provided by the densification and the flux lost by the beam truncation. Patru et al. (2006a) report that the maximum intensity is reached for  $d' = 2.2 \omega(f')$ , with  $\omega(f')$  the radius where the amplitude is  $1/e$  times the maximum amplitude.

### 3.5.2 Fibred IRAN scheme

The IRAN scheme can also be used for combining beams behind single-mode fibers (Patru et al. 2006a). If the diffraction is negligible, the intensity distribution of the image is:

$$I(\boldsymbol{\alpha}) = |\psi_{d',f'}(\mathbf{x})|^2 \times I_0(\boldsymbol{\alpha} - \boldsymbol{\theta}/\gamma_b), \quad (19)$$

meaning that the envelope is directly the truncated gaussian profile and not its Fourier Transform as for the Densified Pupil case. Once again, as the envelope position is independent from  $\boldsymbol{\theta}$ , we can write the image of an extended object  $O$  as a convolution product:

$$I(\boldsymbol{\alpha}) = |\psi_{d',f'}(\mathbf{x})|^2 \cdot O(\gamma_b \boldsymbol{\alpha}) \otimes I_0(\boldsymbol{\alpha}). \quad (20)$$

As the maximum of the function  $|\psi_{d',f'}(\mathbf{x})|^2$  is always 1 whatever  $d'$ , the beam truncation has no effect on the central peak intensity and reduces the field only by vignetting.

## 4 FOV COMPARISON AND OPTIMIZATION

The previous section has shown that the choice of the beam combination scheme does not affect the interference function  $I_0$  if the array pattern is unchanged. The beam combiner simply applies, in a way, a “windowing” on this function, concentrating more flux on the central part of  $I_0$ . The width of this “windowing” defines the DIF. This section will compare the DIF of each beam combiner and will demonstrate that the Densified Pupil and the IRAN schemes can be optimized in order to match the DIF to the useful FOV, provided by the (u,v) plane coverage, *i.e.* the CLF.

### 4.1 DIF comparison

#### 4.1.1 The Fizeau DIF

In a Fizeau scheme, an interferometer works strictly like a giant masked telescope magnifying the object  $1/\gamma_b$  times and preserving the convolution relationship between the object and the image over an infinite FOV (Equ. 12). The practical limits of the DIF are then imposed only by geometrical aberrations, vignetting or by the size of the detector. This advantage will be discussed in section 5.

#### 4.1.2 The Densified Pupil DIF

Unlike the Fizeau case, the interference function is now modulated by an envelope of small diameter, which drastically reduces the DIF (Equ. 14). A non resolved off-axis source (position  $\boldsymbol{\theta}_0$ ) can *a priori* be correctly imaged as long as its central interference peak remains within the envelope (inside the FWHM by convention), *i.e.* :

$$\frac{\boldsymbol{\theta}_0}{\gamma_b} - \frac{\boldsymbol{\theta}_0}{\gamma_d} \leq \frac{\lambda}{2\gamma_d d}, \quad (21)$$

which constraints the diameter of the DIF, in radians on the sky:

$$DIF_{\odot} \approx \frac{\lambda}{(\gamma_d/\gamma_b - 1) d}. \quad (22)$$

For the fibred version of the Densified Pupil scheme, the envelope remains on-axis (Equ. 18). Then the DIF directly corresponds to the width of the envelope  $|\text{FT}(\psi_{d',f'}(\mathbf{x}))|^2$  (the FWHM by convention). For the optimal gaussian beam truncation, we find:

$$DIF_{\odot} \approx 1.13 \frac{\gamma_b}{\gamma_d} \cdot \frac{\lambda}{d}. \quad (23)$$

#### 4.1.3 The IRAN DIF

The DIF of the IRAN scheme corresponds to the sky angular extent imaged over the output beams diameter  $d'$ . Considering that  $\gamma_b$  is the angular scaling factor from the sky to the detector and that the angular size of the output pupil, seen from the beam tilters, is  $d'/f$  (Fig. 5), the DIF size on the sky can be written in radians from equation 16 as:

$$DIF_{\odot} = \frac{\gamma_b \gamma_d d}{f} + \frac{\gamma_b \lambda}{\gamma_d d}. \quad (24)$$

For the fibred version of the IRAN scheme, the output beam extent is now limited by the diameter of the collimating lens or by the detector size. If the output beam diameter is written  $\gamma_d d$ , then equation 24 remains valid for the fiber case.

## 4.2 Optimization of the DIF

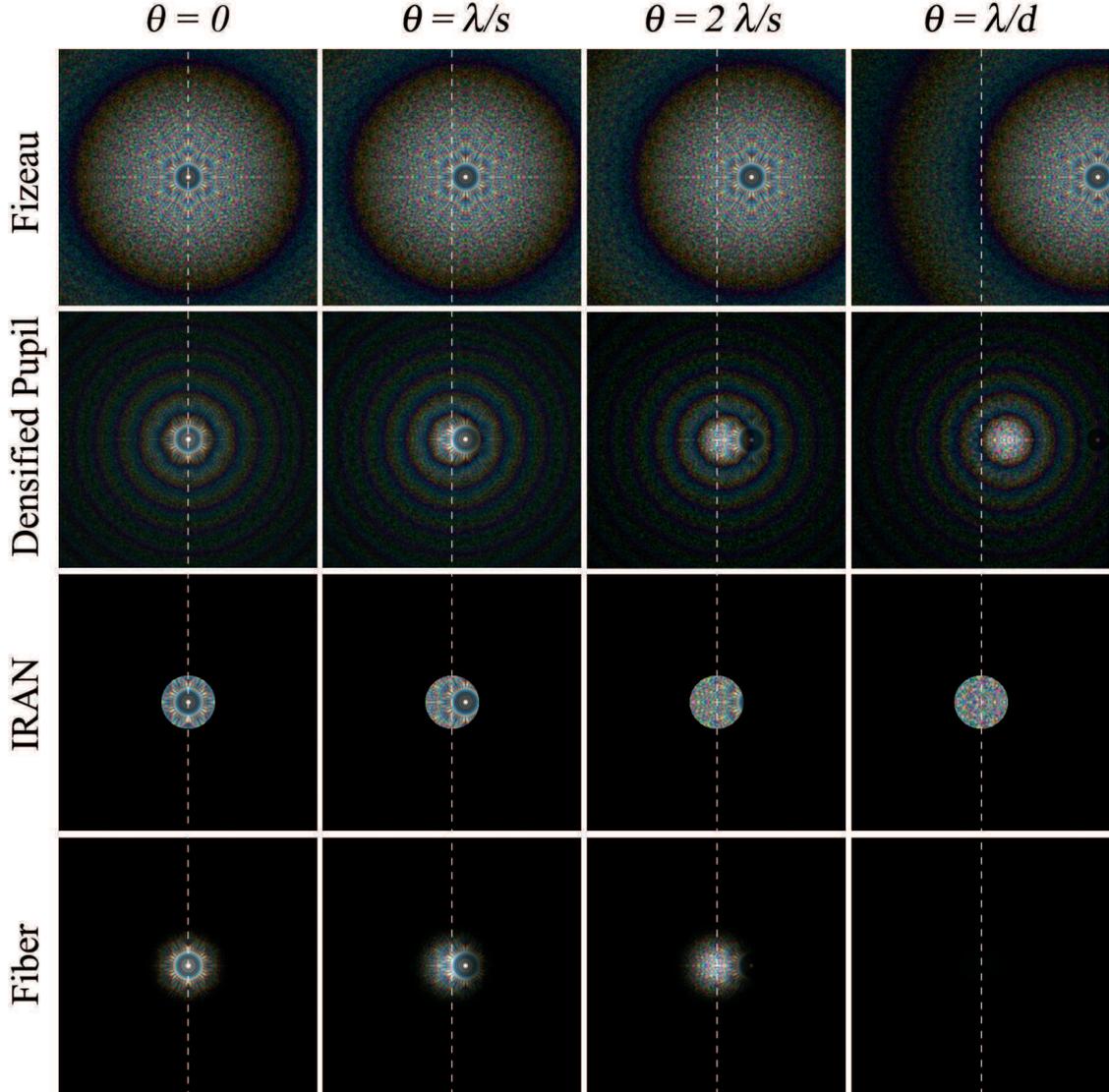
The reduction of the DIF due to the pupil densification, compared to the Fizeau, is not at all a drawback as one could believe at first sight. The densification coefficients  $\gamma_b$  and  $\gamma_d$  are free parameters that can be used to concentrate more flux inside the field of interest. For instance, the densification can be adjusted to match the DIF to the CLF in order to maximize the luminosity gain. An analogue FOV optimization can *a priori* be found for the IRAN scheme.

### 4.2.1 Densified Pupil scheme optimization

The optimal pupil densification factors can be found by equalizing the equations 5 and 22. Assuming  $\gamma_d \gg \gamma_b$ , the pupil densification factor have to meet the following condition:

$$\frac{\gamma_d}{\gamma_b} \approx \frac{s}{d}, \quad (25)$$

with  $s$  the smallest typical spacing between apertures, and  $d$  the aperture diameter. This optimum occurs when two



**Figure 6.** Fizeau PSF for different source off-axis, compared to PSF provided by a Densified Pupil, an IRAN and a fibred combination scheme (partial densification:  $DIF = 2\lambda/s$ ). The  $\theta = 0$  and  $\theta = \lambda/s$  columns show a source inside the DIF for all the schemes. The  $\theta = 2\lambda/s$  column illustrates a source outside the DIF for all the schemes, excepted for the Fizeau case. The last column shows a source at the edge of the coupled field (CF) for the Fizeau, Densified Pupil and fibred schemes, but inside the CF for the IRAN scheme (polychromatic PSF:  $\Delta\lambda/\lambda = 0.2$ , intensity scale in power 0.3, beam diffraction is ignored for IRAN).

adjacent apertures of the array have their output pupils in contact. Note that this pupil densification was precisely the one originally proposed by Labeyrie (1996), but without introducing FOV considerations.

#### 4.2.2 IRAN scheme optimization

As for the hypertelescope mode, we can determine the densification factors  $\gamma_d$  and  $\gamma_b$  equalizing the DIF on the CLF for the IRAN combination scheme. To keep the main advantage of the IRAN, which is the flatness of the envelope  $P_{d'}$ , we choose to equalize only the flat part of the DIF (the first term of equation 24) with the CLF. From equations 24 and 5, this implies:

$$\gamma_d \gamma_b = \frac{\lambda f}{s d}. \quad (26)$$

This equation highlights the fact that the optimum is reached only for one wavelength, except if at least one of the densification factors ( $\gamma_b$  or  $\gamma_d$ ) is proportional to  $\lambda$ . This chromatic issue does not exist in the Densified Pupil case. Indeed, if  $\gamma_d$  and  $\gamma_b$  are achromatic, the width of the envelope  $P_{d'}$  is not purely proportional to  $\lambda$  (Equ. 16), and cannot exactly follow the natural chromaticity of the CLF extent ( $\lambda/s$ ).

By introducing  $s' = \gamma_b s$ , the distance separating two adjacent afocal beams after the array remapping, equation 26 becomes:

$$s' = \frac{\lambda}{\gamma_d d} f, \quad (27)$$

meaning that the output beams are only separated by a diffraction lobe. In case of the IRAN<sup>a</sup> scheme (*c.f.* caption of figure 5), this condition occurs when the center of a sub-image coincides with the first zero of the neighboring sub-image. In other words, the intermediate image plane has to be fully densified. This result reminds us of the analogy with the Densified Pupil scheme: there is only an exchange between the pupil and the image planes.

If classical bulk optics are used, the minimal practical value of  $s'$  is reached when the output afocal beams are in contact, *i.e.*  $s' = \gamma_d d$ . Then equation 27 gives a new condition for  $\gamma_b$  and  $\gamma_d$ :

$$\frac{\gamma_d}{\gamma_b} = \frac{s}{d}. \quad (28)$$

Thanks to equations 26 and 28 it is possible to find a unique solution for both densification factors:

$$\gamma_b = \frac{\sqrt{\lambda f}}{s}, \quad \gamma_d = \frac{\sqrt{\lambda f}}{d}. \quad (29)$$

With these values, the central flat part of the DIF is equal to the diffractive part (Equ. 24). Then the total DIF is twice wider than the CLF (*i.e.*  $2\lambda/s$ ).

### 4.3 Luminosity gains

#### 4.3.1 Densified Pupil luminosity gain

The reason to be of pupil densification is to concentrate useless sidelobes flux in the central peak in order to provide much more luminous images than what the Fizeau allows. Actually, the pupil densification shrinks the carrier envelope  $A$  by a factor  $\gamma_d/\gamma_b$  in comparison to the Fizeau mode. Because the energy is conserved, the image is much brighter than in the Fizeau case, the gain being:

$$G = \left(\frac{\gamma_d}{\gamma_b}\right)^2. \quad (30)$$

In the optimized case, where the DIF and the CLF coincide, the intensity gain reaches its maximum. From equations 25 and 30, the best possible sensitivity gain is :

$$G_0 = \left(\frac{s}{d}\right)^2. \quad (31)$$

If single-mode fibers are used, the luminosity gain remains unchanged because the envelope width is almost unchanged. The only significant difference compared to bulk optics is the flux loss induced by the beam injection into the fiber (22% in the best case) and by the output beam truncation (8% in the optimized case (Patru et al. 2006a)).

#### 4.3.2 The IRAN luminosity gain

No considerations about the sensitivity were made by the authors of the IRAN scheme and yet, IRAN also can bring a valuable gain in luminosity compared to the Fizeau mode. Indeed, there is an intensification of the central peak if the support  $P_d'$  of the fringe pattern is narrower than  $\lambda/d$ , the *equivalent width* of the Fizeau envelope. From equation 24, the intensity gain provided by the IRAN scheme compared to the Fizeau is:

$$G = \left(\frac{\gamma_d}{\gamma_b} \cdot \frac{\lambda f}{\gamma_d^2 d^2 + \lambda f}\right)^2. \quad (32)$$

The best possible intensity gain, keeping the advantage of IRAN (the flat envelope), is reached when the flat part of the DIF coincides with the CLF. Its value is deduced from equations 29 and 32:

$$G_0 \approx \left(\frac{s}{2d}\right)^2, \quad (33)$$

that is 4 times lower than the optimal Densified Pupil case (Equ. 31).

### 4.4 Coupled FOV (CF)

#### 4.4.1 Definition

A beam combiner does not differ from others only in its DIF extent, but also in its coupled FOV (CF) extent. By analogy with spatial filters and optical fibers, we say that a source is “coupled” to the interferometer (*i.e.* located inside the CF), if some of its photons appear on-axis in the detector plane.

The CF is an important parameter to take into consideration because it determines the ease with which the interferometer may reach the crowding limit (Sec. 2.1). Indeed, the image of an on-axis object is polluted by the sidelobes of all surrounding sources present in the CF.

#### 4.4.2 Coupled FOV comparison

By convention, we assume that a source belongs to the CF if the on-axis pixel is located within the envelope  $A$  of the source. For the Fizeau case, the CF extent is  $\lambda/d$ , *i.e.* the radius of the diffraction lobe of a sub-aperture (Fig. 6).

For the Densified Pupil case, the CF can be determined from equation 11. The edge of the envelope  $A_{\gamma_d d}$  coincides with the central pixel when the source angular separation  $\theta_0$  meets the condition:

$$\frac{\theta_0}{\gamma_d} = \frac{\lambda}{\gamma_d d}. \quad (34)$$

Then, the CF is not dependent on the pupil densification factor and it is equal to  $\lambda/d$ , exactly as in the Fizeau case: the shrinking of the envelope is indeed compensated by the slower shift of the envelope (Fig. 6).

For IRAN, the fringe pattern is recorded in a pupil plane. The corresponding CF is therefore infinite by definition (Fig. 6), and the crowding becomes a serious issue. The use of a spatial filtering (pinhole or single mode fiber in each sub-image plane) can overcome this limit, but such a spatial filtering smoothes the output pupil edges. If a hole picks up only  $\lambda/d$  in each beam, the envelope  $P_d'$  becomes an Airy function exactly as for the Fizeau or the Densified Pupil schemes, and IRAN loses its main advantage.

Lastly, if single-mode fibers are used for the beam combination, the CF is obviously limited to  $\lambda/d$  (Fig. 6) whatever the chosen scheme (Densified Pupil or IRAN).

## 5 DISCUSSIONS

### 5.1 Identification of different FOV limitations

The keystone of this discussion about direct imaging with an interferometer is definitely the notion of field of view. It is a delicate notion that requires the introduction of four possible limitations:

	DIF	CF
Fizeau	$\infty$	$\lambda/d$
Densified Pupil	$\frac{\lambda}{(\gamma_d/\gamma_b - 1)d}$	$\lambda/d$
IRAN	$\gamma_b \gamma_d d/f$	$\infty$
Fibred DP	$\gamma_b/\gamma_d \cdot \lambda/d$	$\lambda/d$
Fibred IRAN	$\gamma_b \gamma_d d/f$	$\lambda/d$

**Table 1.** Direct Imaging Field (DIF) and Coupled Field (CF) of different combination schemes (in radians on the sky). The Fizeau DIF and the IRAN CF may formally be infinite, but some practical constraints, such as geometrical aberrations, vignetting or detector size, will limit these fields.

- the information FOV (IF), which is the maximum angular size that a compact source can have without exceeding the crowding limit,
- the clean FOV (CLF), which corresponds to the useful clean central part of the PSF,
- the direct imaging FOV (DIF), inside which a source can be directly imaged by the interferometer, and
- the coupled FOV (CF), inside which any source spreads photons on the detector (for better or for worse).

The IF and the CLF are defined by the array configuration (respectively by the number of unique baselines and by the smallest typical baseline), while the DIF and the CF are imposed by the beam combination scheme. In addition to these four different fields, we can mention the existence of a fifth one: the “astrometric” FOV, over which high resolution measurements of angular separations are possible. As this field is generally not contiguous, we choose not to talk about wide field interferometry, contrarily to some authors (Montilla, Pereira, & Braat 2005) and refer to it as multi-field observation mode since it is an extension of the dual-field mode using differential delay-lines.

## 5.2 Choice of the beam combination scheme

Despite the unique characteristic of an infinite DIF, the use of a Fizeau combiner for highly diluted apertures appears excluded, because of PSF quality considerations. Indeed, the Fizeau PSF spreads in numerous secondary spectrally dispersed peaks or speckles over a wide area (the diffraction lobe of a sub-aperture), which makes it poorly suited to high dynamic-range imaging (Fig. 5 and 6). This is the reason that motivated the development of other beam combiners such as the Densified Pupil and IRAN.

Moreover, a large DIF does not mean that any extended sources can be imaged properly. Section 2 has proved that the ultimate wide field imaging capabilities of an interferometer are already limited by the aperture array configuration (hence by the  $(u, v)$  plane coverage). Indeed, the finite number of apertures limits the maximum quantity of information recordable in a snapshot, while the shortest baseline  $s$  determines the angular size of the usable clean field (CLF).

Despite these considerations, the Fizeau scheme remains of interest for observing in a multi-field mode. The Fizeau focus acts as a natural spatial filter, which means that two sources separated by more than  $\lambda/d$  (the CF) can

be observed simultaneously without interacting with each other. Such an observing mode preserves astrometric precision and involves neither star separators nor extra differential delay lines, contrarily to conventional dual field mode imaging.

A very attractive configuration therefore is to put an array of pupil densifiers and/or IRAN modules after the Fizeau focus. Such multi-field scheme benefits from both techniques. The Fizeau provides a wide FOV but unusable images, while the pupil densifiers focus on smaller fractions of the field and provide simultaneous directly exploitable images, as proposed in Labeyrie (2003). With this combination, all high angular resolution techniques used with conventional telescopes can be employed: speckle imaging with partial AO corrections or long exposure imaging, image deconvolution, etc. Each densifier may also include a coronagraph which opens the doors to high dynamic imaging with an interferometer.

The discussion is now about the choice between the Densified Pupil and the IRAN scheme. Our comparative study reveals that both combination schemes are fundamentally similar, the only difference being an exchange between the pupil and the image planes. This difference vanishes if single-mode fibers are used in either scheme, since the envelope has nearly the same shape and always remains on-axis (*c.f.* fig. 6 and table 1).

Both schemes can be optimized to equalize the DIF with the FOV delivered by the  $(u, v)$  plane coverage. This field optimization also induces an advantageous luminosity gain compared to the Fizeau mode, which can rise up to  $10^4$  for kilometric arrays (Equ. 31 and 33). In the optimized configuration, the hypertelescope mode features a fully densified output pupil, while IRAN features a fully densified intermediate image plane.

The classical bulk optics version of IRAN is unique because it offers a flat DIF, a particularity which can make the image deconvolution easier (Aristidi et al. 2004). However, its infinite CF makes IRAN not compatible for observing very extended sources or rich fields. Moreover, the IRAN scheme cannot concentrate the flux as efficiently as the hypertelescope does, because of the diffraction of the output beams. Indeed, equations 31 and 33 show that the luminosity gain is 4 times lower than the optimal Densified Pupil case. To reach the same gain, the size of the IRAN DIF should be decreased by a factor 2, meaning that the geometrical diameter of the output pupil should be equal to zero in order to keep only the diffractive part. This implies that the fringes should be formed in an image plane rather than in a pupil plane, exactly as the Densified Pupil scheme does.

Therefore, the argument of an enhanced FOV for the IRAN scheme in comparison with the hypertelescope mode, initially invoked by Vakili et al. (2004b), should be moderated. The previous sections have already shown that the array itself induces a limit to the FOV which, anyway, cannot be overcome by the beam combiner.

## 6 CONCLUSION

The formal analysis introduced here demonstrates that the direct imaging capabilities of a diluted interferometer, *i.e.* the crowding limit, the PSF quality and the clean FOV, are determined by the choice of the geometry of the array only,

and not by the choice of the beam combination scheme. This choice must be motivated by the science cases which will impose the necessary number of telescopes and decide to emphasize either FOV or dynamic range.

Among the available beam combination schemes for direct imaging, Densified Pupil and IRAN have been proven equivalent, except for a pupil-image plane inversion that changes the shape of a modulating envelope. The possibility to densify the array actually provides an optimal image reconstruction technique that fully exploits the field limited by the  $(u, v)$  plane coverage. It drastically improves the poor quality of the Fizeau PSF by concentrating the flux on a clean field of view only, while preserving all high angular resolution information.

Other aspects concerning the direct imaging, such as chromatic effects of beam combiners, array optimization and coronagraphy, will be studied in following papers. This study should provide sufficient matter to define the concept and the instrumentation of a future direct imaging large array, according to the top-level requirements (angular and spectral resolutions, FOV, dynamic-range, bandwidth, etc.) and the primary scientific goals.

## ACKNOWLEDGMENTS

The authors are very grateful to Denis Mourard and Antoine Labeyrie for fruitful discussions and also to Chris Haniff, the referee, for his comments on the manuscript.

## REFERENCES

- Aime C., Soummer R., 2003, *EAS*, 8, 353  
Aristidi E., Vakili F., Abe L., Belu A., Lopez B., Lanteri H., Schutz A., Menut J.-L., 2004, *SPIE*, 5491, 763  
Baldwin J. E., Haniff C. A., Mackay C. D., Warner P. J., 1986, *Natur*, 320, 595  
Coude Du Foresto V., Ridgway S., Mariotti J.-M., 1997, *A&AS*, 121, 379  
Gillet S., et al., 2003, *A&A*, 400, 393  
Gitti, M. Feretti, L. & Schindler, S., 2006, *A&A*, 448, 853  
Goodman, J. W. 1996, "Introduction to Fourier Optics", Mc Graw Hill International Eds.  
Guyon O., Roddier F., 2002, *A&A*, 391, 379  
Hinz P. M., Connors T., McMahon T., Cheng A., Peng C. Y., Hoffmann W., McCarthy D. J., Angel R., 2004, *SPIE*, 5491, 787  
Koechlin L., 2003, *EAS*, 8, 349  
Koechlin L. & Perez J. P., 2003, *SPIE*, 4838, 411  
Labeyrie A., Koechlin L., Lemaitre G., 1986, *SPIE*, 628, 323  
Labeyrie A., 1996, *A&AS*, 118, 517  
Labeyrie A., 2003, *EAS*, 8, 327  
Lai O., et al., 2003, *SPIE*, 4838, 1296  
Lardière O., Mourard D., Patru F., Carbillet M., 2004, *SPIE*, 5491, 415  
Le Coroller H., Dejonghe J., Arpesella C., Vernet D., Labeyrie A., 2004, *A&A*, 426, 721  
Michelson A. A., Pease F. G., 1921, *ApJ*, 53, 249  
Montilla I., Pereira S. F., Braat J. J. M., 2005, *ApOpt*, 44, 328  
Patru F., Mourard D., Lardière O., 2006, to be published  
Patru F., et al., 2006, *SPIE*, 6228, to be published  
Pedretti E., Labeyrie A., Arnold L., Thureau N., Lardiere O., Boccaletti A., Riaud P., 2000, *A&AS*, 147, 285  
Quirrenbach A., 2004, *SPIE*, 5382, 214  
Riaud P., et al., 2002, *A&A*, 396, 345  
Rottgering H., Jaffe W. J., Meisenheimer K., Sol H., Leinert C., Richichi A., Wittkowski M., 2004, *SPIE*, 5491, 9  
Soummer R., Aime C. & Falloon P. E., 2002, *A&A*, 397, 1161  
Traub W. A., 1986, *ApOpt*, 25, 528  
Tuthill, P. G., Monnier, J. D. & Danchi, W. C., *Nature*, 398, 487  
Vakili F., et al., 2004, *SPIE*, 5491, 1580  
Vakili F., Aristidi E., Abe L., Lopez B., 2004, *A&A*, 421, 147



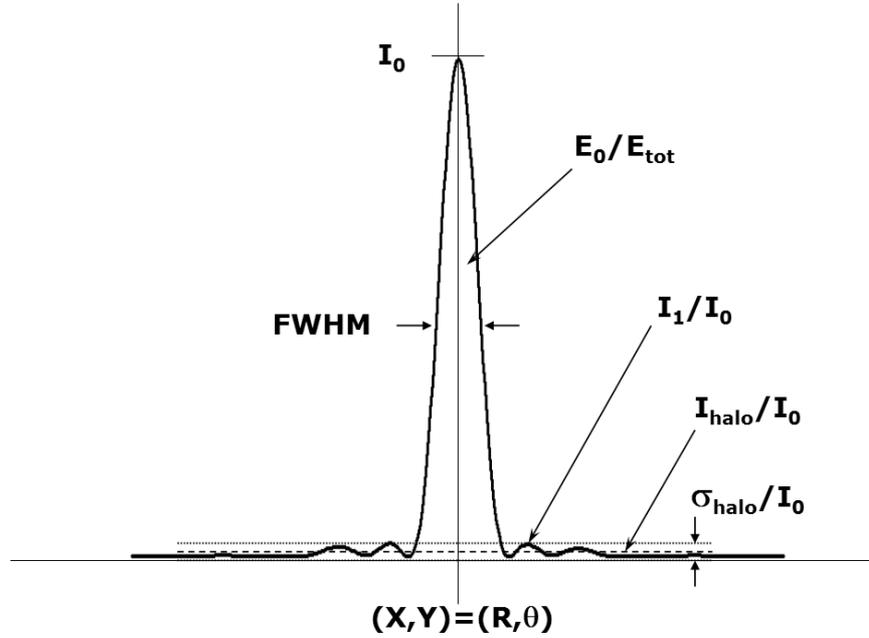


Fig. 4.2 – Critères d'imagerie de la FEP densifiée.

Coordonnées  $((X, Y) = (R, \theta))$ , intensité sur l'axe ( $I_0$ ), énergie encerclée ( $E_0/E_{tot}$ ) et largeur à mi-hauteur ( $FWHM$ ) du pic central. Niveau maximal ( $I_1/I_0$ ), niveau moyen ( $I_{halo}/I_0$ ) et écart-type du halo ( $\sigma_{halo}/I_0$ ) dans le champ propre.

## 4.2 Caractérisation de la FEP d'un hypertélescope

### 4.2.1 Critères d'imagerie

Nous définissons maintenant un ensemble de critères d'imagerie pour caractériser la qualité de la FEP (Fig. 4.2), soit Fizeau, soit densifiée. Ce sont des critères astrométriques (position, largeur) et photométriques (variation d'intensité).

La position de chaque lobe (pic central et lobes secondaires) est donnée par son photocentre, de coordonnées  $(X, Y)$  ou  $(R, \theta)$ .

La largeur à mi-hauteur du pic central correspond au piqué de l'image, i.e. au plus petit motif codé dans l'image. Cette largeur est non seulement fonction de la largeur d'un resel donné par la plus grande base, mais aussi fonction de la géométrie du réseau, dont dépend l'étroitesse du pic central.

L'intensité sur l'axe  $I_0$  est égale à l'amplitude du pic central.

La fraction d'énergie contenue dans le pic central est définie comme le rapport de l'énergie encerclée dans le pic central (notée  $P_0$ ) sur l'énergie totale dans l'image (notée  $P_{tot}$ ), soit :

$$E_0 = \frac{P_0}{P_{tot}} = \frac{2\pi}{P_{tot}} \int_0^{\theta_0} I_{array}(\rho) \rho d\rho \quad (4.8)$$

où  $\theta_0$  correspond au premier minimum depuis le centre de la distribution d'intensité dans le plan focal. L'énergie encerclée est un estimateur de l'effet de dilution de la lumière du pic central dans les lobes secondaires du halo, lié principalement à la diffraction.

Pour caractériser la contribution du halo résiduel entourant le pic central, je définis 3 critères.

Le niveau maximal du halo est défini comme le rapport entre l'intensité du lobe secondaire maximal contenu dans le champ propre et l'intensité du pic central :

$$\text{Niveau maximal du halo} = \frac{I_1}{I_0} \quad (4.9)$$

Le niveau moyen du halo est défini comme le rapport entre la moyenne du halo contenu dans le champ propre et hors du pic central :

$$\text{Niveau moyen du halo} = \frac{I_{\text{halo}}}{I_0} \quad (4.10)$$

L'écart-type du halo est défini et normalisé de la même manière que la moyenne du halo, soit :

$$\text{Ecart - type du halo} = \frac{\sigma_{\text{halo}}}{I_0} \quad (4.11)$$

Ces 3 paramètres sont des estimateurs de la dynamique du signal, c'est-à-dire du contraste maximal de l'objet que l'on peut voir dans l'image. Le niveau maximal du halo est un critère assez sévère, puisqu'il ne tient compte que du pic maximal secondaire. Il met en évidence la présence de lobes relativement intenses et localisés du halo de diffraction. Le niveau moyen du halo est plus significatif, car il donne une première estimation de la dynamique espérée pour la détection d'objets faibles dans le halo. L'écart-type du halo nous renseigne sur la nature du halo, si la distribution d'intensité est relativement uniforme ou au contraire chahutée sous forme de lobes distincts.

Je définis la densité d'information dans l'image, comme le rapport :

$$\text{Densité d'information} = \frac{IF}{CLF} = \frac{\sqrt{2N_{Bi}}}{\lambda/s} \quad (4.12)$$

La meilleure restitution d'un objet complexe sera obtenue en maximisant ce rapport, c'est à dire en apportant autant d'information possible que le champ propre peut contenir. En effet, rien ne sert d'avoir un grand champ dimensionnel si la quantité d'information est pauvre, sauf pour des objets peu complexes et étendus.

Remarquons que la densité d'information est toujours plus grande que 1. En effet, le diamètre du champ propre et celui du champ d'information valent respectivement  $D/s$  et  $N_T$ , exprimés en unité de  $\lambda/D$ . La condition  $D \leq N_T \times s$  est toujours vraie pour un réseau 2D, ce qui implique que  $CLF \leq IF$ . La densité d'information est donc inversement proportionnelle au risque d'être limité par le crowding quand la source remplit le champ propre. Si le champ d'information est bien plus grand que le champ propre, la densité d'information est élevée et le risque de crowding est faible.

Pour clarifier les idées, nous dirons que le champ d'information détermine la richesse de l'image, le champ propre fixe l'étendue de l'image, et la densité d'information traduit la fidélité dans la restitution de l'image.

## 4.2.2 Application à des réseaux à 8 télescopes

Nous nous plaçons d'abord dans le cas d'un réseau à 8 télescopes. Pourquoi 8 ? Seulement 4 télescopes ont déjà été recombinaés simultanément en optique (voir CHARA/MIRC (Monnier, 2004b)). Parmi les projets engagés, le réseau du VLTI propose dans sa version ultime de recombinaer jusqu'à 6, voire 8 télescopes. Nous avons donc choisi 8 comme chiffre significatif de projets à moyen terme.

Nous étudions les propriétés d'imagerie directe de 4 types de configurations de réseaux (Fig. 4.3 et Tab. 4.2.2) :

- une configuration annulaire à 7 télescopes plus un télescope au centre, que j'appelle KEOPS8 (voir signification du nom un peu plus loin),

		KEOPS8	OVLA7	OVLA8	CORNWELL8
Nombre de télescopes	$N_T$	8	7	8	8
Nombre de bases	$N_B$	28	21	28	28
Nombre de bases indépendantes	$N_{Bi}$	28	21	16	28
Coefficient de remplissage	$\tau_{r_i}$	0.066	0.058	0.066	0.066
Coefficient de remplissage en sortie	$\tau_{r_o}$	0.759	0.664	0.613	0.293
Densification maximale	$\gamma_{max}$	4.5	4.5	3.8	2.4
Intensification	$\gamma^2$	20	20	15	6
Resel [mas] @ $\lambda = 600nm$ & $B_i_{max} = 100m$	Resel	1.51	1.51	1.51	1.51
Champ propre [mas]	CLF	1.2	1.2	1.4	2.3
Champ propre [resel]	CLF	1.8	1.8	2.1	3.5
Champ d'imagerie directe [resel] @ $\gamma_{max}$	DIF	2.4	2.4	2.9	6.0
Champ couplé [resel]	CF	8.2	8.2	8.2	8.2
Champ d'information [resel]	IF	7.5	6.5	5.7	7.5
Densité d'information	IF/CLF	4.1	3.5	2.6	2.2
Largeur à mi-hauteur du pic central [resel]	$FWHM$	0.56	0.52	0.54	0.55
Energie encerclée du pic central	$E_0/E_{tot}$	0.66	0.50	0.45	0.18
Position radiale du 1 <sup>er</sup> maximum [resel]	$R_1$	0.95	0.92	0.97	1.16
Niveau maximal du halo dans le CLF	$I_1/I_0$	0.03	0.09	0.11	0.22
Niveau moyen du halo dans le CLF	$I_{halo}/I_0$	0.02	0.06	0.05	0.07
Ecart-type du halo dans le CLF	$\sigma_{halo}/I_0$	0.01	0.02	0.03	0.05

Tab. 4.2 – Paramètres d'imagerie de 4 configurations de réseaux à 8 télescopes.  
Le diamètre des ouvertures est de  $10m$  et la base maximale vaut  $100m$ .

- une configuration annulaire à 7 télescopes, appelée OVLA7,
- une configuration annulaire redondante à 8 télescopes, appelée OVLA8,
- une configuration annulaire à 8 télescopes, appelée CORNWELL8, où on joue sur l'écartement entre les télescopes pour optimiser la couverture du plan (u,v) (Cornwell, 1988);

La configuration KEOPS8 correspond au meilleur taux de remplissage de la pupille de sortie (76%), de sorte que la FEP densifiée est proche de celle d'un grand télescope monopupille. KEOPS8 fournit la meilleure dynamique du signal, en concentrant 66% du flux dans le pic central de la FEP et en minimisant l'amplitude des lobes secondaires en dessous de 3% de l'amplitude du pic central.

La configuration OVLA7 est identique à KEOPS8 mais n'a pas de sous-pupille au centre. La FEP densifiée ressemble alors à un grand télescope monopupille avec une obstruction centrale. Une fraction de l'énergie est rejetée du pic central dans le premier anneau d'Airy. Cet anneau pollue le champ propre et fait perdre en contraste. L'énergie dans le pic central diminue de 16% et le niveau maximal des lobes de diffraction augmente de 6% par rapport à KEOPS8.

La configuration OVLA8 est similaire à OVLA7 mais avec un nombre pair de sous-pupille. La configuration est alors redondante, avec 16 bases indépendantes sur les 28 bases disponibles. La couverture (u,v) est relativement homogène, mais perd en nombre de pic fréquences, si bien que le champ d'information est le plus petit, soit  $5.7resels$  de diamètre contre  $7.5resels$  pour KEOPS8.

Pour avoir une couverture homogène du plan (u,v), des configurations sont proposées par (Golay, 1971), mais l'inconvénient est la base minimale très courte, qui fournit certes un grand champ propre, mais il n'est plus possible de densifier la pupille. Un bon compromis est la configuration CORNWELL8 (Cornwell, 1988), qui offre elle aussi une couverture homogène du plan (u,v) et qui peut être densifiée partiellement. CORNWELL8 a alors un champ propre 2 fois plus grand que KEOPS8, mais en contre partie, l'intensification du signal reste moins bonne d'un facteur  $\left(\frac{\gamma_{Keops8}}{\gamma_{Cornwells}}\right)^2 \simeq 4$ .

Ainsi, pour un nombre réduit de sous-pupille ( $N_T < 10$ ), il existe déjà un compromis dynamique-champ dont il faut tenir compte en fonction des objectifs astrophysiques.

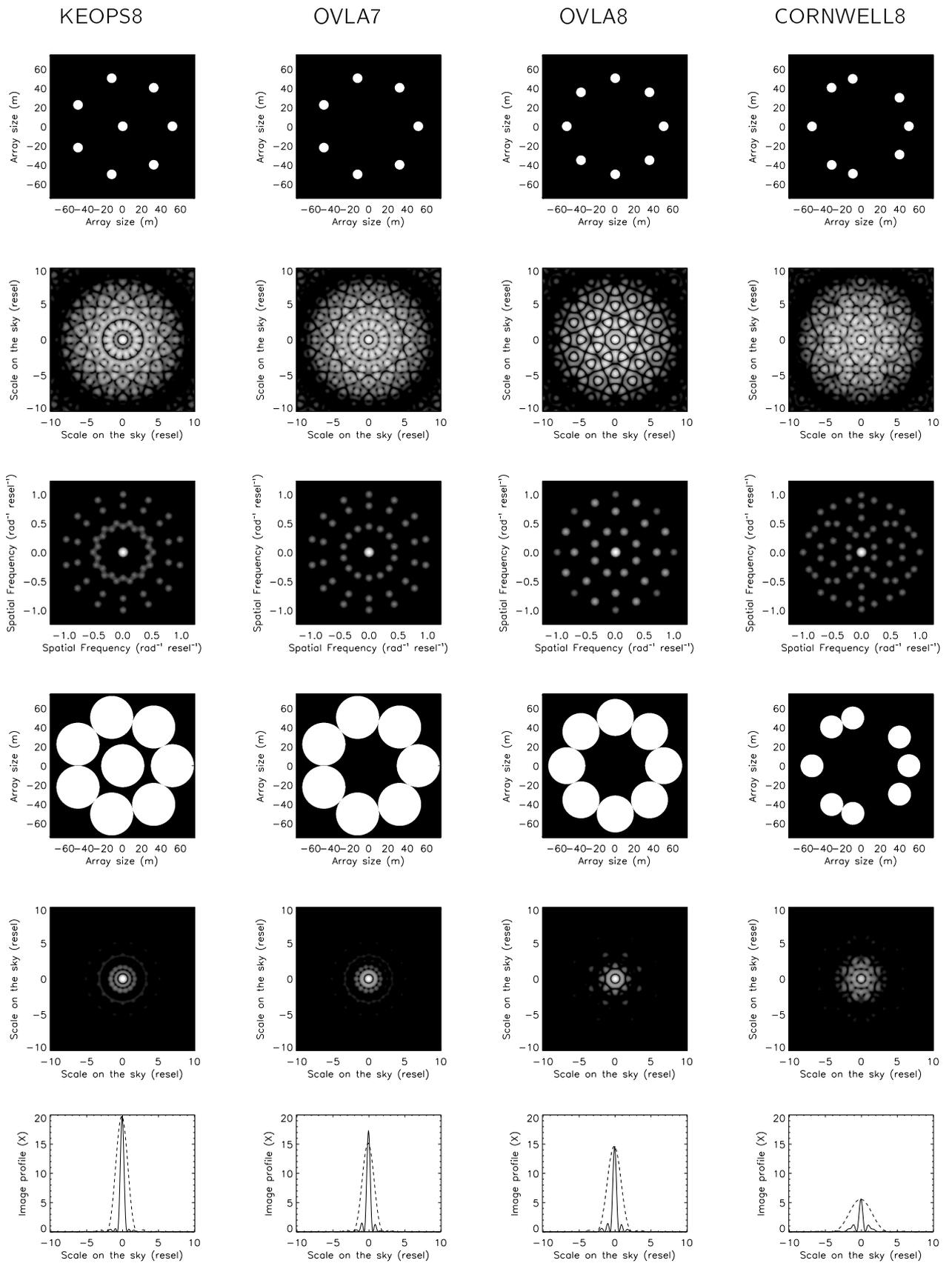


Fig. 4.3 – Propriétés d'imagerie de 4 configurations de réseaux à 8 télescopes. De haut en bas : Pupille d'entrée, FEP Fizeau (échelle log  $[10^{-3}, 1]$ ), Couverture du plan (u,v), Pupille de sortie densifiée, FEP densifiée en mode DP (échelle log  $[20 \cdot 10^{-3}, 20]$ ), Profil de la FEP densifiée (l'enveloppe du champ d'imagerie direct est en pointillé). Les ouvertures de  $10m$  de diamètre sont disposées sur une pupille d'entrée de  $100m$  de diamètre externe.

### 4.2.3 Application à de grands réseaux de télescopes

Nous nous intéressons maintenant aux grands réseaux de télescopes (plusieurs dizaines), où la géométrie d'ensemble du réseau joue un rôle prépondérant. Nous considérons 4 configurations types de grands réseaux, qui reproduisent plus ou moins fidèlement des projets de grands interféromètres.

- ELSA (Quirrenbach, 2004) : Les télescopes sont régulièrement espacés le long de 3 bras d'une configuration en Y.
- OVLA (Labeyrie, 1986) : Les télescopes sont répartis ici à intervalle régulier le long d'un cercle.
- KEOPS (Vakili, 2004b) : Les télescopes sont disposés sur plusieurs cercles concentriques.
- CARLINA (Le Coroller, 2004) : Les télescopes sont distribués régulièrement sur une grille carrée inscrite dans un cercle.

KEOPS ou CARLINA densifié peut être comparé à une ouverture sans obstruction centrale. OVLA densifié peut être comparé à un télescope géant avec une importante obstruction centrale. Remarquons que OVLA, ELSA et CARLINA peuvent être optimisés en jouant sur l'écartement régulier entre les télescopes, mais j'ai préféré simplifier le problème.

Les propriétés d'imagerie de ces 4 types de réseaux sont discutées en détail par Lardière (2007) (Sect. 4.1.7). Les figures 2 et 3 de l'article présentent le cas des réseaux à 40 télescopes en montrant la pupille d'entrée, son autocorrelation égale au plan  $(u,v)$  et sa fonction d'interférence.

On constate que si la pupille est redondante (CARLINA), la FEP Fizeau est une forêt de pics serrés contenant chacun la même information. Si la pupille est aléatoire, seul le pic central domine et est entouré d'un halo désordonné de lobes secondaires. La redondance ne pose pas de problème ici car le premier lobe secondaire tombe au bord du champ propre, donc il n'est pas gênant. On n'en tient d'ailleurs pas compte dans la suite pour estimer le niveau du halo dans le champ propre.

La figure 4.4 montre la FEP densifiée de réseaux à 40 télescopes, en mode DP et en mode IRAN. La comparaison entre ces 2 modes est détaillée par Lardière (2007) (Sect. 4.1.7). Nous dirons succinctement que l'intensification maximale dans le cas IRAN est 4 fois plus faible que dans le cas DP. Quant au champ d'imagerie direct, il est 2 fois plus large que le champ propre, donc il n'est pas optimisé. Le mode IRAN ne peut pas concentrer le flux aussi efficacement qu'un hypertélescope, à cause de la diffraction des faisceaux de sortie. De la lumière résiduelle est diluée sur les contours de l'image, au delà du champ propre. Le mode IRAN est donc moins bien adapté à l'imagerie à haute dynamique. Par contre, le mode IRAN offre un champ d'imagerie direct dont l'enveloppe est plane, ce qui peut rendre la déconvolution d'une image plus facile (Aristidi, 2005).

Le tableau 4.2.3 donne les paramètres spécifiques au réseau et à la FEP densifiée en mode DP. On peut d'ores et déjà distinguer 2 grandes familles de réseaux à pupille diluée.

OVLA et ELSA ont une couverture relativement dense et homogène du plan  $(u,v)$ . Leur géométrie "en ligne" leur confère un petit espace entre les télescopes et donc un champ propre étendu (10 et 18 *resels* respectivement). OVLA a un champ propre centro-symétrique avec des anneaux de diffraction, et ELSA présente des aigrettes de diffraction. Seulement 12% de l'énergie est contenue dans le pic central, le reste étant dilué dans ces structures de diffraction. Le niveau du halo maximal correspondant à ces structures atteint respectivement les 16% et 22% d'amplitude du pic central.

ELSA a le plus grand champ propre, certes, mais son principal inconvénient est les aigrettes de diffraction qui polluent l'image. Cela dit, la configuration en Y de ELSA a été retenue pour plusieurs interféromètres (NPOI, CHARA, MROI). Une configuration en ligne sur 3 bras est en effet plus facile à mettre en oeuvre en terme d'infrastructure in-situ : transport des faisceaux et lignes à retard.

KEOPS et CARLINA ont une couverture quasi-complète et uniforme du plan pupille. Le taux de remplissage en sortie atteint respectivement 75% et 69%. La distance minimale entre les télescopes étant plus grande, le champ propre est plus petit, de l'ordre de 5 *resels*. Cela dit, ce qui est perdu en champ est gagné en dynamique. Le niveau de densification maximale est 2 à 3 fois plus grand que pour OVLA et ELSA. L'énergie encerclée dans le pic central atteint les 71% et 65%, tandis que le niveau du halo reste en dessous de 3%. La redondance de CARLINA n'est pas bonne en général en imagerie, car elle limite le champ d'information.

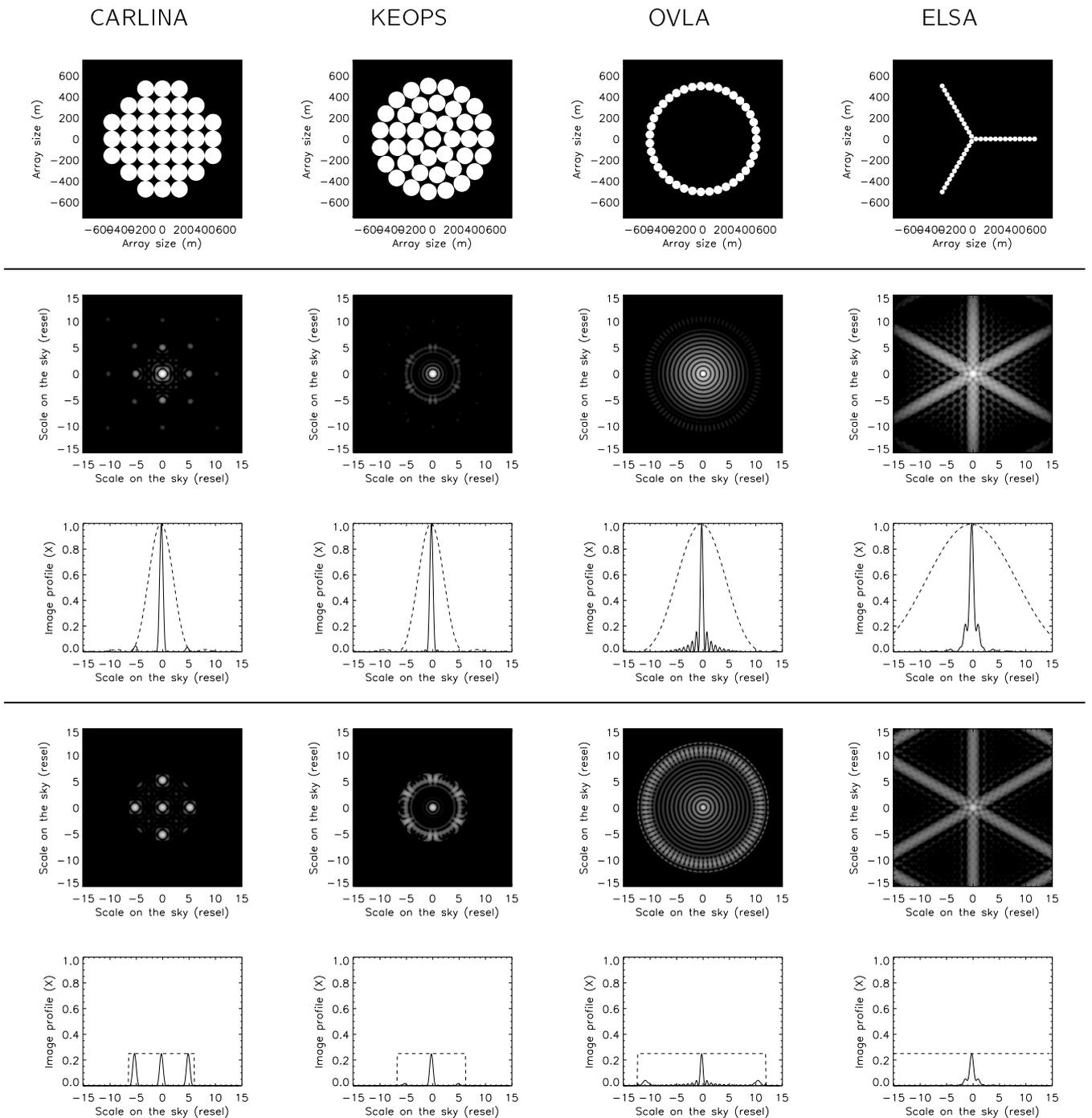


Fig. 4.4 – Propriétés d'imagerie de 4 configurations de réseaux à 40 télescopes.

De haut en bas : Pupille de sortie après densification des faisceaux, image 2D et profil de la FEP en densification de pupille (DP), image 2D et profil de la FEP en densification d'image (IRAN). Les ouvertures de  $10m$  de diamètre sont disposées sur une pupille d'entrée de  $1km$  de diamètre externe. Les modes de recombinaison DP et IRAN fournissent des images similaires, mise à part la forme de l'enveloppe et le niveau de densification. Une enveloppe plane dans le cas IRAN lui confère une meilleure fidélité dans la restitution de l'image, en particulier en bord du champ propre. Par contre, l'intensification est 4 fois moins grande et le champ d'imagerie direct (DIF) est 2 fois plus large en mode IRAN qu'en mode DP, à cause des effets de diffraction. Il n'est donc pas possible d'égaliser le champ propre et le DIF en mode IRAN, si bien que de l'énergie autour est perdue.

		CARLINA37	KEOPS40	OVLA39	ELSA39
Nombre de télescopes	$N_T$	37	40	39	39
Nombre de bases	$N_B$	666	780	741	741
Nombre de bases indépendantes	$N_{Bi}$	64	779	741	577
Coefficient de remplissage	$\tau_{r_i}$	0.004	0.004	0.004	0.004
Coefficient de remplissage en sortie	$\tau_{r_o}$	0.690	0.747	0.217	0.075
Densification maximale	$\gamma_{max}$	16	16	8	5
Intensification	$\gamma^2$	250	251	65	21
Resel [mas] @ $\lambda = 600nm$ & $B_{i\ max} = 1000m$	resel	0.15	0.15	0.15	0.15
Champ propre [mas]	CLF	34	34	67	118
Champ propre [resel]	CLF	5	5	10	18
Champ d'imagerie directe [resel] @ $\gamma_{max}$	DIF	6	6	12	23
Champ couplé [resel]	CF	82	82	82	82
Champ d'information [resel]	IF	11	39	38	34
Densité d'information	IF/CLF	2.2	7.6	3.8	1.9
Largeur à mi-hauteur du pic central [resel]	$FWHM$	0.73	0.70	0.55	0.89
Energie encerclée du pic central	$E_0/E_{tot}$	0.71	0.65	0.12	0.12
Position radiale du 1 <sup>er</sup> maximum [resel]	$R_1$	1.15	1.06	0.93	1.36
Niveau maximal du halo dans le CLF	$I_1/I_0$	0.03	0.02	0.16	0.22
Niveau moyen du halo dans le CLF	$I_{halo}/I_0$	0.0016	0.0020	0.0077	0.0078
Ecart-type du halo dans le CLF	$\sigma_{halo}/I_0$	0.0033	0.0028	0.0163	0.0199

Tab. 4.3 – Paramètres d'imagerie de 4 configurations de réseaux à 40 télescopes.  
Le diamètre des ouvertures est de 10m et la base maximale vaut 1km.

## 4.3 Influence des paramètres d'imagerie d'un hypertélescope

### 4.3.1 Influence de la géométrie du réseau

#### Comment gagner en dynamique ?

La condition pour atteindre une très haute dynamique avec un télescope monolithique est d'avoir une ouverture sans obstruction (ou de recourir à des techniques d'apodisation (Aime, 2003a)). Dans ces conditions, la couverture du plan (u,v) d'un tel télescope a une forme conique. De la même façon, le plan (u,v) d'un interféromètre destiné à l'imagerie à haut contraste doit remplir au mieux ce cône. Il a déjà été démontré que le meilleur paramètre pour remplir le plan (u,v) est l'intégrale du module au carré de la FTM (Aime, 2003b).

Ceci revient à maximiser le taux de remplissage de la pupille de sortie du densifieur  $\tau_{r_o}$  (Eq. 2.6). La pupille d'entrée doit être optimisée avec une couverture uniforme où les télescopes sont régulièrement espacés. Si la pupille de sortie est quasiment remplie (presque continue), la partie centrale de la figure d'interférence est très proche de la figure de diffraction d'un télescope monolithique géant équivalent, dont la surface est circonscrite avec la pupille de sortie (diamètre  $B_{i\ max} + D_i$ ).

Notons aussi que la redondance du réseau peut être utile en imagerie à très haute dynamique (ITHD). Un réseau dilué redondant permet une détection plus facile d'une exoplanète qu'un réseau non redondant (Aime, 2003b).

#### Comment gagner en champ utile ?

Pour avoir un champ utile (CLF) plus grand, il faut accéder aux basses fréquences en utilisant des bases relativement courtes. Cependant, si 2 télescopes deviennent trop proches, la densification n'est plus possible.

La couverture (u,v) de OVLA peut encore être optimisée en jouant sur les intervalles entre les télescopes,

comme les configurations de CORNWELL (Cornwell, 1988). Celui-ci propose d'autres configurations sur un cercle entre 4 et 12 télescopes. Il n'a pas poussé plus loin faute de capacité de calcul, mais cette voie peut être approfondie.

La configuration de KEOPS peut être optimisée avec un grand nombre de télescopes, en sélectionnant tel ou tel groupe de sous-pupilles. On peut par exemple n'utiliser qu'une ouverture sur deux, afin de réduire le champ propre d'un facteur 2. On peut aussi privilégier tantôt les hautes, tantôt les basses fréquences, en privilégiant les couronnes internes ou externes selon la gamme de fréquences étudiées. Un jeu d'images basses et hautes fréquences est en effet intéressant pour faire sortir telle ou telle grande ou petite structure (Tuthill, 2000).

### Adaptation du réseau à la taille de l'objet

L'idéal est d'avoir un réseau de télescopes mobiles avec une géométrie reconfigurable à volonté. Le principal avantage serait de pouvoir choisir à la fois la résolution et le champ propre en fonction de l'objet observé. On augmente la résolution en écartant les télescopes entre eux (maximiser  $B_{i \max}$ ). On augmente le champ propre en rapprochant certaines sous-pupilles entre elles (minimiser  $s$ ).

Prenons un exemple. Considérons une étoile de 100 resels de diamètre avec une tache de 10 resel de large à sa surface. Pour que la source soit correctement imagée, il faut un réseau de télescopes fournissant un champ propre d'au moins 100 resels (avec une base minimale  $s$ ) et un pouvoir de résolution supérieur au resel (avec une base maximale  $B_{i \max}$ ).

Si maintenant cette même étoile se trouve 10 fois plus loin, elle a un diamètre de 10 resels et une tache de 1 resel. Considérons le même réseau avec la même géométrie, le même nombre et le même diamètre de télescopes. La même image sera obtenue en écartant les télescopes entre eux de sorte à multiplier l'échelle du réseau par un facteur 10, soit une base maximale égale à  $10 B_{i \max}$  et une base minimale égale à  $10 s$ . Le champ propre a diminué d'un facteur 10, tandis que le pouvoir de résolution a augmenté d'un facteur 10.

Notons au passage que le facteur de densification augmente lui aussi d'un facteur 10, d'où une intensification par 100. L'étoile 10 fois plus loin est 100 fois moins lumineuse, mais la densification permet d'atteindre la même sensibilité dans les 2 cas de réseaux.

### 4.3.2 Influence du nombre d'ouvertures

#### Incrémentations de $N_T$

Nous nous intéressons maintenant au gain apporté en augmentant le nombre de sous-pupilles avec une géométrie d'ensemble donnée. Nous reprenons les 4 géométries types de réseaux décrites précédemment. Pour chacune d'elles, nous augmentons par itération le nombre de télescopes jusqu'à 100. On conserve le même intervalle entre les ouvertures sur un même bras ou cercle du réseau.

- ELSA : A chaque itération, on ajoute 1 télescope sur chaque bras, soit 3 télescopes. L'incrémentations suit donc : 3, 6, 9, ..., 99 télescopes.
- OVLA : On ajoute à chaque itération 1 télescope sur l'anneau, et ce de 2 à 100 télescopes. Remarquons que le réseau est non-redondant si le nombre de sous-pupilles est impair, et redondant si ce nombre est pair.
- KEOPS : On augmente ici le nombre de cercles concentriques, entre 1 et 5 cercles, plus une pupille au centre. Le 1er cercle est formé de 7 télescopes, puis on ajoute à chaque fois 6 télescopes de plus sur les anneaux suivants, ce qui donne 7, 13, 19, 25 et 31 télescopes sur chacun des 5 anneaux. Par itération, on obtient un réseau composé de 8, 21, 40, 65 et 96 télescopes.
- CARLINA : On augmente ici le nombre de télescopes inscrits dans un cercle de diamètre  $B_{i \max}$ . C'est un maillage carré régulier dont on a supprimé les télescopes dans les coins. Par itération du nombre d'ouverture sur le diamètre du cercle entre 2 et 11, le réseau est composé de 4, 9, 12, 21, 32, 37, 52, 69, 80 et 97 télescopes au total.

Dans tous les cas, les réseaux ont tous la même base externe  $B_{i \max} = 1km$ , et les ouvertures ont toutes un diamètre de  $10m$ . Autrement dit, tous ces réseaux ont le même pouvoir de résolution, qui vaut dans le

visible ( $\lambda = 600nm$ ) :  $resel = 1.22 \lambda / B_{i \ max} = 0.15mas$ . On a le même pouvoir de résolution dans le proche infrarouge à  $1.5\mu m$  avec une base maximale de  $10km$ .

Pour tous ces réseaux, le flux collecté est fonction du nombre d'ouvertures. Ici, l'intensité est normalisée par la surface collectrice de telle sorte que la sensibilité de chaque réseau est indépendante du nombre de télescopes.

### Propriétés d'imagerie liées à la forme de la pupille

La figure 4.5 montre les propriétés d'imagerie de chacune des 4 géométries avec 20 ou 100 télescopes : la pupille, le plan (u,v) et la fonction d'interférence du réseau. Le cas à  $N_T \simeq 40$  télescopes est présenté à la figure 2 de l'article de Lardière (2007) (Sect. 4.1.7). La seule différence avec KEOPS entre l'article et la thèse est une redistribution mineure des sous-pupilles et l'adjonction d'une sous-pupille au centre pour minimiser les trous dans la pupille de sortie.

La figure 4.6 donne l'évolution des paramètres principaux de ces réseaux en fonction du nombre de télescopes. Ces paramètres sont chiffrés dans le tableau 4.4 pour les configurations KEOPS et OVLA.

Pour une résolution donnée ( $B_{i \ max}$ ), augmenter le nombre d'ouvertures augmente à la fois la taille du champ propre (l'intervalle minimum entre 2 sous-pupilles diminue) et la taille du champ d'information (nombre de bases croissant).

Pour OVLA et ELSA, le diamètre du champ propre augmente proportionnellement avec le nombre de télescopes. Pour KEOPS et CARLINA, le diamètre du champ propre n'augmente plus qu'en proportion avec la racine carrée du nombre de télescopes. Comme la densification maximale est inversement proportionnelle au champ propre (Eq. 4.14),  $\gamma_{max}$  évolue respectivement en  $1/N_T$  et en  $1/N_T^2$ .

Dans le cas de CARLINA et KEOPS, les grands intervalles entre les sous-pupilles autorisent un haut niveau de densification. En dessous de 15 télescopes (correspondant au point d'inflexion de la courbe), le facteur de densification est très élevé, ce qui justifie la densification de ce type de réseau.

Le champ d'information est proportionnel à  $N_T^2$  pour KEOPS. On observe 2 régimes pour OVLA, l'un avec des bases redondantes ( $N_T$  pair), l'autre sans redondance ( $N_T$  impair). OVLA non redondant a a priori le même champ d'information que KEOPS. CARLINA est de loin le moins performant à cause de la redondance de ses bases.

KEOPS est la seule configuration pour laquelle la densité d'information (champ d'information/champ propre) augmente avec  $N_T$ . Cela signifie qu'il fournit l'image la plus enrichie en resel sur un petit champ propre. En effet, les fréquences échantillonnées par l'interféromètre sont réparties sur un plus petit intervalle  $[s/\lambda, B_{i \ max}/\lambda]$ . On dispose d'un échantillon dense en fréquences spatiales, de sorte que l'objet est mieux échantillonné. Dans l'espace direct, cela revient à dire que presque tous les motifs de taille comprise dans la gamme de résolution entre  $[\lambda/B_{i \ max}, \lambda/s]$  sont vus par l'interféromètre. Ainsi, il faut maximiser la densité d'information pour restituer fidèlement une image à tous les degrés de résolution. Ce paramètre peut servir dans ce cas à fixer le nombre de télescope minimum nécessaire pour un objet donné. Connaît la taille et la complexité de la source, on en déduit la densité d'information requise, et le nombre de télescopes correspondant.

Pour OVLA non redondant (avec  $N_T > 10$ ), la densité d'information reste constante, c'est à dire que la quantité d'information et la taille du champ propre augmentent conjointement. CARLINA et ELSA sont les moins performants à cause des bases redondantes pour le premier et à cause du très grand champ propre pour le second.

Je me base sur ce critère pour classer les configurations en fonction de leurs capacités à restituer fidèlement l'image d'un objet complexe remplissant le champ propre :

1. KEOPS,
2. OVLA,
3. CARLINA,
4. ELSA.

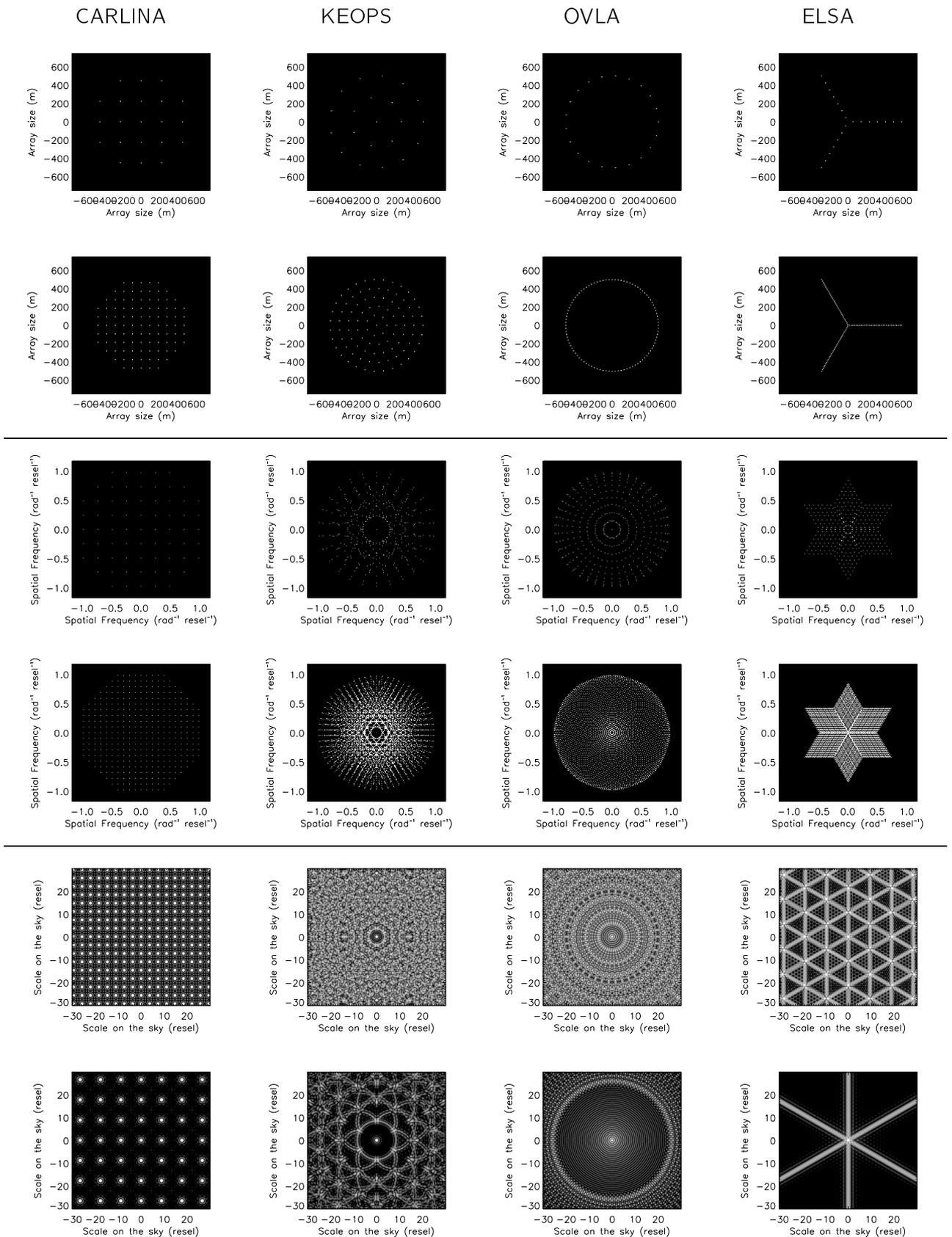


Fig. 4.5 – Propriétés d'imagerie de 4 configurations de réseaux à  $N_T$  télescopes. De haut en bas : Pupille d'entrée Fizeau, plan (u,v), fonction d'interférence du réseau. Les ouvertures de 10m de diamètre sont disposées sur une pupille d'entrée de 1km de diamètre externe. Sont représentés ici les cas à  $N_T \simeq 20$  ouvertures (au dessus) et à  $N_T \simeq 100$  ouvertures (en dessous).

		KEOPS8	KEOPS21	KEOPS40	KEOPS65	KEOPS96
Nombre de bases	$N_B$	28	210	780	2080	4560
Nombre de bases indépendantes	$N_{Bi}$	28	210	779	2077	4554
Coefficient de remplissage	$\tau_{r_i}$	0.001	0.002	0.004	0.006	0.009
Coefficient de remplissage en sortie	$\tau_{r_o}$	0.759	0.750	0.747	0.745	0.744
Densification maximale	$\gamma_{max}$	45	23	16	12	10
Intensification	$\gamma^2$	1981	543	251	144	93
Champ propre [mas]	CLF	12	23	34	45	56
Champ propre [resel]	CLF	2	4	5	7	8
Champ d'imagerie directe [resel] @ $\gamma_{max}$	DIF	2	4	6	7	9
Champ d'information [resel]	IF	7	20	39	64	95
Densité d'information	IF/CLF	4.1	5.8	7.6	9.4	11.2
Largeur à mi-hauteur du pic central [resel]	$FWHM$	0.56	0.66	0.70	0.72	0.74
Energie encerclée du pic central	$E_0/E_{tot}$	0.66	0.67	0.69	0.72	0.73
Position radiale du 1 <sup>er</sup> maximum [resel]	$R_1$	0.87	1.01	1.07	1.10	1.21
Niveau maximal du halo dans le CLF	$I_1/I_0$	0.03	0.02	0.02	0.02	0.02
Niveau moyen du halo dans le CLF	$I_{halo}/I_0$	0.0113	0.0040	0.0020	0.0012	0.0008
Ecart-type du halo dans le CLF	$\sigma_{halo}/I_0$	0.0073	0.0038	0.0028	0.0022	0.0018
		OVLA9	OVLA21	OVLA39	OVLA69	OVLA96
Nombre de bases	$N_B$	36	210	741	2346	4560
Nombre de bases indépendantes	$N_{Bi}$	36	210	741	2346	2562
Coefficient de remplissage	$\tau_{r_i}$	0.001	0.002	0.004	0.007	0.009
Coefficient de remplissage en sortie	$\tau_{r_o}$	0.598	0.355	0.217	0.131	0.096
Densification maximale	$\gamma_{max}$	35	15	8	5	3
Intensification	$\gamma^2$	1206	223	65	21	11
Champ propre [mas]	CLF	16	39	77	153	239
Champ propre [resel]	CLF	2	6	12	23	36
Champ d'imagerie directe [resel] @ $\gamma_{max}$	DIF	2	5	10	18	25
Champ d'information [resel]	IF	8	20	38	68	72
Densité d'information	IF/CLF	3.6	3.7	3.8	3.8	2.9
Largeur à mi-hauteur du pic central [resel]	$FWHM$	0.53	0.55	0.55	0.55	0.55
Energie encerclée du pic central	$E_0/E_{tot}$	0.42	0.20	0.11	0.07	0.05
Position radiale du 1 <sup>er</sup> maximum [resel]	$R_1$	0.77	0.80	0.80	0.80	0.80
Niveau maximal du halo dans le CLF	$I_1/I_0$	0.13	0.16	0.16	0.16	0.16
Niveau moyen du halo dans le CLF	$I_{halo}/I_0$	0.0219	0.0129	0.0077	0.0046	0.0033
Ecart-type du halo dans le CLF	$\sigma_{halo}/I_0$	0.0287	0.0235	0.0163	0.0109	0.0085

Tab. 4.4 – Paramètres du réseau et de la FEP densifiée vs  $N_T$ .

Configurations KEOPS (haut) et OVLA (bas), avec des ouvertures de diamètre  $D_i = 10m$  et une base maximale constante  $B_i \text{ max} = 1km$ . Tous ces réseaux ont le même pouvoir de résolution, un resel valant  $0.15mas$  à  $\lambda = 600nm$ . Ils ont aussi le même champ couplé, de largeur égale à  $82resels$ .

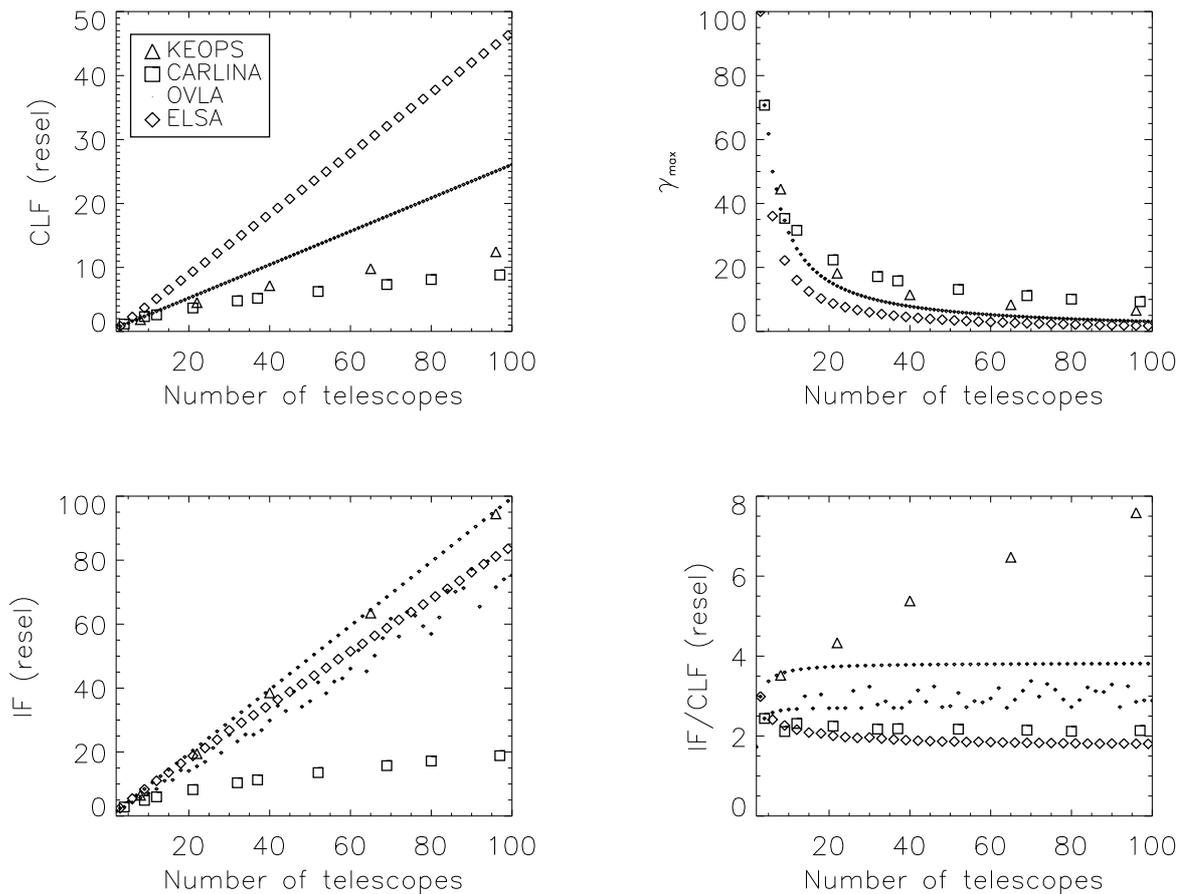


Fig. 4.6 – Paramètres de champs de vue et du niveau de densification vs  $N_T$ .

Le champ propre (en haut à gauche) et le facteur de densification maximale (en haut à droite) sont inversement proportionnels. Le champ d'information (en bas à gauche) normalisé par rapport au champ propre est défini comme la densité d'information dans l'image (en bas à droite).

### Caractéristiques de la FEP

La figure 4.7 donne l'évolution des paramètres de la FEP densifiée en fonction du nombre de télescopes pour les 4 types de configuration.

Quel que soit le nombre de télescopes, CARLINA et KEOPS ont toujours une pupille de sortie quasiment pleine ( $\tau_{r_o} \simeq 1$ ), ce qui leur confère des propriétés d'imagerie à la limite de diffraction d'un télescope monolithique (dans le champ propre, c'est entendu). en effet, maximiser le taux de remplissage de la pupille densifiée leur confère une haute dynamique. Comme il y a peu de trou dans la pupille densifiée, la contribution du halo reste faible. L'énergie encerclée dans le pic central contient près de 70% de l'énergie lumineuse. Le niveau du halo résiduel ( $I_1/I_0$ ) reste faible dans le champ propre, inférieur à 3% (Fig. 4.6).

Au vu de mes simulations, la redondance de CARLINA n'apportent pas de gain significatif en dynamique par rapport à KEOPS. Ces deux configurations sont équivalentes en terme de dynamique, car elles ont la même intensification ( $I_0$ ) et le même niveau du halo ( $I_1/I_0$ ). C'est le remplissage de la pupille de sortie densifiée qui influe sur la figure d'interférence à l'intérieur du champ propre. La redondance est donc à éviter, car elle n'apporte pas de gain en dynamique pour l'imagerie directe.

Pour OVLA et ELSA, la pupille de sortie évolue peu si le nombre de télescopes devient grand. Le nombre de bases augmente certes, et améliore la couverture du plan (u,v), mais le niveaux de densification reste faible du fait des petites bases. De plus, les sous-pupilles densifiées sont toutes localisées sur le cercle ou sur

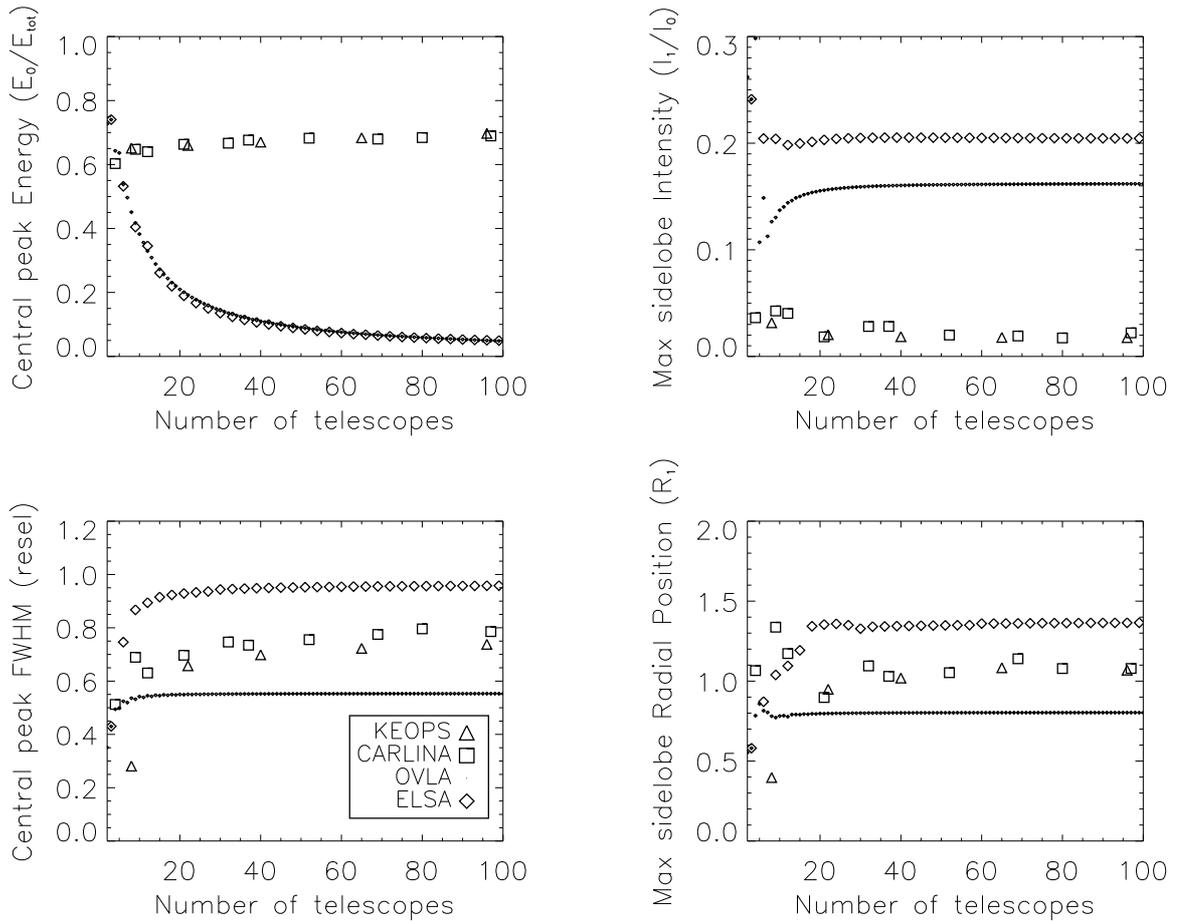


Fig. 4.7 – Paramètres de la FEP vs  $N_T$ .

L'énergie encerclée (en haut à gauche) et le niveau du halo résiduel (en haut à droite) reflètent la qualité de l'image. La largeur à mi-hauteur du pic central nous renseigne sur la finesse de l'image. La position du premier lobe secondaire maximal dans le champ propre (en bas à droite) devient constante quand il correspond à un lobe de la figure de diffraction du télescope géant équivalent (et non à lobe dû aux trous dans la pupille).

les 3 bras, de sorte que la pupille de sortie diffère peu de la pupille d'entrée. Ces configurations n'utilisent pas pleinement l'intérêt de la densification. Le gain sur la qualité d'imagerie est amoindri. Il en résulte une image faiblement contrastée, avec des lobes secondaires qui, comparés au pic central atteignent les 20% d'amplitude pour les aigrettes d'ELSA et 15% pour les anneaux de diffraction de OVLA. Entre 10 et 100 télescopes, on passe de 40% à seulement 5% d'énergie encerclée dans le pic central.

Qu'en est-t-il de la finesse du grain de l'image? On considère ici la largeur à mi-hauteur du pic central (FWHM). Le pic le plus étroit revient à OVLA, avec 0.55 fois le pouvoir de résolution (définie ici par le critère de Rayleigh, soit  $1.22\lambda/B_{i\ max}$ ). Cette propriété (liée à l'obstruction centrale) lui confère une meilleure résolution et un piqué très fin dans l'image. ELSA a sa largeur du pic proche de 1 à cause des aigrettes encore. Pour KEOPS et CARLINA, on constate que la largeur du pic augmente sensiblement en fonction du nombre de télescopes, en passant de 0.55 à 0.75 fois le pouvoir de résolution entre 10 et 100 télescopes, ce qui induit une légère perte en résolution. Ceci est dû au fait que si le nombre d'ouvertures est grand, le pic d'interférence central ressemble à une fonction de Bessel (pic d'Airy). S'il y a peu d'ouverture, la forme du pic est déformée (fonction hybride entre le pic d'Airy et le sinus carré des franges).

Pour finir, je considère la position du premier pic maximal secondaire dans le champ propre. Ce pic correspond soit à un lobe dû aux trous dans la pupille collectrice, soit au premier anneau d'Airy de la figure

de diffraction du télescope géant équivalent (on est très content dans ce dernier cas, car en limite de diffraction). On constate qu'au dessus de 20 télescopes, la position de ce pic est la même pour toutes les configurations. En revanche, en dessous de 20 télescopes, la position fluctue, ce qui signifie qu'on est limité par les lobes du halo dus à la pupille lacunaire en entrée qui a peu d'ouvertures. Je pense que 20 télescopes peut être considéré comme le nombre minimal d'ouverture pour avoir un interféromètre à image instantanée, c'est-à-dire avec une qualité d'image limitée essentiellement par la diffraction.

### 4.3.3 Influence du niveau de densification

#### Densification maximale

Les propriétés de la densification conviennent tout à fait à l'Imagerie à Très Haute Dynamique (ITHD). C'est d'ailleurs souvent le seul avantage des hypertélescopes mis en avant dans la communauté scientifique. C'est aussi parce que des concepts de recombinaison sont proposés en coronographie, faisant intervenir un nombre restreint de sous-pupilles (voir le projet VIDA, Sect. 7.2.2). C'est ce qui rend ce concept abordable à court terme, d'autant que la détection des exoplanètes est un sujet prioritaire.

Il est important de noter que le champ propre et le facteur de densification sont par définition inversement proportionnels. En effet, la densification maximale se produit quand deux sous-pupilles densifiées deviennent tangentes. En se servant de l'équation 2.4, on a :

$$D_o \text{ max} = \gamma_{\text{max}} D_i = B_i \text{ min} = s \quad (4.13)$$

D'où :

$$\gamma_{\text{max}} \propto s \quad (4.14)$$

Améliorer la sensibilité revient à maximiser  $\gamma$  et donc à minimiser le champ d'imagerie direct. En supposant que  $\gamma_d \gg \gamma_b$ , nous avons :

$$DIF = \frac{\lambda}{(\gamma - 1) D_i} \simeq \frac{\lambda}{\gamma D_i} \quad (4.15)$$

De plus, avec  $CLF = \frac{\lambda}{s}$  et en utilisant l'équation 4.13, on trouve la condition à respecter dans le cas de la densification de pupille :

$$\frac{\gamma_d}{\gamma_b} \simeq \frac{s}{D_i} \quad (4.16)$$

Cet optimum correspond à la densification maximale, quand les 2 sous-pupilles de sortie les plus proches sont en contact. Ainsi, la plus grande sensibilité est obtenue en égalisant le champ d'imagerie direct avec le champ propre (Lardière, 2007).

Le gain en luminosité par rapport au mode Fizeau vaut :

$$G_0 = \left( \frac{s}{D_i} \right)^2 \quad (4.17)$$

Le gain en sensibilité par rapport au mode Fizeau, en tenant compte de la surface collectrice totale, s'écrit :

$$G_S = N_T \frac{\pi D_i^2}{4} G_0 \quad (4.18)$$

$$G_S = \frac{\pi}{4} N_T s^2 \quad (4.19)$$

Le gain en sensibilité de la densification par rapport au Fizeau dépend donc de la base minimale et est indépendante du diamètre des télescopes. Si le diamètre est plus petit, on densifie davantage. La densification compense la faible surface collectrice (ou taux de remplissage  $\tau_{r_i}$ ) de la pupille d'entrée. La sensibilité dans l'image densifiée est fonction de la pupille de sortie, et non plus de la pupille d'entrée.

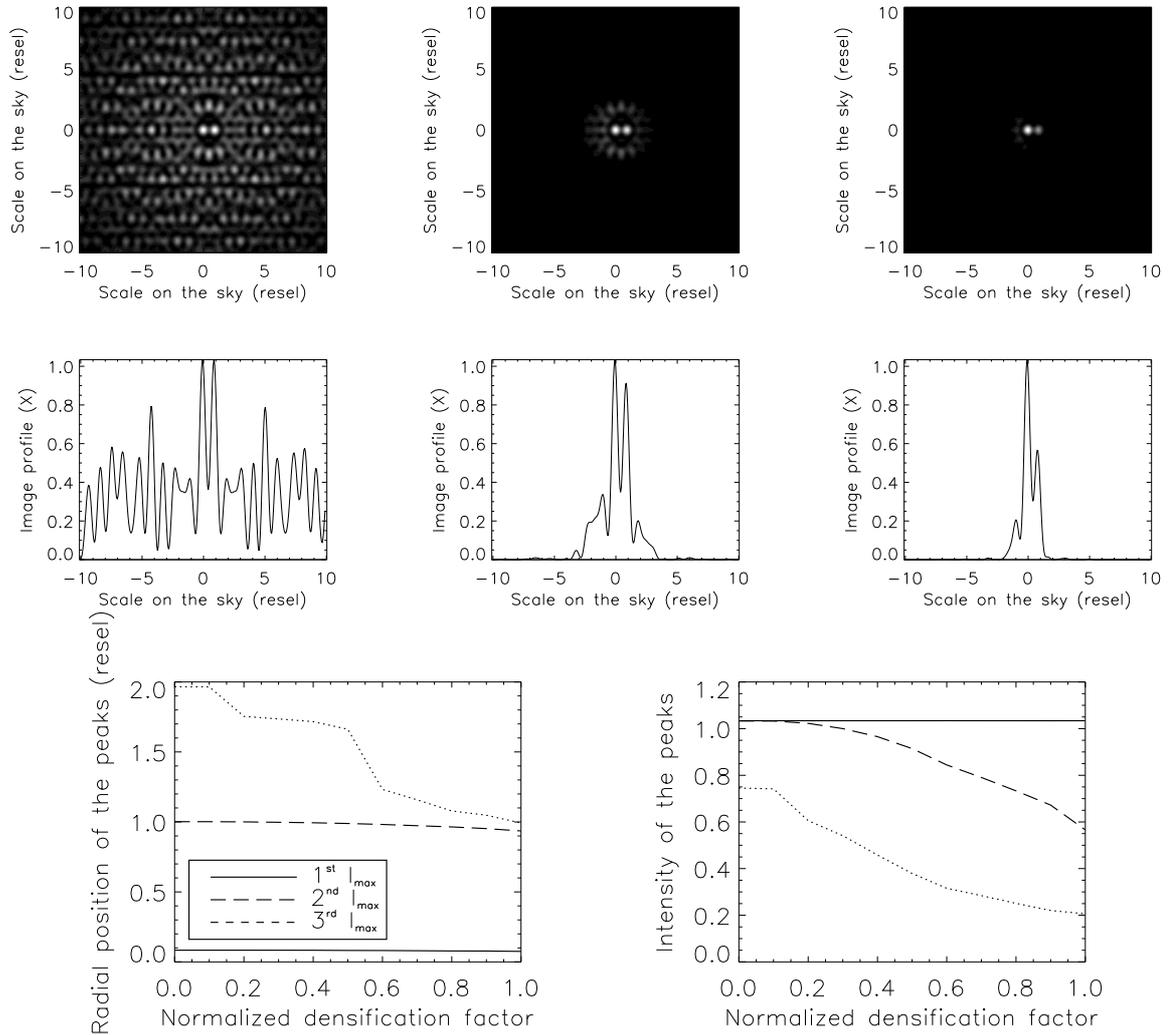


Fig. 4.8 – Influence du niveau de densification sur la distribution photométrique dans l'image. On considère le cas d'une binaire iso-photométrique, l'une sur l'axe, et l'autre au bord du champ propre. L'image obtenue avec la configuration KEOPS8 est montrée pour 3 niveaux de densification en mode DP (en haut de gauche à droite) : Fizeau ( $\gamma = 1$ ), densification partielle ( $\gamma = \gamma_{max}/2$ ) et densification maximale ( $\gamma = \gamma_{max}$ ). Les courbes (en bas) donnent l'évolution de la position radiale et de la photométrie des 3 lobes maximum, à savoir les 2 étoiles et le premier maximum secondaire. La photométrie est normalisée (Amplitude du pic central de la FEP égale à 1), et ne dépend pas de l'intensification  $\gamma^2$ . On s'intéresse ici à la photométrie relative entre les 2 étoiles  $\Delta I$ , qui vaut initialement  $\Delta I = 0$ . Il faut que la position de l'objet le plus hors-axe reste inférieure à un demi-rayon du champ d'imagerie directe pour ne pas affecter la photométrie différentielle de plus de 10%. Une densification partielle restitue mieux la photométrie d'une étoile en bord du champ propre. On définit le facteur de densification normalisé comme  $\gamma_n = \gamma/\gamma_{max}$ . A  $\gamma_n = 1$ , on a  $\Delta I = 40\%$ . A  $\gamma_n = 0.5$ , on a  $\Delta I = 10\%$  avec en contrepartie 4 fois moins de flux.

## Densification partielle

Nous étudions ici le cas de la densification partielle, avec  $\gamma$  variable. Les coefficients de densification  $\gamma_b$  et  $\gamma_d$  sont des paramètres libres du recombineur qui sont ajustés pour jouer sur la largeur du champ d'imagerie direct. L'image est alors formée du champ propre au centre entouré d'un résidu de lumière perdue plus ou moins étendu selon  $\gamma$ .

La figure 4.8 montre le cas d'une binaire avec une étoile sur l'axe et une étoile hors-axe de même magnitude. On constate que la photométrie différentielle entre les 2 étoiles est biaisée, car l'étoile hors-axe est atténuée par les bords de l'enveloppe. Une densification partielle (en diminuant  $\gamma$ ) limite ces effets de "sur-densification". On est dans le cas où le champ d'imagerie direct est compris entre le champ propre ( $\gamma = \gamma_{max}$ ) et le champ couplé ( $\gamma = 1$ ). L'enveloppe étant plus large, la photométrie est restituée plus uniformément sur les bords du champ propre. L'étoile hors-axe est moins atténuée, mais on a perdu en sensibilité. Il y a là encore un compromis à trouver sur le choix de  $\gamma$  en fonction de la taille et de la magnitude de l'objet.

L'autre alternative est le mode IRAN, qui a une enveloppe plane. On a intérêt à densifier au maximum dans tous les cas. La réponse photométrique est uniforme sur tout le champ propre, avec des résidus de lumière autour dans le champ d'imagerie direct (dont la largeur vaut 2 fois celle du champ propre).

## 4.4 Effets chromatiques

Considérons le cas d'une source polychromatique. Il faut tenir compte dans l'image d'un facteur d'échelle fonction de  $\lambda$ . La figure d'interférence est d'autant plus étalée que la longueur d'onde est grande. En effet, la position des zéros est proportionnelle à la longueur d'onde, comme dans une tache d'Airy.

Si l'étoile est sur l'axe, le pic central reste blanc. Si maintenant l'étoile est hors-axe (Fig. 4.9), il y a rougissement du pic central, du fait que l'enveloppe de diffraction rouge est plus large que l'enveloppe bleue. Si la bande spectrale devient très grande (cas où  $R = \lambda/\Delta\lambda = 2$ ), l'énergie bleue est rejetée dans les lobes secondaires au centre de l'image.

Notons que pour le mode HT, le chromatisme de l'enveloppe suit celui des franges. Par contre, les effets chromatiques ne sont pas les mêmes pour IRAN, car si l'enveloppe est achromatique (Vakili, 2004a), la figure d'interférence elle est fonction de  $\lambda$  (Lardière, 2007). Je n'ai pas approfondi, faute de temps.

Nous considérons ici qu'une lumière polychromatique affecte simplement la résolution spatiale de l'image densifiée. En effet, une augmentation de la bande spectrale se traduit par un élargissement du lobe de l'étoile. Cela dit, d'après des simulations, ces effets chromatiques restent négligeables tant que la résolution spectrale reste supérieure à 5 (soit une bande spectrale inférieure à 120nm dans le visible) : la dilution de l'énergie du pic central dans les lobes latéraux reste inférieure à 1% et l'élargissement du pic reste inférieur à 1%. Autrement dit, en lumière polychromatique, le pouvoir de résolution vaut toujours 1 resel au pourcent près tant que  $R > 5$ .

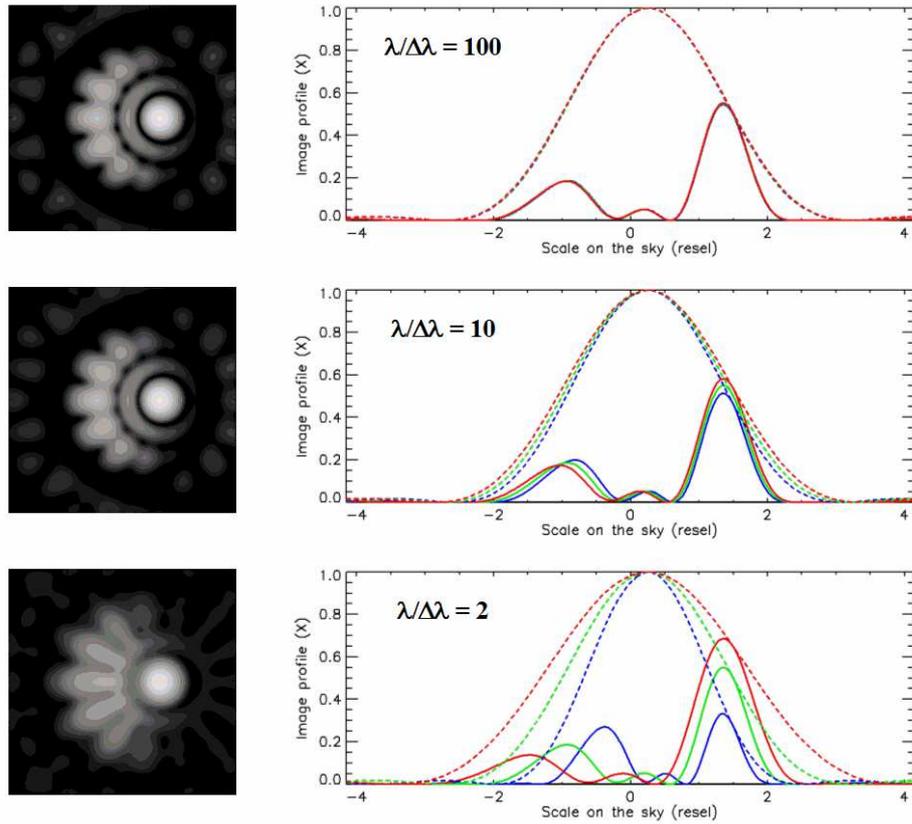


Fig. 4.9 – Effets chromatiques en imagerie directe.

On considère le cas d'une étoile hors-axe (à un demi-rayon de l'enveloppe du champ d'imagerie directe), obtenues en densifiant la pupille de la configuration KEOPS8 de 100m de diamètre externe. L'image logarithmique 2D (à gauche) est la somme de 3 images à 3 longueurs d'onde distinctes ( $\lambda - \Delta\lambda/2$ ,  $\lambda$  et  $\lambda + \Delta\lambda/2$ ). Le profil (à droite) représente la distribution d'intensité pour chacune des 3 longueurs d'onde. On observe principalement une perte de résolution spatiale, qui est d'autant plus critique que la résolution spectrale est faible :  $R = \lambda/\Delta\lambda = 100$  (haut),  $R = \lambda/\Delta\lambda = 10$  (milieu) et  $R = \lambda/\Delta\lambda = 2$  (bas).



## Chapitre 5

# Application de l'Imagerie Directe sur des objets astrophysiques

### 5.1 Cas d'un système stellaire multiple

Sous ce terme, nous désignons les binaires serrées, les systèmes d'étoiles multiples, les amas stellaires, les amas globulaires, ou encore les étoiles du centre galactique (dont on étudie les trajectoires perturbées par la présence d'un trou noir).

#### Sujet d'étude et simulations

Ici, nous considérons un cas d'école, avec 5 étoiles de même photométrie normalisée à 1 en amplitude. Une étoile est sur l'axe et les autres se situent à 1, 2, 3 et 5 resels de l'axe. La figure 5.1 montre les images instantanées obtenues pour les 4 configurations types avec 20, 40 et 100 télescopes, en densification de pupille ou d'image. Je reprends les 4 types de configurations de grands réseaux, avec un nombre variable de télescopes. On se place dans le cas où l'image est monochromatique et où le réseau est cophasé.

A 20 télescopes, les étoiles du centre sortent bien mais les étoiles du bord sont atténuées par l'enveloppe de diffraction en mode DP. C'est d'autant plus critique pour les configurations CARLINA et KEOPS qui ont un champ propre plus petit. Dans le cas de KEOPS, le mode DP restitue 2 étoiles, contre 4 étoiles en mode IRAN. Ceci est dû au fait que le champ d'imagerie direct IRAN est 2 fois plus large, mais aussi 4 fois moins lumineux. En réalité, les bords du champ d'imagerie direct IRAN sont aussi assombris comme en DP, à cause d'effets de diffraction (Lardière, 2007). A 40 télescopes, le champ propre s'élargit. Les étoiles en bord de champ sont mieux restituées. A 100 télescopes, il n'y a pas de gain significatif avec OVLA et ELSA, car toutes les étoiles étaient déjà présentes dans le champ propre avec 40 télescopes. Pour KEOPS, les étoiles sont bien visibles, mise à part en mode DP où l'étoile la plus excentrée (au bord du champ propre) est encore atténuée.

Comparons le cas redondant avec CARLINA et le cas non redondant avec KEOPS. Comme on n'imagine que 5 étoiles ici et vu le nombre de télescopes, la limite de crowding ne pose pas de problème. Par contre, les effets liés au champ couplé dépendent fortement du caractère redondant ou non du réseau.

Un point source couplé par l'interféromètre (i.e. dans le champ couplé) qui se trouve dans le champ propre va donner un pic central entouré d'un halo. Si maintenant ce point source est couplé mais se situe en dehors du champ propre, le pic central hors de l'enveloppe est quasiment éteint, et ce sont les lobes du halo autour tombant dans l'enveloppe qui sont amplifiés. Cet effet de couplage peut poser problème en générant des artefacts dans le champ propre.

Dans le cas redondant de CARLINA, cet artefact apparaît sous la forme d'un lobe secondaire relativement intense entouré d'un halo, qui polluent localement le champ propre. Soit le pic secondaire vient chevaucher une étoile, soit le pic est vu comme une étoile fantôme. Ceci rend difficile l'interprétation de l'image. Dans le cas non redondant de KEOPS, il apparaît juste un halo diffus. Ceci se traduit essentiellement par une perte

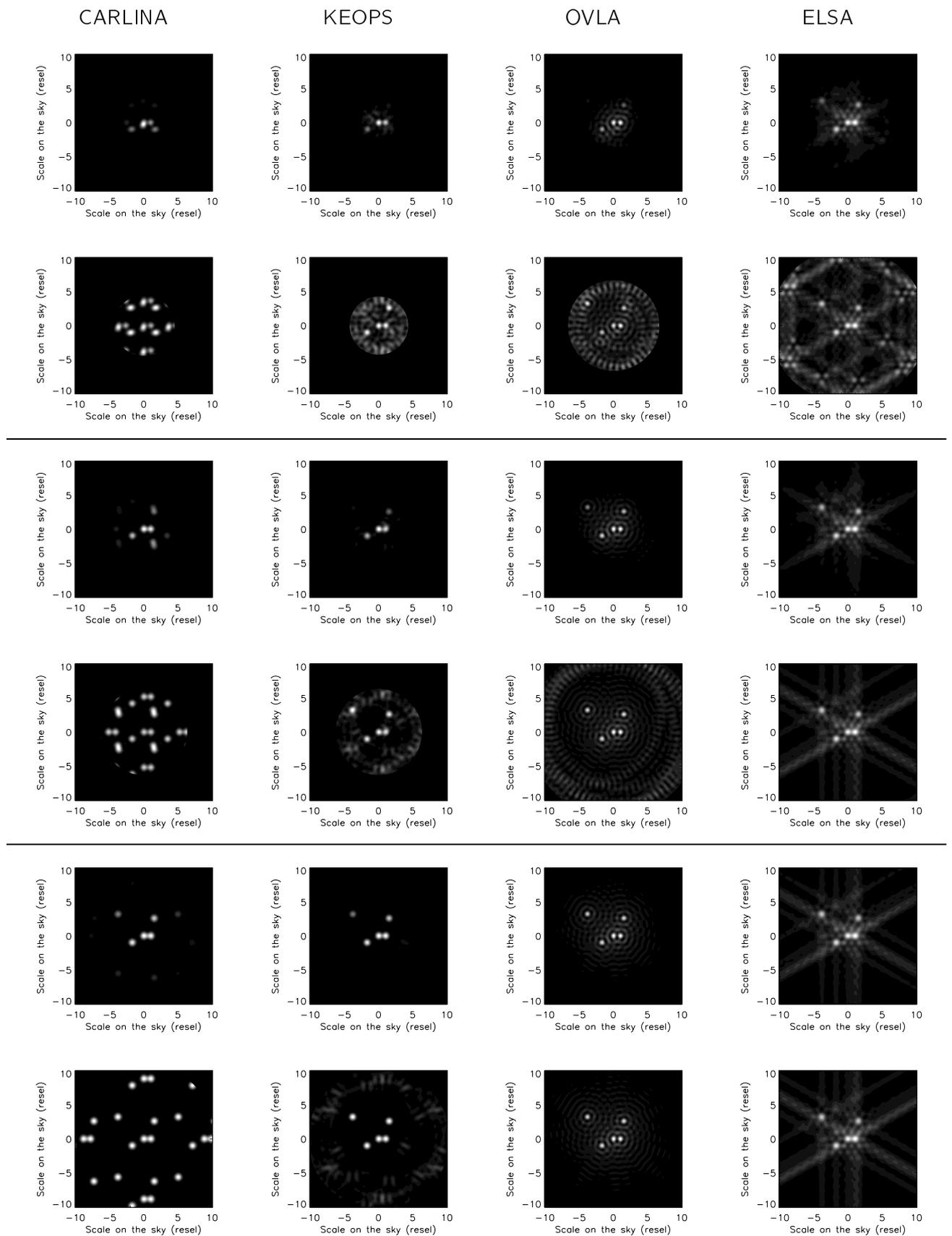


Fig. 5.1 – Images densifiées d'un amas de 5 étoiles. Les étoiles sont excentrées de 0, 1, 2, 3 et 5 *resels*. Les images sont obtenues avec 20 (haut), 40 (milieu) et 100 (bas) télescopes, pour les 4 types de réseaux inscrit dans un cercle de 1km. Sont montrés les 2 modes de densification, de la pupille (en dessus) et de l'image (en dessous).

de contraste uniforme dans le champ propre, ce qui est beaucoup moins problématique. On préférera donc là encore une configuration de télescopes non redondante pour l'imagerie.

### Analyse quantitative des paramètres astrophysiques

L'étude consiste à quantifier les paramètres de position radiale ( $R_k$ ), d'intensité ( $I_k$ ) et de largeur ( $FWHM_k$ ) des 5 étoiles. On déduit directement de ces paramètres les séparations angulaires entre les étoiles, leurs photométries et leurs diamètres (à noter que les étoiles sont ici ponctuelles, donc leur diamètre vaut en principe  $1\text{resel}$ ). Pour chaque image, les lobes sont détectés en repérant les 5 maxima locaux d'intensité. Je classe ensuite ces pics par ordre de position hors-axe croissante. Si le nombre de télescopes est faible, le programme détecte des faux maxima, qui traduisent une image de très mauvaise qualité où des étoiles sont noyées dans le halo. Les paramètres  $R_k$ ,  $I_k$  et  $FWHM_k$  correspondant sont aussi erronés, ce qui explique les courbes chahutées si  $N_T$  est faible. Dans le cas IRAN de CARLINA, le programme ne fonctionne pas à cause de l'ambiguïté entre les pics redondants. Pour les discriminer, je choisis de les détecter tous et je sélectionne les 5 pics les plus au centre.

La figure 5.2 montre les courbes d'évolution des 3 paramètres astrophysiques des étoiles en fonction du nombre de télescopes. Le tableau 5.1 donne les valeurs correspondantes pour les configurations KEOPS et OVLA en mode DP, avec  $N_T = \{10, 20, 40, 70, 100\}$ . Du fait du très petit champ propre avec KEOPS, seules 2 ou 3 étoiles sont proprement détectées en dessous de 40 télescopes. On constate que des lobes secondaires viennent s'intercaler entre les 2 étoiles au centre. Avec OVLA, c'est mieux, mis à part le cas à 10 télescopes. A 20 télescopes, il ne manque que l'étoile la plus excentrée, qui est encore hors du champ propre.

Le tableau 5.2 indique les valeurs des 3 paramètres des étoiles pour les 4 configurations à 100 télescopes, et ce pour les modes DP et IRAN. Je me place donc dans le cas le plus favorable, où toutes les étoiles sont dans le champ propre, pour comparer les configurations et les modes de recombinaison entre eux.

Les séparations angulaires entre les étoiles sont restituées à mieux que 3%, sauf pour ELSA où les erreurs atteignent les 30%. Ceci est dû aux aigrettes de diffraction dans l'image, qui déforment les pics, si bien que le photocentre n'est plus repéré à sa position initiale.

Les diamètres des étoiles sont estimés avec une précision meilleure que 1% pour CARLINA et KEOPS. On observe un biais pour l'étoile centrale de l'ordre de 10%, qui est dû au fait que l'étoile est polluée par le lobe de diffraction de l'étoile juste à côté. Il faudrait revoir la méthode de détection. Pour OVLA et ELSA, les erreurs sur la mesure du diamètre atteignent respectivement les 14% et 22%. En fait, les FWHM sont biaisées dans le cas de OVLA à cause de la forte obstruction centrale de la pupille qui rétrécit le pic central. L'effet est similaire pour ELSA. Ainsi, les valeurs mesurées sont toutes majorées de près de 10%. Cela dit, l'écart-type entre les mesures de FWHM atteint environ les 10%, ce qui traduit une dispersion entre les diamètres mesurés (tous égaux en théorie). La réponse astrométrique sur la mesure du diamètre n'est donc pas uniforme sur tout le champ.

Les photométries des étoiles sont biaisées principalement par l'enveloppe de diffraction en mode DP. Dans le cas de CARLINA ou KEOPS, la photométrie décroît à mesure qu'on s'éloigne de l'axe, si bien que l'étoile la plus excentrée est atténuée de 50% par rapport à l'étoile centrale. Le mode IRAN est d'ailleurs bien meilleur sur ce point car l'enveloppe est plane. Dans ce cas, la photométrie différentielle entre les étoiles reste inférieure à 1%. Dans le cas de OVLA ou ELSA, il n'y a pas de différence notable ici entre les 2 modes, car les étoiles n'occupent que la partie centrale du champ d'imagerie direct, là où l'enveloppe DP est encore quasi-plane. Par contre, les biais photométriques atteignent respectivement 25% et 45% sur les 2 étoiles les plus proches, car elles sont polluées respectivement par le premier anneau de diffraction de OVLA ou le premier lobe de l'aigrette de diffraction de ELSA. La réponse photométrique dans l'image est donc directement liée à la qualité de la FEP du réseau, c'est-à-dire que plus le niveau du halo de diffraction de la FEP est élevé, plus la photométrie dans l'image sera perturbée.

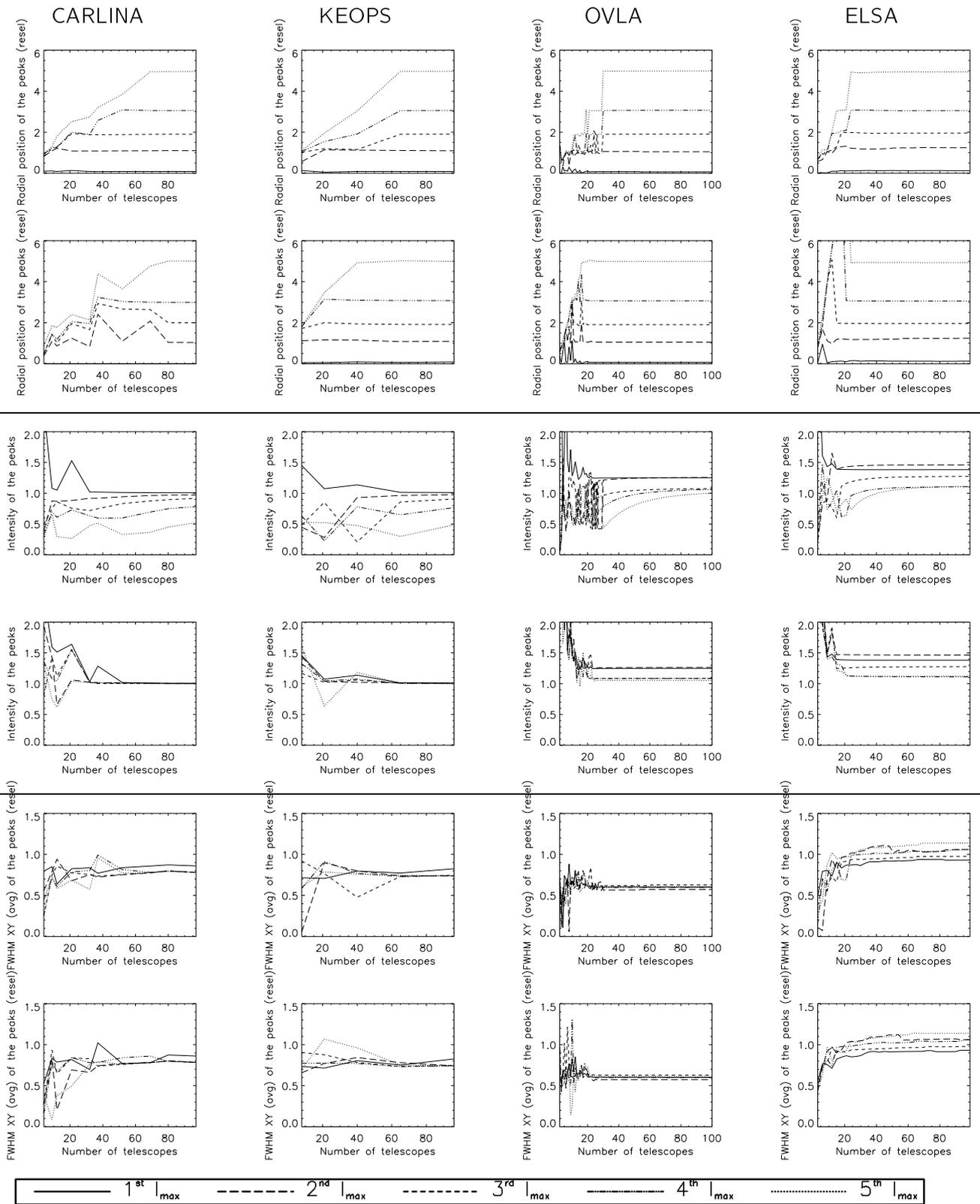


Fig. 5.2 – Evolution des paramètres astrophysiques d'un amas de 5 étoiles vs  $N_T$ . Position radiale des lobes (haut), Intensité normalisée des lobes (milieu) et largeur à mi-hauteur des lobes (bas). Sont montrés les 2 modes de densification, de la pupille (en dessus) et de l'image (en dessous). Les lobes sont détectés dans l'image en repérant les maxima locaux d'intensité. Les 5 pics maximum sont classés ensuite par ordre de leur position radiale hors-axe.

KEOPS						OVLA					
$N_T$	10	20	40	70	100	$N_T$	10	20	40	70	100
$R_1$	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	$R_1$	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
$R_2$	X	X	1.04	1.04	1.02	$R_2$	X	1.00	1.00	1.00	1.00
$R_3$	X	1.15	X	1.99	1.99	$R_3$	0.90	X	1.98	1.97	1.97
$R_4$	1.08	X	2.00	2.97	2.98	$R_4$	X	1.96	2.98	3.00	3.00
$R_5$	X	2.00	X	4.98	4.98	$R_5$	X	2.99	4.98	4.98	4.99
$I_1$	1.45	1.07	1.14	1.01	1.01	$I_1$	1.71	1.25	1.25	1.25	1.25
$I_2$	X	X	0.93	0.96	0.98	$I_2$	X	1.32	1.23	1.26	1.26
$I_3$	X	0.85	X	0.86	0.91	$I_3$	1.25	X	1.02	1.07	1.08
$I_4$	0.63	X	0.78	0.65	0.77	$I_4$	X	0.84	0.90	1.03	1.06
$I_5$	X	0.52	X	0.30	0.49	$I_5$	X	0.56	0.65	0.94	1.00
$FWHM_1$	1.27	1.08	1.14	1.07	1.12	$FWHM_1$	1.19	1.11	1.09	1.09	1.09
$FWHM_2$	X	X	1.14	1.02	1.00	$FWHM_2$	X	1.08	1.03	1.04	1.04
$FWHM_3$	X	1.17	X	1.01	1.01	$FWHM_3$	1.08	X	1.12	1.14	1.14
$FWHM_4$	1.05	X	1.10	1.01	1.01	$FWHM_4$	X	1.13	1.08	1.08	1.08
$FWHM_5$	X	1.20	X	1.03	1.01	$FWHM_5$	X	1.10	1.09	1.10	1.10

Tab. 5.1 – Paramètres astrophysiques d'un amas de 5 étoiles vs  $N_T$ .

Position radiale ( $R_k$ ), Intensité normalisée ( $I_k$ ) et largeur à mi-hauteur ( $FWHM_k$ ), pour les configurations KEOPS et OVLA en fonction de  $N_T$ . Les positions radiales valent théoriquement 0, 1, 2, 3 et 5 *resels*, où l'origine (0) est la position du pic central. L'intensité et la largeur à mi-hauteur des étoiles sont normalisées à 1.

Réseau Mode	CARLINA		KEOPS		OVLA		ELSA	
	DP	IRAN	DP	IRAN	DP	IRAN	DP	IRAN
$R_1$	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00	0.00
$R_2$	1.03	1.03	1.02	1.03	1.00	1.00	1.30	1.30
$R_3$	1.99	2.00	1.99	2.00	1.97	1.97	1.96	1.96
$R_4$	2.98	2.99	2.98	2.99	3.00	3.00	3.00	3.00
$R_5$	4.98	5.01	4.98	5.01	4.99	4.99	4.82	4.82
$I_1$	1.01	1.01	1.01	1.01	1.25	1.25	1.38	1.38
$I_2$	0.97	1.00	0.98	1.01	1.26	1.26	1.46	1.46
$I_3$	0.92	1.00	0.91	1.01	1.08	1.09	1.27	1.28
$I_4$	0.78	1.00	0.77	1.00	1.06	1.08	1.11	1.11
$I_5$	0.52	1.00	0.49	1.00	1.00	1.05	1.11	1.12
$FWHM_1$	1.09	1.10	1.12	1.12	1.09	1.09	1.00	1.00
$FWHM_2$	0.99	1.00	1.00	1.00	1.04	1.04	1.13	1.14
$FWHM_3$	0.99	1.00	1.01	1.01	1.14	1.14	1.05	1.05
$FWHM_4$	1.00	1.00	1.01	1.00	1.08	1.08	1.13	1.14
$FWHM_5$	0.99	1.00	1.01	1.01	1.10	1.11	1.22	1.22

Tab. 5.2 – Paramètres astrophysiques d'un amas de 5 étoiles pour des réseaux à 100 télescopes.

Position radiale ( $R_k$ ), Intensité normalisée ( $I_k$ ) et largeur à mi-hauteur ( $FWHM_k$ ). Les positions radiales théoriques valent 0, 1, 2, 3 et 5 *resels*. L'intensité et la largeur à mi-hauteur sont normalisées à 1.

## En résumé

La condition sine qua non pour détecter proprement une étoile est qu'elle tombe dans le champ propre, c'est-à-dire que sa position hors-axe reste inférieure à  $\frac{\lambda}{2s}$ .

KEOPS offre la meilleure restitution des paramètres stellaires : photométries ( $< 1\%$ ) et diamètres ( $< 1\%$ ) des étoiles, séparations ( $< 3\%$ ) entre elles. Mais ceci n'est vrai que sur un champ réduit, ce qui limite cette configuration à l'étude de systèmes compacts comme les étoiles symbiotiques et les binaires serrées en interaction. OVLA est intéressante car elle a un grand champ propre qui convient bien aux amas ouverts relativement étendus. En contre-partie, on observe une dégradation des mesures d'intensité ( $< 25\%$ ) et de diamètre ( $< 15\%$ ), tandis que les positions relatives ( $< 3\%$ ) des étoiles sont bien conservées. ELSA et CARLINA ne sont pas optimisés, le premier à cause des aigrettes de diffraction, le deuxième à cause de la redondance.

La limite de crowding, donnée par l'équation 4.4, nous dit qu'il faut au moins autant de télescopes que d'étoiles. Le cas d'un amas de 50 étoiles ponctuelles est présenté à la figure 1 de l'article de Lardière (2007) (Sect. 4.1.7). Le nombre d'étoiles réellement détectables reste tributaire du rapport signal/bruit.

## 5.2 Etude des structures des surfaces stellaires

### 5.2.1 Comparaison entre les méthodes d'imagerie des surfaces stellaires

#### Limitations propres à l'Imagerie Doppler

L'imagerie Doppler reconstruit des cartes de brillance d'étoiles à partir de données spectroscopiques, par une analyse de l'élargissement Doppler des raies spectrales dû à la rotation stellaire (Rice 1989, 1996). Une inhomogénéité à la surface de l'étoile, une tache par exemple, produit une déformation du profil de la raie. Une méthode d'inversion permet de retrouver la position en longitude et en latitude de la tache. On peut ainsi restituer la distribution spatiale des éléments chimiques de l'étoile, mais cette méthode présente plusieurs limitations intrinsèques (Rice, 1989).

En premier lieu, le principe d'Imagerie Doppler ne s'applique qu'aux rotateurs rapides, pour lesquels l'élargissement Doppler est dominé par la rotation. De plus, les observations doivent avoir une bonne couverture temporelle pendant au moins une période de rotation stellaire.

En second lieu, la méthode de reconstruction de l'image est un problème d'inversion mal-posé, car on essaie de reconstruire une image 2D de l'étoile à partir de l'information spectrale 1D. Ce manque d'information génère des biais dans l'image reconstruite. Tout d'abord, la reconstruction est d'autant plus critique que l'incertitude sur le choix des paramètres  $i$  et  $V \sin(i)$  est grande et que  $V \sin(i)$  est petit;  $i$  est l'angle d'inclinaison de l'axe de rotation de l'étoile avec la direction de visée, et  $V$  est la vitesse de rotation de l'étoile. Ensuite, on note un manque de résolution en latitude proche de l'équateur. Des artefacts peuvent ainsi être générés dans l'image, avec par exemple l'apparition de bandes fantômes vers l'équateur ou de taches fantômes proches des pôles. D'une manière générale, cette technique d'imagerie ne favorise pas l'imagerie d'étoiles couvertes de grandes taches, notamment aux latitudes polaires. Enfin, dans le cas d'une étoile visible par l'équateur ( $i = 90^\circ$ ), il y a ambiguïté totale entre les deux hémisphères.

En fin de compte, pour pouvoir appliquer l'Imagerie Doppler, l'étoile observée doit avoir une inclinaison d'environ  $i = 20 - 70^\circ$  et une vitesse de rotation projetée d'environ  $V \sin(i) = 30 - 80 \text{ km/s}$ . Pour une étoile froide, la largeur de la raie est de l'ordre de  $10 \text{ km/s}$  ce qui fournit une image de 2 à 8 resels (Hatzes, 1996a).

#### Apports de l'Imagerie Doppler Interférométrique

Ces problèmes sont résolus en partie par l'Imagerie Doppler Interférométrique, qui combine l'Imagerie Doppler et l'interférométrie différentielle (Vakili, 1998). L'Imagerie Doppler est appliquée non seulement aux profils spectraux, mais aussi aux profils des photocentres à travers les raies spectrales.

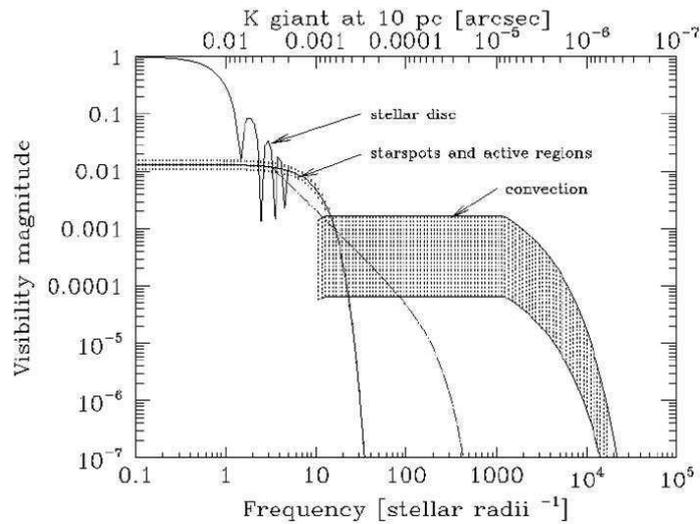


Fig. 5.3 – Visibilités attendues pour détecter des phénomènes à la surface d’une géante. Les fréquences spatiales sont exprimées en rayon stellaire inverse. L’étoile de type K, située à  $10pc$ , est modélisée avec des taches dont le diamètre vaut 10% du diamètre stellaire et dont l’intensité vaut 0.4 fois celle de la surface. Des cellules convectives sont rajoutées avec un contraste compris entre 1% et 10%. (Extrait de von der Lühe (1996)).

On obtient une information 2D sur les photocentres (moments du 1<sup>er</sup> ordre) à différentes longueurs d’onde, de sorte que les inhomogénéités proches du bord sont plus facilement reconstruites. En exploitant au mieux les données spectro-interférométriques, une reconstruction adéquate corrige de manière relativement fiable les artefacts liés à l’Imagerie Doppler (Jankov, 2001).

Cela dit, rien n’est parfait, et la reconstruction reste tributaire du bruit de mesure. De plus, rappelons que ces méthodes ne s’appliquent qu’aux rotateurs rapides.

### Intérêt de l’Imagerie à Synthèse d’Ouverture

L’Imagerie à Synthèse d’Ouverture Optique (SOO) peut s’appliquer à n’importe quelle étoile, quelle soit en rotation ou non. Elle a son rôle à jouer par rapport aux méthodes précédemment citées, qui n’ont pas la même qualité de restitution d’image selon la position considérée sur la surface stellaire.

La figure 5.3 donne le niveau de visibilité attendu pour chacun des phénomènes observables à la surface d’une étoile géante de type K (von der Lühe, 1996). On résoud d’abord le diamètre stellaire, puis les taches stellaires ( $V = 10^{-2}$ ) et enfin le plus dur, les phénomènes de convection ( $V = 10^{-3}$ ).

La précision sur les mesures de visibilité attendue est donc élevée. De plus, ces valeurs donnent le niveau de détection de ces phénomènes pour une mesure de visibilité à 2 télescopes. Une image 2D ne peut être reconstruite qu’avec un grand nombre de télescopes, pour avoir suffisamment de paramètres sur l’objet sans recourir à un modèle hypothétique trop compliqué et trompeur. Enfin, l’Imagerie à Synthèse d’Ouverture requiert dans tous les cas une résolution spatiale plus grande que l’imagerie Doppler, d’au moins  $1mas$  (Lena, 2004).

### Avantages de l’Imagerie Directe

L’Imagerie Directe fournit des mesures directes photométriques à n’importe quel rayon ou latitude de l’étoile. Pas besoin là non plus que l’étoile soit en rotation. Cela dit, l’Imagerie Directe requiert à la fois une haute résolution spatiale ( $1mas$  à  $0.1mas$ ), un champ utile suffisant (5 resels par 5 resels au moins) et une

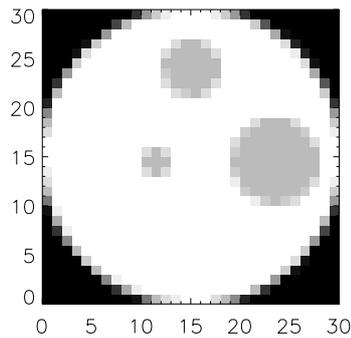


Fig. 5.4 – Modèle d’une étoile à 3 taches utilisé pour les simulations.

L’étoile a un diamètre de  $5 \text{ resels}$ , avec 3 taches circulaires de largeur  $0.5$ ,  $1$  et  $1.5 \text{ resels}$  et de contraste  $0.5$ . Les taches sont excentrées de  $0.2$ ,  $0.6$  et  $0.6$  fois le rayon stellaire.

dynamique relativement élevée (de  $10^2$  à  $10^3$ ). Avec une résolution suffisante, on accède aux paramètres physiques des taches, à savoir leur nombre, leur position, leur étendue, leur contraste et leur forme.

Bien que les taches stellaires aient été détectées par Imagerie Doppler et d’autres techniques dérivées, leur existence reste controversée, en particulier pour les taches polaires (Strassmeier, 1996; Byrne, 1996). Les spots peuvent être des artefacts de reconstruction, à moins de les contraindre avec des mesures photométriques simultanées (Vogt, 1996). Une image directe de la surface peut infirmer ou confirmer l’existence des taches.

Autre idée, en combinant l’Imagerie Directe avec la spectrométrie, on peut dissocier les taches de température, dues à un fort gradient thermique, et les taches d’abondance chimique, dues à des éléments chimiques localisés en un point, dont le rayonnement diffère du continuum autour de la tache.

Un autre point mal compris est la relation entre la structure chromosphérique et la structure photosphérique de l’étoile. Les traceurs photosphériques apparaissent sous forme de spots tandis que les traceurs chromosphériques apparaissent sous forme de flocules. Ceci vient du fait que les raies chromosphériques ont des formes compliquées et que la formation de ces raies est mal comprise. Les larges raies d’émission en  $H_\alpha$  ont été vues dans beaucoup d’étoiles et on suppose qu’elles proviennent d’une enveloppe fine ( $\simeq 2R_*$ ) en forme de coquille. La comparaison entre une image de la photosphère et une image de la chromosphère en  $H_\alpha$  peut confirmer la structure fine en coquille de l’émission  $H_\alpha$  (Hatzes, 1996a).

Il reste à démontrer quelle contribution apporte l’Imagerie Directe par rapport à la Synthèse d’Ouverture Optique. Celle-ci reste en effet tributaire des méthodes de reconstruction d’image. Une image directe à haute résolution semble beaucoup plus pertinente et efficace pour distinguer sans ambiguïté la nature et la forme des structures complexes à la surface d’étoiles. De plus, un hypertélescope a le gros avantage de fournir une image instantanée. Une haute résolution temporelle peut s’avérer décisive pour étudier les phénomènes rapides à la surface d’étoiles, qui évoluent sur des périodes de quelques heures.

## 5.2.2 Performances requise pour l’Imagerie Directe

### Sujet d’étude et simulations

Je considère une étoile avec 3 taches à sa surface (Fig. 5.4). Ces taches circulaires ont un diamètre de  $0.5$ ,  $1$  et  $1.5 \text{ resels}$  pour un diamètre d’étoile de  $5 \text{ resels}$ . Le contraste tache/continuum est choisi égal à  $0.5$  pour rendre visible les taches à l’œil.

La figure 5.5 montre les images de l’étoile à taches obtenues pour les 4 types de réseaux avec 20, 40 et 100 ouvertures. La figure 5.6 donne le profil de l’étoile à taches comparée au disque uniforme dans le cas de KEOPS.

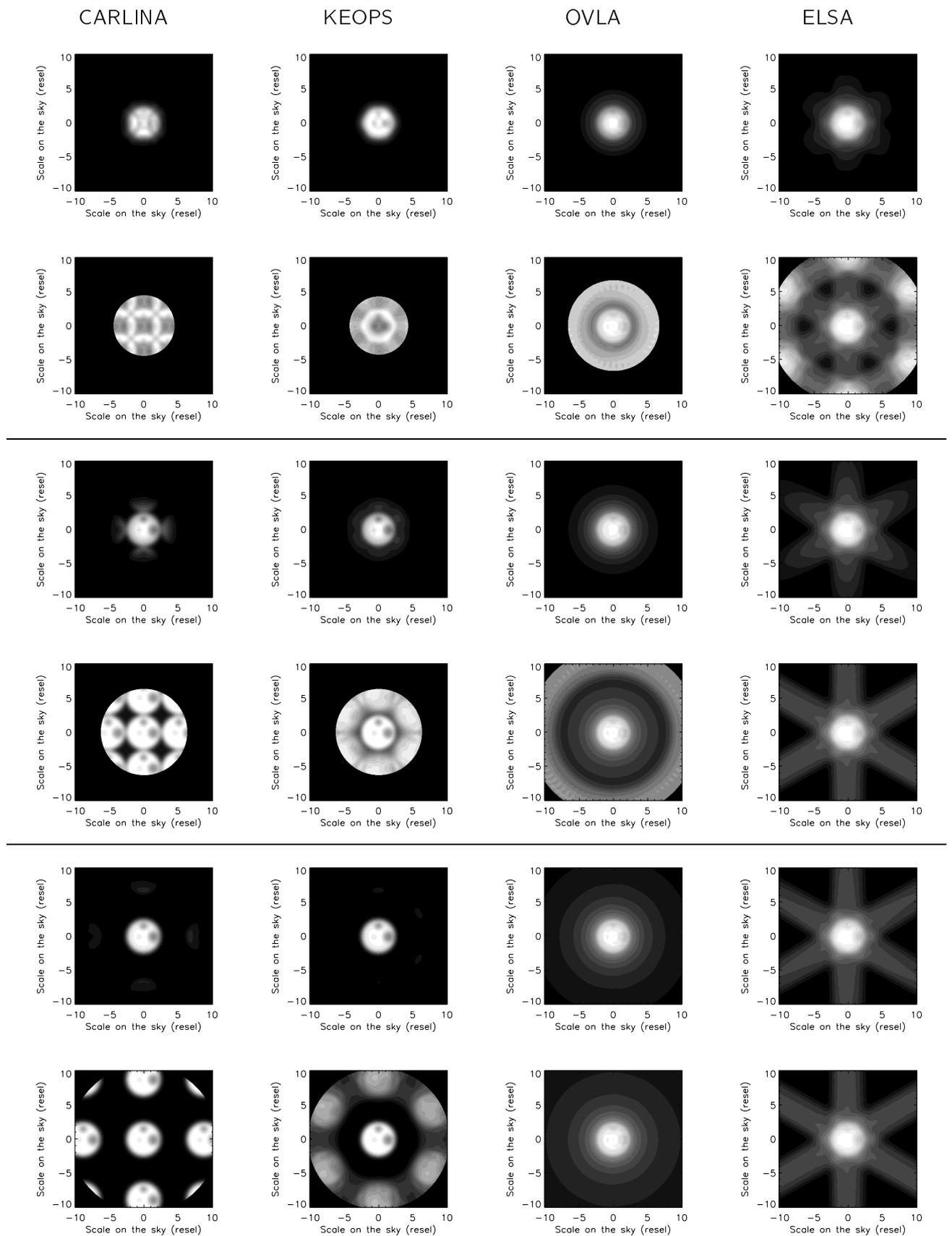


Fig. 5.5 – Images densifiées d'une étoile à 3 tâches.

L'étoile est observée avec un réseau inscrit dans un cercle de  $1km$  et composé de 20 (haut), 40 (milieu) et 100 (bas) télescopes. Sont montrés les 2 modes de densification, de la pupille (en dessus) et de l'image (en dessous).

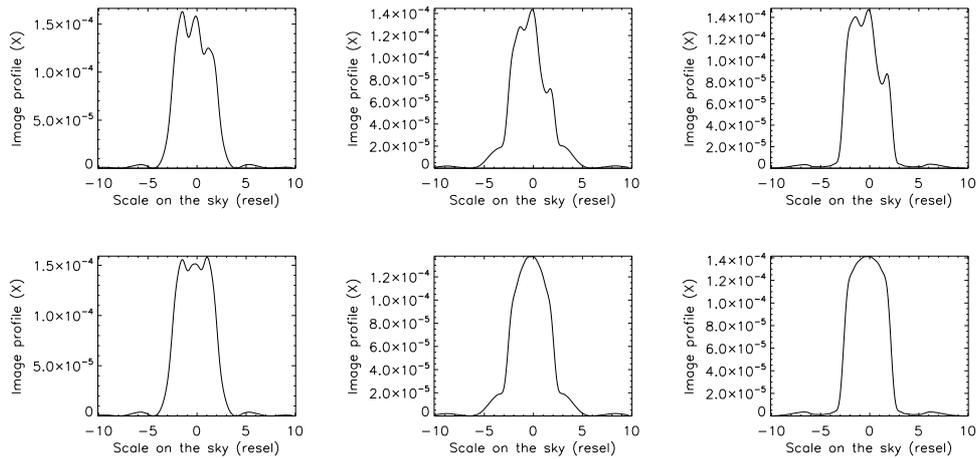


Fig. 5.6 – Images densifiées (profil) d'une étoile à 3 tâches.

Le profil de l'étoile à taches (haut) est comparé à celui d'un disque uniforme (bas) pour les configurations KEOPS à 20, 40 et 100 télescopes (de gauche à droite). Le profil passe par la plus petite et la plus grande tache. La normalisation est à intégrale unitaire. KEOPS restitue bien la position des taches repérées par leur minimum local. La photométrie de la tache au bord est biaisée par rapport à celle du centre. Le niveau du continuum est difficile à quantifier (pas de plateau significatif). A 20 télescopes, le diamètre dépasse légèrement celui du champ propre. L'énergie tronquée est rejetée dans la zone diamétralement opposée. Il en résulte un anneau plus intense sur le contour de l'étoile, le centre de l'étoile apparaissant moins brillant. Ceci est visible sur le profil avec les lobes sur les bords, et sur l'image 2D à la figure 5.5. Cet effet de repliement explique en partie la déformation des taches. A 40 télescopes, il reste de l'énergie diluée au pied de l'étoile. A 100 télescopes, le centre de l'étoile est photométriquement uniforme (plateau), mais les bords de l'étoile restent arrondis à cause de l'enveloppe de diffraction. Si on considère le cas IRAN, la distribution photométrique du disque est plus uniforme, mais on observe toujours un effondrement de la photométrie au bord ; ceci provient sans doute du fait que l'étoile n'est pas assez grande devant le resel, si bien que la convolution de l'objet par le pic central est encore visible sur les bords.

A 20 télescopes, l'étoile rentre dans le champ propre de OVLA et ELSA, mais elle déborde du champ propre de KEOPS ou CARLINA, si bien qu'il se produit des effets de repliement de champ dans la fonction d'interférence. A 40 télescopes, il apparaît clairement que la restitution des taches est bien meilleure avec KEOPS ou CARLINA que avec OVLA ou ELSA. Même si ces 2 derniers réseaux détectent les taches, celles-ci sont nettement moins contrastées. A 100 télescopes, on ne gagne pas grand chose au niveau de la surface. Cela dit, le champ propre s'élargit de sorte que les reliquats de lumière sont repoussés vers l'extérieur. Le contour de l'étoile ressort mieux, et on retrouve une distribution d'intensité uniforme sur le disque (excepté les 3 taches). Dans le cas de OVLA, l'étoile bave autour, à cause encore une fois de la contribution du halo en chaque point, qui fait monter le fond lumineux. Dans tous les cas, le mode IRAN est moins efficace car près de la moitié de l'énergie est perdue en bord du DIF.

### D'où l'importance du contraste

Le contraste est important pour l'imagerie d'objets étendus, et ce pour 2 raisons. La première est que dans le cas de l'imagerie des surfaces des géantes rouges, les taches stellaires ont un contraste très faible ( $\simeq 10^2$ ), bien que cela soit moins critique dans le visible. La deuxième est que les effets de diffraction ont pour effet de lisser l'image. En effet, chaque point de la surface de l'étoile apporte une contribution dans l'image sous la forme d'un pic entouré d'un halo de diffraction, dont le niveau est directement défini par la FEP. Si la FEP est de mauvaise qualité, ce halo va être réimagé autour de chaque point de l'image. La

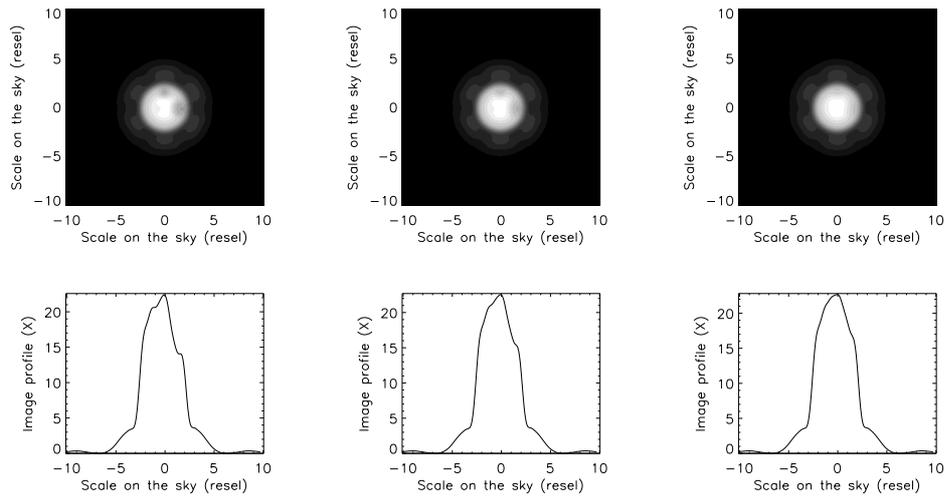


Fig. 5.7 – Images de la surface d’une étoile vs contraste des taches.

On considère le cas d’une étoile dont les taches sont 30%, 20% et 10% moins lumineuses par rapport au continuum (de gauche à droite). Le minimum local de la petite tache au centre disparaît à 80%. A 90% les taches au bord sont juste détectables en analysant les variations du profil d’intensité. Le contraste reste le paramètre critique, qui requière de la dynamique, et donc une FEP de bonne qualité.

superposition de tous ces halos entraîne une chute de contraste globale sur toute l’image.

Vue la mauvaise qualité de leur FEP, OVLA ou ELSA fournissent une image faiblement contrastée. KEOPS fournit la meilleure dynamique et en celà le meilleur contraste, car il a une FEP de bonne qualité. Cela dit, imager de faibles contrastes reste un point dur (Fig. 5.7).

### Influence du diamètre de l’objet en fonction de la taille du champ propre

L’imagerie densifiée est optimale si l’étoile à la même taille que le champ propre (Fig. 5.8). Plus petite, l’étoile est sous-échantillonnée. Plus grande, elle est saturée par repliement de champ. Ceci montre bien que le champ d’imagerie exploitable est fonction du réseau, et non de la densification.

Pour fixer les idées, rappelons que la FEP n’est rien d’autre que la fonction d’interférence multipliée par l’enveloppe, donc la densification (qui joue seulement sur la largeur de l’enveloppe) ne peut pas modifier les motifs de la fonction d’interférence. S’il y a pollution lumineuse par des objets hors du champ propre, ça apparaît déjà dans la fonction d’interférence, la densification ne faisant que concentrer plus de lumière au centre.

### Influence de la densification partielle

Nous avons vu que le champ d’imagerie utile est imposé par le réseau et que la densification ne réduit pas le champ et n’empêche pas le repliement de champ si l’objet est plus grand que le champ propre. On a donc intérêt à densifier au maximum. Cela dit, une densification partielle est préconisée si l’objet est en bord du champ propre. En effet, il y a atténuation photométrique par l’enveloppe de diffraction. En mode DP, la différence photométrique de centre à bord atteint 40% en densification maximale, et 10% en densification partielle à  $\gamma_{max}/2$  (Fig. 4.8). On peut donc avoir intérêt à dédensifier pour uniformiser la réponse photométrique sur tout le champ propre. Il y a là un compromis à trouver entre l’uniformité photométrique et la sensibilité. En mode IRAN, le problème ne se pose pas puisque l’enveloppe est plane (Fig. 5.9).

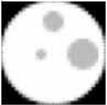
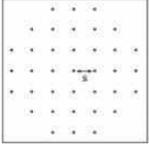
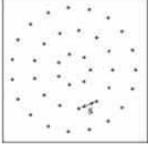
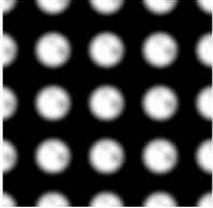
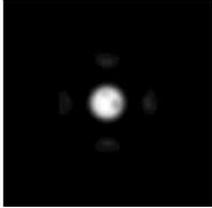
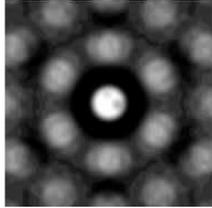
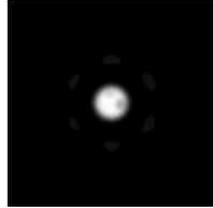
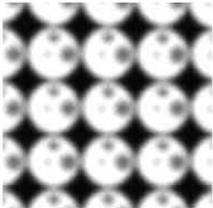
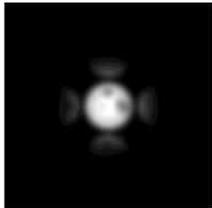
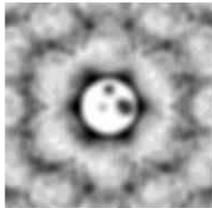
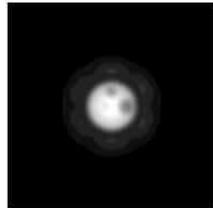
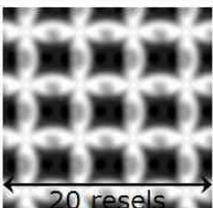
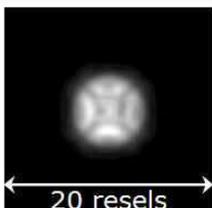
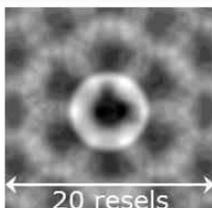
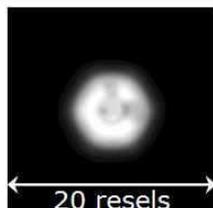
<b>Etoile à 3 taches</b> ( $D_* = 5$ resels) 	Réseau <b>CARLINA 40</b> (redundant) 		Réseau <b>KEOPS 40</b> 	
	<b>F<sup>t</sup> d'interférence</b>	<b>Image densifiée</b>	<b>F<sup>t</sup> d'interférence</b>	<b>Image densifiée</b>
<b><math>D_* = 0.6</math> CLF</b>				
<b><math>D_* = \text{CLF}</math></b>				
<b><math>D_* = 1.4</math> CLF</b>	 ← 20 resels →	 ← 20 resels →	 ← 20 resels →	 ← 20 resels →

Fig. 5.8 – Influence du diamètre de l'objet vs taille du champ propre.

L'étoile à taches a un diamètre égal à 0.6 fois, 1 fois et 1.4 fois le diamètre du champ propre (de haut en bas), dans le cas des configurations CARLINA40 (cas redondant) et KEOPS40 (cas non redondant). Si l'étoile est plus petite que le champ propre, elle est faiblement résolue, si bien que la petite tache au centre n'est plus visible. L'étoile plus grande que le champ propre est saturée, à cause du repliement de la fonction d'interférence. Le fait de densifier ou non ne change rien. Il faut idéalement adapter la taille de l'objet à celle du champ propre. L'imagerie d'un objet "riche" devient difficile dès que sa taille excède celle du champ propre.

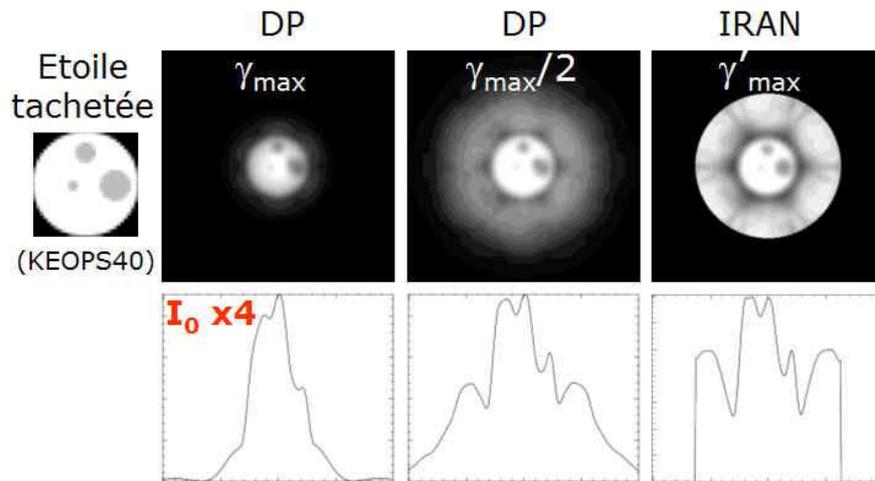


Fig. 5.9 – Effet de la densification variable sur une étoile à 3 taches.

De gauche à droite : Configuration KEOPS40 en mode DP à  $\gamma_{max}$ , en mode DP à  $\gamma_{max}/2$  et en mode IRAN à  $\gamma'_{max}$ . Le diamètre de l'étoile est égal à celui du champ propre. En dédensifiant d'un facteur 2 en mode DP, on restitue mieux le bord de l'étoile. On retrouve le plateau du disque et les lobes sont mieux restitués. En comparaison est montré le mode IRAN, qui n'est pas biaisé par l'enveloppe.

### Quelle couverture du ciel est accessible en imagerie directe ?

Le tableau 5.3 donne un aperçu des types d'étoiles imageables par un réseau donné. On définit 4 types de réseaux en fonction de leur pouvoir de résolution  $resel = B_{i\ max}/\lambda$ , exprimé en *mas*. On considère 3 largeurs de champ propre, à savoir 3, 5 et 10 resels, et on en déduit la taille angulaire en *mas* d'une étoile qui remplit le champ propre. A partir de là, on calcule pour chaque cas la distance et la magnitude apparente d'étoiles de différents types spectraux, dont on connaît le diamètre et la magnitude absolue (Allen, 2000).

Pour un nombre de resels souhaité sur la surface de l'étoile, on constate que plus le réseau a un grand pouvoir de résolution, plus l'étoile doit se trouver loin et moins elle est brillante. Pour un réseau donné, plus on souhaite imager l'étoile sur un grand nombre de resels, plus l'étoile doit se trouver près.

Un réseau de 10*mas* de résolution est insuffisant pour imager des étoiles. La grande majorité des étoiles de la séquence principale ne peut être imagée que par des réseaux ayant une résolution d'au moins 0.1*mas*. Avec 1*mas*, on obtient seulement des images de 3 par 3 resels sur des étoiles de type spectral G, K ou M. Les géantes et super-géantes sont imageables avec une résolution d'au moins 1*mas*, avec des magnitudes inférieures à 5 et des distances de quelques dizaines à quelques centaines de parsecs. Avec 0.1*mas*, les magnitudes restent en dessous de 10, et les distances oscillent entre plusieurs centaines ou milliers de parsecs.

Si l'on observe par exemple des objets de l'amas du Taureau (à 20*pc*) avec une résolution de 1*mas*, on accède à des images de 5 par 5 resels de géantes de type K ou M. Avec 0.1*mas* de résolution, on fait des images de 3 à 5 resels de large d'étoiles de la séquence principale. On fait encore des images de 20 par 20 resels de géantes ou de super-géantes, ce qui implique d'avoir un plus grand nombre de télescopes pour ne pas être limité par le crowding.

Ainsi, on voit grâce à ce tableau que le dimensionnement d'un réseau de télescopes pour l'imagerie doit prendre en considération les étoiles du ciel réellement observables. Il faut tenir compte de la taille de l'étoile (qui conditionne le diamètre du champ propre) et de la résolution souhaitée (qui définit la largeur en resels de l'image). L'imagerie des surfaces stellaires se restreint essentiellement aux géantes et super-géantes rouges, qui sont suffisamment grosses et brillantes. L'accès aux étoiles de la séquence principale requiert un gain en résolution d'un facteur 10 au moins, soit en travaillant dans le visible, soit en passant à des bases kilométriques, soit les deux.

			$B_{i\ max}$	200m	1km	200m	1km				
			$\lambda$	10 $\mu$	10 $\mu$	1 $\mu$	1 $\mu$				
			$D_{resel}$	10mas	2mas	1mas	0.2mas				
			$D_*$	3resels	3resels	3resels	3resels				
			$D_*$	30mas	6mas	3mas	0.6mas				
Type	Sp	R/R $_{\odot}$	M(V)	d (pc)	$m_V$	d (pc)	$m_V$	d (pc)	$m_V$	d (pc)	$m_V$
MAIN	O5	12	-5.7	-	-	-	-	-	-	180	1
SEQ.	B5	3.9	-1.2	-	-	-	-	-	-	59	3
V	G5	0.92	5.1	-	-	-	-	-	-	14	6
	K5	0.72	7.35	-	-	-	-	-	-	11	8
	M0	0.6	8.8	-	-	-	-	-	-	9	9
GIANTS	G5	10	0.9	-	-	15	2	30	3	150	7
III	K5	25	-0.2	-	-	38	3	75	4	376	8
	M0	40	-0.4	-	-	60	3	120	5	601	8
SUPER	B5	50	-6.2	-	-	-	-	-	-	752	3
GIANTS	G5	150	-6.2	-	-	226	1	451	2	2256	6
I	K5	400	-5.8	-	-	601	3	1203	5	6015	8
	M0	500	-5.6	-	-	752	4	1504	5	7519	9
			$D_*$	5resels	5resels	5resels	5resels				
			$D_*$	50mas	10mas	5mas	1mas				
Type	Sp	R/R $_{\odot}$	M(V)	d (pc)	$m_V$	d (pc)	$m_V$	d (pc)	$m_V$	d (pc)	$m_V$
MAIN	B5	3.9	-1.2	-	-	-	-	-	-	35	2
SEQ.	G5	0.92	5.1	-	-	-	-	-	-	8	5
V	K5	0.72	7.35	-	-	-	-	-	-	6	6
	M0	0.6	8.8	-	-	-	-	-	-	5	7
GIANTS	G5	10	0.9	-	-	9	1	18	2	90	6
III	K5	25	-0.2	-	-	23	2	45	3	226	7
	M0	40	-0.4	-	-	36	2	72	4	361	7
SUPER	B5	50	-6.2	-	-	-	-	-	-	451	2
GIANTS	G5	150	-6.2	-	-	-	-	271	1	1353	4
I	K5	400	-5.8	-	-	361	2	722	3	3609	7
	M0	500	-5.6	-	-	451	3	902	4	4511	8
			$D_*$	10resels	10resels	10resels	10resels				
			$D_*$	100mas	20mas	10mas	2mas				
Type	Sp	R/R $_{\odot}$	M(V)	d (pc)	$m_V$	d (pc)	$m_V$	d (pc)	$m_V$	d (pc)	$m_V$
MAIN	G5	0.92	5.1	-	-	-	-	-	-	4	3
SEQ.	K5	0.72	7.35	-	-	-	-	-	-	-	-
V	M0	0.6	8.8	-	-	-	-	-	-	-	-
GIANTS	G5	10	0.9	-	-	-	-	9	1	45	4
III	K5	25	-0.2	-	-	-	-	23	2	113	5
	M0	40	-0.4	-	-	18	1	36	2	180	6
SUPER	B5	50	-6.2	-	-	-	-	-	-	226	1
GIANTS	G5	150	-6.2	-	-	-	-	-	-	677	3
I	K5	400	-5.8	-	-	-	-	361	2	1804	5
	M0	500	-5.6	-	-	226	1	451	3	2256	6

Tab. 5.3 – Couverture du ciel vs paramètres du réseau et de l'étoile observée.

Connaissant le pouvoir de résolution du réseau  $resel = B_{i\ max}/\lambda$  en *mas* (gauche-droite) et la taille de son champ propre en *resels* (haut-bas), on en déduit le diamètre de l'étoile en *mas* qui égalise le champ propre. Connaissant la classe (I, III ou V) et le type spectral *Sp* de l'étoile, on en déduit sa distance *d(pc)* et sa magnitude apparente  $m_V$ . J'ai supprimé les étoiles pour lesquelles  $m_V \leq 0$  et  $d \leq 2pc$ .

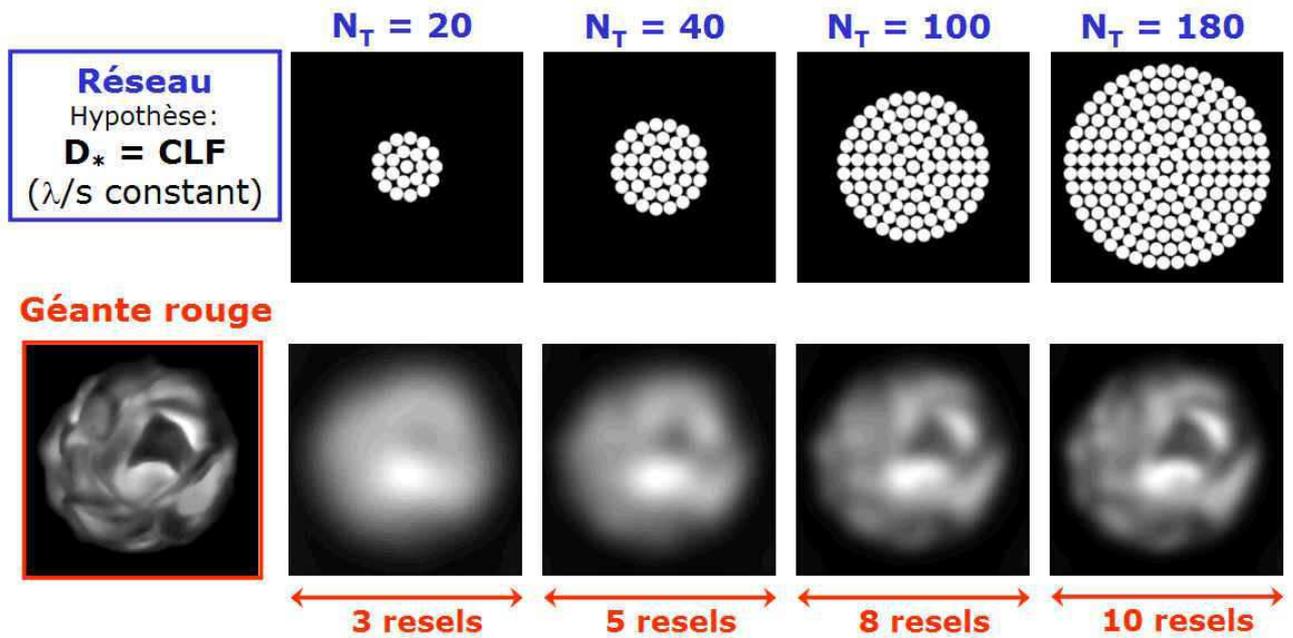


Fig. 5.10 – Images densifiées d'une géante rouge vs  $N_T$  (Limite de Crowding).

On considère la configuration KEOPS à 20, 40, 100 et 180 télescopes, dont on montre la pupille densifiée (en haut) et l'image correspondante (en bas). Le champ propre est le même quelle que soit le nombre de télescopes (base minimale constante). La taille de l'étoile (constante aussi) est toujours égale à la taille du champ propre. La résolution (taille du plus petit *resel*) augmente ici avec le nombre de télescope. Plus il y a de télescopes, plus il y a de "petits" *resels* côte à côte dans le champ propre ( $N_{resels} = B_{i\ max}/s$ ).

### Application sur une super-géante rouge

Pour finir, je montre le cas d'une géante rouge (Fig. 5.10). L'objet est une simulation de Freytag (2003) comme à la figure 1.1. L'échelle de ces simulations est non linéaire, si bien qu'il faut s'attendre à des contrastes 10 fois plus faibles. Dans le visible, l'effet est moins important. On résoud d'abord les gros, puis les petits détails à sa surface, à mesure qu'augmentent conjointement le nombre d'ouvertures et le nombre de *resels* ( $N_{resels} = B_{i\ max}/s$ ).

## 5.3 Restitution des paramètres astrophysiques

### 5.3.1 Les biais d'imagerie

En imagerie instantanée (i.e. l'image brute sans aucun post-traitement), les paramètres photométriques (amplitude) sont plus difficiles à obtenir que les paramètres astrométriques (distribution spatiale 2D). On distingue 4 effets principaux :

- le biais du halo de diffraction,
- le biais de l'enveloppe de diffraction (ou "sur-densification"),
- le biais de repliement de champ,
- le biais de saturation de champ (ou "crowding").

#### Le biais du halo de diffraction

La qualité de la fonction d'interférence du réseau fixe le niveau résiduel du halo (Sect. 4.3.1). Si les sous-pupilles en entrée sont distribuées de manière homogène, le halo est dilué sur toute l'image. Si la pupille d'entrée présente des lacunes, des motifs de diffraction sous forme d'anneaux ou d'aigrettes vont apparaître. Ces artefacts vont biaiser non seulement les paramètres astrométriques, en déformant les objets, mais aussi et surtout les paramètres photométriques.

Dans le cas de 2 sources ponctuelles proches, l'énergie contenue dans ces artefacts s'ajoute à l'énergie des pics principaux. Une étoile n'affiche pas la même photométrie si elle est isolée ou proche d'une autre. Dans le cas d'une source étendue continue (surface stellaire), il se produit un effet de lissage où chaque point de l'objet donne localement une tache de diffraction plus ou moins étendue. Le recouvrement des taches induit une perte de contraste sur toute l'image.

#### Le biais de l'enveloppe de diffraction (ou "sur-densification")

La fonction d'interférence est multipliée par l'enveloppe de diffraction. En mode DP, où l'enveloppe est une fonction de Bessel, la photométrie est d'autant plus atténuée à mesure qu'on s'éloigne de l'axe. Il en résulte un effondrement de la photométrie en bord du champ propre, d'autant plus critique que le niveau de densification est grand. Ce biais n'existe pas en mode IRAN, où l'enveloppe est plane.

#### Le biais de repliement de champ (ou "space aliasing effect")

Le biais de repliement de champ, ou effet de couplage, se produit soit quand des sources environnantes sont dans le champ couplé mais hors du champ propre, soit quand le diamètre de la source observée devient plus grande que le champ propre. Le champ au delà de  $\lambda/s$  est replié dans la fonction d'interférence. Aime (2006) étudie cet effet de repliement, appelé aussi "space aliasing effect". Cet effet reste présent quel que soit  $\gamma$ . En effet, la qualité du champ propre reste la même, que l'on densifie ou non. Le champ propre est pollué par toutes les sources présentes dans le champ couplé, en Fizeau, comme en DP, comme en IRAN. Quand on densifie, le pic central et les lobes couplés sont intensifiés du même facteur.

Autrement dit, l'imagerie directe s'applique bien sur des objets petits et isolés, quel que soit  $\gamma$ . L'objet de science ne doit pas être plus grand que le champ propre, et le champ couplé ne doit pas être rempli par trop d'étoiles environnantes. Le champ couplé devient d'ailleurs problématique dès que l'on observe des étoiles de très faible magnitude. Le risque de trouver d'autres étoiles de faible magnitude dans le champ couplé devient grand. C'est un problème à reconsidérer pour l'observation d'objets faibles.

#### Le biais de saturation de champ (ou "crowding limit")

Le biais de saturation de champ est d'autant plus critique que le champ d'information est pauvre et que l'objet est complexe (Sect. 4.1.5). La saturation de champ (ou limite de crowding) dépend du nombre de télescopes, et plus exactement du nombre de bases non redondantes. Elle dépend aussi de la taille du champ

couplé. Plus le champ couplé est grand, plus il risque d'y avoir des objets couplés dans le champ propre, et plus la limite de crowding est rapidement atteinte.

D'une manière générale, la saturation de champ se traduit par une chute de contraste de l'image. Si la limite de crowding est atteinte, le champ propre devient photométriquement uniforme (contraste nul), si bien que l'on a perdu toute l'information haute résolution.

### 5.3.2 Les méthodes de correction

#### Comment corriger ces biais en amont ?

Le biais du halo de diffraction, le biais de repliement de champ et la limite de saturation de champ dépendent tous les trois du réseau, et sont indépendants du mode de densification. Il faut donc optimiser les propriétés de la fonction d'interférence en jouant sur la géométrie du réseau, en fonction des objectifs astrophysiques.

On minimise le halo en maximisant le taux de remplissage de la pupille de sortie densifiée  $\tau_{r_o}$ , c'est-à-dire avec un pavage régulier des ouvertures dans la pupille. Comme cette condition consiste à avoir le même écartement moyen entre les ouvertures, la base minimale reste relativement grande. Ceci a pour conséquence de diminuer la largeur du champ propre, ce qui augmente le risque de repliement et de saturation de champ.

On préférera une configuration non redondante, d'une part pour réhausser la limite de saturation de champ (fonction du nombre de bases non redondantes), d'autre part pour limiter les effets de couplage des sources alentour (perte de contraste homogène grâce au halo uniforme de la FEP). Notons au passage que problème de repliement de champ lié aux effets de couplage de sources environnantes peut être évité a priori en filtrant spatialement au niveau du recombineur.

Notons aussi que les techniques d'apodisation sont un autre moyen de minimiser le halo (Aime, 2003a).

Le biais de l'enveloppe de diffraction est lié au mode de recombinaison et à lui seul. Si des objets se trouvent en bord du champ d'imagerie direct, on peut dédensifier en réduisant  $\gamma$  (Sect. 4.3.3) pour uniformiser la réponse photométrique sur toute l'image, quitte à perdre en sensibilité. On peut aussi préférer le mode IRAN qui a une enveloppe plane, mais dont le niveau de densification maximal est 2 fois plus faible. Il vaut mieux finalement rester en mode DP et dédensifier d'un facteur 2 le cas échéant.

#### Comment corriger ces biais a posteriori ?

Les biais résiduels peuvent être corrigés en principe par des méthodes de post-traitement et d'analyse. Cela dit, il vaut mieux tendre vers les valeurs vraies dans l'image brute, pour faciliter la reconstruction d'une image fidèle de l'objet. Il faut déjà s'inspirer des méthodes utilisées en imagerie directe sur les télescopes monolithiques.

Une première idée est que l'atténuation photométrique des étoiles en bord de champ d'imagerie direct en mode DP peut être parfaitement calibrée et compensée par logiciel, car on connaît la forme de l'enveloppe. Il suffirait a priori de faire un pseudo flat-field, en soustrayant l'enveloppe de l'image, mais le halo au bord du champ est amplifié aussi.

La méthode CLEAN (Högbom, 1974) convient bien à l'analyse d'un système stellaire multiple. Elle permet de distinguer un pic étoile d'un pic artefact. Elle tient compte de la forme du lobe en convoluant chaque pic par la FEP. Ensuite, le pic est extrait de la "dark map" en même temps que le halo de diffraction généré autour.

Que ce soit pour des réseaux à petit nombre d'ouverture ou pour des objets plus complexes, les techniques de déconvolution ont un rôle primordial à jouer.

### 5.3.3 Les techniques de déconvolution

#### Déconvolution classique

L'imagerie directe fournit une image de l'objet convoluée par la FEP de l'instrument, qui englobe de multiples effets perturbateurs (diffraction, turbulence, aberrations optiques), à laquelle s'ajoutent plusieurs sources de bruit (bruit de lecture du détecteur, bruit de photons, fond du ciel, ...). Le but est d'inverser la relation de convolution qui lie l'image à l'objet (Starck, 2002). C'est le fameux problème inverse pour lequel il n'y a pas unicité de la solution. Comme l'instrument ne voit que certaines fréquences spatiales, il existe un ensemble de solutions répondant au problème mais qui diffèrent dans le domaine des fréquences non explorées par l'interféromètre.

Afin de réduire le domaine des solutions, les méthodes de régularisation introduisent des contraintes a priori sur l'objet ayant un sens physique. Une première condition triviale est la positivité de l'objet. Il existe aussi des contraintes sur le support de l'objet ou sur les propriétés statistiques du bruit. Le but est de parvenir à une solution approchée compatible avec les données (l'image bruitée et la FEP) et satisfaisant les contraintes de régularisation.

#### Déconvolution d'une image densifiée

Dans le cas d'une image densifiée, le problème est que la relation de convolution en Fizeau est perdue. L'image est partiellement tronquée, c'est-à-dire qu'elle est réduite à un support fini, le champ d'imagerie direct. Ce support est d'autant plus étroit que l'on a densifié. Il y a donc un masquage partiel des données, qui sont perdues après convolution.

La FEP elle aussi est tronquée, ce qui pose problème car les méthodes de déconvolution classique s'appuient sur la connaissance de la FEP. Pour contourner ce problème, il existe une méthode hybride, basée sur le maximum de vraisemblance, qui reconstruit simultanément l'objet et la FEP (Aristidi, 2005; Schutz, 2004). C'est une voie à approfondir.

Il est donc plus difficile de déconvoluer une image densifiée qu'une image Fizeau (pour laquelle la relation de convolution est conservée). Plus on densifie, plus on perd de l'information. C'est là une autre limitation de la densification, qu'il faut regarder avec attention. Une densification variable peut faciliter l'efficacité de la déconvolution, en enregistrant des images partiellement densifiées. Il faut trouver un compromis entre augmenter  $\gamma$  pour améliorer le rapport signal à bruit, et diminuer  $\gamma$  pour limiter les effets d'atténuation en bord de champ à cause de l'enveloppe de diffraction, et pour éviter de trop réduire le support d'information.

## Chapitre 6

# Spécifications requises pour un hypertélescope

### 6.1 Dimensionnement du réseau

#### 6.1.1 Considérations sur la géométrie du réseau

L'influence de la géométrie du réseau a déjà été largement discutée aux chapitres 4 et 5. Nous avons vu que pour une résolution donnée (même base maximale), il existe un compromis Champ/Dynamique. OVLA ou CORNWELL sont faits pour l'imagerie de grands champs peu contrastés, en disposant de bases relativement courtes. KEOPS est conçu pour l'imagerie à haute dynamique, grâce à un pavage régulier et non redondant des télescopes du réseau, de sorte à maximiser le taux de remplissage de la pupille de sortie densifiée  $\tau_{r_o}$  (Eq. 2.6). Ainsi, la configuration KEOPS est la mieux adaptée, car la pupille est uniforme (pic central proche de la fonction d'Airy) et non-redondante (halo plus uniforme).

Considérons maintenant un réseau formé de  $N_T$  télescopes. Si l'on veut améliorer la résolution, il faut augmenter la taille globale de la pupille d'entrée ( $B_{i \max}$ ). La pupille est encore plus diluée, ce qui réduit d'autant le champ propre. Il y a donc un compromis Champ/Résolution. Il faut choisir entre une large image faiblement résolue, et une image étroite à haute résolution. Les hypertélescopes se placent dans le deuxième cas de figure. D'une manière plus générale, le choix de la géométrie d'un réseau est donc un compromis Résolution-Champ-Dynamique.

Les quelques configurations étudiées ici sont illustratives mais pas exhaustives. L'idéal est de développer des algorithmes d'optimisation de la pupille en fonction de la qualité de la FEP, en se basant sur les critères d'imagerie précédemment cités : résolution, dynamique, champ propre (voir le travail initié par Delage (2005)).

Je repose d'ailleurs la question de savoir s'il vaut mieux un réseau redondant ou non-redondant. Je réponds que la redondance dans la pupille n'est pas recommandée en imagerie directe, et ce pour plusieurs raisons. Tout d'abord, il faut une pupille non-redondante pour maximiser le champ d'information (et donc réhausser la limite de crowding). Ensuite, les simulations montrent que les configurations KEOPS et CARLINA sont équivalentes en terme de dynamique. La redondance n'apporte rien. C'est avant tout le remplissage de la pupille de sortie densifiée qui prévaut. En effet, il faut minimiser les interstices dans la pupille densifiée pour avoir une fonction d'interférence de qualité et minimiser la contribution du halo. Enfin, une pupille non-redondante est beaucoup moins problématique quant-aux effets de couplage des sources environnantes. Si la pupille est redondante, une étoile couplée hors du champ propre apparait sous la forme d'un lobe secondaire, assimilé à une étoile fantôme. Si la pupille est non-redondante, cette étoile couplée ne va générer qu'un halo diffus, car le halo de la FEP est relativement homogène. Les effets de couplage de sources alentoures se traduisent simplement par une légère perte de contraste.

Pourtant, la redondance est préconisée dans plusieurs cas (voir par exemple (Aime, 2003b)). La redondance peut en effet avoir une utilité pour la calibration sur le ciel (comme la technique de bootstrapping).

Elle permet dans certains cas de simplifier l'échantillonnage des données et les processus de calcul lors du traitement des données. Dans certains cas spécifiques, il peut donc y avoir un intérêt à optimiser la redondance ou de la non-redondance dans la pupille ou dans le plan  $(u,v)$ .

### 6.1.2 Considérations sur le nombre de télescopes

L'influence du nombre de télescopes est discutée à la section 4.3.2. Le nombre de télescopes nécessaire dépend avant tout de la complexité de la source étudiée, sachant qu'un réseau non redondant de  $N_T$  télescopes fournit approximativement une image de  $N_T \times N_T$  resels (limite de crowding).

Un petit réseau n'est pas un véritable imageur, mais il a des capacités de détection de structures fines de l'objet, en interprétant les variations locales d'intensité dans l'image. Ce mode imageur hybride apporte des contraintes plus pertinentes que la simple mise en évidence d'une assymétrie de l'objet. La position des motifs est relativement bien restituée, contrairement à la forme et à la photométrie, qui nécessitent un plus grand nombre d'ouvertures.

Avec un grand réseau, on se rapproche de la notion d'image instantanée, au sens de la photographie. Par analogie avec la CCD, ce n'est pas une trame pixelisée où les pixels sont bien rangés les uns à côté des autres, mais un ensemble de trames frangées avec des interfanges et des orientations diverses.

### 6.1.3 Considérations sur le diamètre des télescopes

Augmenter le diamètre des télescopes n'apporte pas d'information supplémentaire dans l'image, car rappelons-le encore une fois on ne s'intéresse pas aux basses fréquences. Les fréquences échantillonnées par une sous-ouverture tombent dans le pic basse fréquence du plan  $(u,v)$  et ne contribuent pas à l'image directe haute résolution.

Augmenter les diamètres augmente la surface collectrice de l'interféromètre. Par contre, ça n'apporte pas de gain en sensibilité par rapport au mode Fizeau, car la densification compense la dilution de la pupille (Eq. 4.19). En densification maximale, on concentre tous les photons sur le champ propre, quelle que soit l'étendue de la figure Fizeau, et donc quel que soit les diamètres des ouvertures. Ainsi, pour une surface collectrice totale donnée, il est préférable d'avoir un grand nombre de petites ouvertures, plutôt qu'un petit nombre de grandes ouvertures.

Il peut y avoir un intérêt d'avoir de grandes ouvertures si elles sont chacune équipées d'une optique adaptative. En effet, on aura plus de flux dans chaque faisceau, ce qui facilite l'analyse et la correction du front d'onde. Cela dit, il convient mieux d'avoir des ouvertures suffisamment petites non limitées par la turbulence ( $D_i < r_0$ ), de l'ordre de  $20cm$  dans le visible.

Ca les rend facilement mobile si on envisage une réconfiguration en temps réel de la pupille d'entrée. Il faut néanmoins tenir compte du taux de transmission global de l'interféromètre jusqu'au détecteur (il faut des photons à l'arrivée tout de même).

Il existe cependant un bémol.

Plus le diamètre des télescopes est petit, plus le champ couplé est grand, et plus les effets de repliement et de saturation de champ sont importants. Dans le proche infra-rouge ( $\lambda = 1\mu m$ ), son diamètre atteint  $4as$  avec une ouverture de  $20cm$  et  $400mas$  avec une ouverture de  $2m$ . On risque de ramasser toutes les étoiles autour, ce qui particulièrement critique si l'objet observé a une faible magnitude.

## 6.2 Dimensionnement du recombineur

### 6.2.1 Quel mode de densification ?

La recombinaison des faisceaux peut être réalisée de plusieurs façons :

- le montage Fizeau (sans densification),
- la densification de pupille (DP),
- la densification d'image (l'idée d'IRAN),
- la densification monomodale (avec des guides d'ondes),
- la densification temporelle (en recombinaison monoaxiale).

Le mode Fizeau n'est efficace que dans le cas d'un réseau très dense (où  $D_i \simeq s$ ), similaire à un télescope segmenté. Dans le cas d'un interféromètre dilué (où  $D_i \ll s$ ), la densification est nécessaire.

La densification de pupille semble plus avantageuse que la densification d'image, car elle permet une densification maximale optimale, contrairement au mode IRAN qui ne densifie que de moitié (Lardière, 2007). De plus, le mode DP semble plus facile à mettre en oeuvre (Patru, 2007) (Sect. 9.2.3). Il faut rapprocher les faisceaux jusqu'à les rendre quasi-tangents. En mode IRAN, il faut superposer les faisceaux avec un léger tilt (franges de coin d'air). Le problème est que cet angle est très petit. Pour bien superposer les faisceaux collimatés, il faut soit recourir à un système utilisant des lames séparatrices, soit avoir des profondeurs focales de plusieurs mètres, soit faire des études de R&T spécifiques. Notons aussi qu'il faut utiliser des télescopes à miroir hors-axe, pour éviter le problème de l'obstruction centrale qui apparaît dans l'image IRAN.

La densification monomodale utilise en plus les propriétés de filtrage spatial des fibres monomodes ou des optiques intégrées. Le filtrage monomodal optimise la qualité de la FEP. Il a des implications à la fois sur les propriétés de l'image densifiée, sur les spécifications techniques du recombineur et sur les performances utiles de l'hypertélescope. La densification monomodale est abordée en détail dans la partie III.

La densification temporelle est une alternative a priori équivalente à la densification spatiale (Reynaud, 2007). Rappelons que dans le cas d'une recombinaison spatiale (ou multi-axiale), la modulation de phase provient de la variation du chemin optique sur le champ d'imagerie. La DDM augmente à mesure qu'on s'éloigne de l'axe (tilt des faisceaux croissant). En densification temporelle, la modulation de phase liée à la position hors-axe est générée par une modulation du chemin optique. Autrement dit, la densification temporelle fournit la même image densifiée, mais point par point, en scannant l'image. Elle est a priori plus proche du mode IRAN, car elle n'est pas limitée par les effets de l'enveloppe de diffraction. Ce nouveau concept de densification temporelle est à l'étude au laboratoire XLIM, où un banc d'imagerie spécifique est en cours d'intégration. Je n'en parle pas davantage dans la thèse, mais une comparaison des performances et des applications est à faire entre un densifieur spatial et un densifieur temporel.

### 6.2.2 Une densification variable

Une densification variable est préconisée dans certains cas :

- pour mieux restituer la photométrie du contour de l'objet quand celui-ci s'étend jusqu'au bord du champ propre ; une densification partielle à  $\gamma_{max}/2$  est préférable pour uniformiser la photométrie centre à bord sur tout le champ propre (ou autre alternative, reconsidérer le mode IRAN).
- pour étendre le champ d'imagerie au delà du champ propre dans le cas d'objet "pauvres" (i.e. un amas de quelques étoiles).
- pour faciliter la déconvolution en enregistrant un jeu d'images à différents niveaux de densification (voir Sect. 5.3.3).
- pour s'adapter à la pupille d'entrée variable en mode super-synthèse (voir ci-après Sect. 6.4).

### 6.2.3 Le point dur : le cophasage

Les instruments de nouvelles génération exigent bien souvent des spécifications sur le cophasage meilleures que  $\lambda$ , voire  $\lambda/10$  (voir par exemple au VLT1, MATISSE (Lopez, 2006), VSI (Malbet, 2006)). Les lignes à

retard dans l'air des grands réseaux sont maintenant prévues avec des systèmes métrologiques de grande précision (voir au VLTI, PRIMA (Delplancke, 2006)), même si les difficultés techniques restent de mise, en particulier à cause des vibrations mécaniques. Des premiers tests ont été validés sur le ciel (Hummel, 2003), qui ont permis d'améliorer significativement la précision sur les mesures de visibilité, en gagnant un facteur 10 sur le temps de pose longue. On peut donc espérer disposer bientôt de systèmes efficaces, qui cophasent les faisceaux à une fraction de longueur d'onde.

De nouveaux concepts sont à l'étude pour asservir le cophasage des grands réseaux à une précision meilleure que  $\lambda/10$ . Une condition indispensable est d'avoir réduit en amont les pistons différentiels à moins d'une longueur d'onde. Il existe plusieurs types de senseur de DDM en recombinaison multi-axial (Pedretti, 1999; Martinache, 2004; Borkowski, 2004; Cassaing, 2006).

- L'extraction de la phase ("phase retrieval") mesure les principaux modes d'intérêt en analysant uniquement l'image au plan focal (Baron, 2005). Cependant, cette méthode ne s'applique que sur la FEP et pour un réseau non redondant.
- La diversité de phase ("phase diversity") accède à l'information manquante sur la phase en analysant deux images, l'une dans le plan focal et l'autre dans un plan extra-focal dont on connaît le déphasage (Cassaing, 2006). Cette méthode s'applique non seulement sur la FEP, mais aussi dans certains cas sur des objets complexes.
- La méthode des speckles dispersés détermine les pistons différentiels à partir d'une analyse multi-spectrale de la figure de speckle, i.e. l'image (Martinache, 2004; Borkowski, 2004). On obtient un cube de données  $(x, y, 1/\lambda)$  qui est analysé par une transformée de Fourier tri-dimensionnelle. Il en sort un nouveau cube de données  $(u, v, DDM)$  qui fournit les valeurs de pistons pour chacune des bases du réseau.

Le cophasage peut se faire soit sur l'étoile de science, soit sur une étoile de référence. La première solution est la plus simple à mettre en oeuvre, car les images enregistrées par la CCD servent à la fois pour l'asservissement et pour la science. Par contre, elle pose des difficultés sur les algorithmes de cophasage si la source est trop complexe. La deuxième solution fait appel à la technique de double champ, ou imagerie par référence de phase (Lane, 1999; Delplancke, 2006), qui observe simultanément les 2 étoiles.

Cela dit, le cophasage reste le principal point dur, qui dépend avant tout des performances en métrologie de l'interféromètre en amont du recombineur. Un mode d'imagerie speckle permet de relâcher les contraintes de cophasage, tout en bénéficiant du gain en sensibilité apporté par la densification.

Notons que les spécifications de cophasage deviennent encore plus drastiques pour les applications à haute dynamique (ITHD). D'où l'intérêt de trouver des sites d'observations de très bonne qualité, ou d'envisager un interféromètre en Antarctique ou dans l'espace. L'objectif est de limiter au mieux la turbulence haute fréquence, afin de faciliter le cophasage en temps réel.

### 6.3 Quel hypertélescope pour quel objet ?

La figure 6.1 établit des liens entre l'objet étudié et l'instrument d'observation. Un objet astrophysique est caractérisé par ses dimensions, sa complexité et sa brillance. De ces paramètres découlent les spécifications techniques requises d'un hypertélescope.

Les dimensions principales de l'objet sont définies par sa taille maximale (ou son diamètre externe) et par le plus petit resel d'intérêt dans l'image. La taille de l'objet ne doit pas excéder le diamètre du champ propre, ce qui conditionne la base minimale du réseau ( $CLF = \lambda/s$ ). Le plus petit resel correspond au pouvoir de résolution souhaité, qui impose la plus grande base du réseau ( $resel = \lambda/B_{max}$ ). On peut alors exprimer le champ propre en nombre de resels ( $CLF = B_{max}/s$ ).

La complexité de l'objet est fonction du nombre de resels significatifs à voir, ou plus exactement du nombre de resels de différentes tailles pour couvrir les motifs d'intérêts de l'objets. La limite de crowding nous dit que ce nombre de resels ne peut dépasser le nombre de télescopes au carré ( $N_{resels} < N_T^2$ ). L'autre aspect à considérer est la gamme de résolution intéressante de l'objet sur l'intervalle  $[\lambda/B_{max}, \lambda/s]$ , que l'on relie à la couverture des fréquences spatiales échantillonnées dans le plan  $(u,v)$  sur l'intervalle  $[s/\lambda, B_{max}/\lambda]$ .

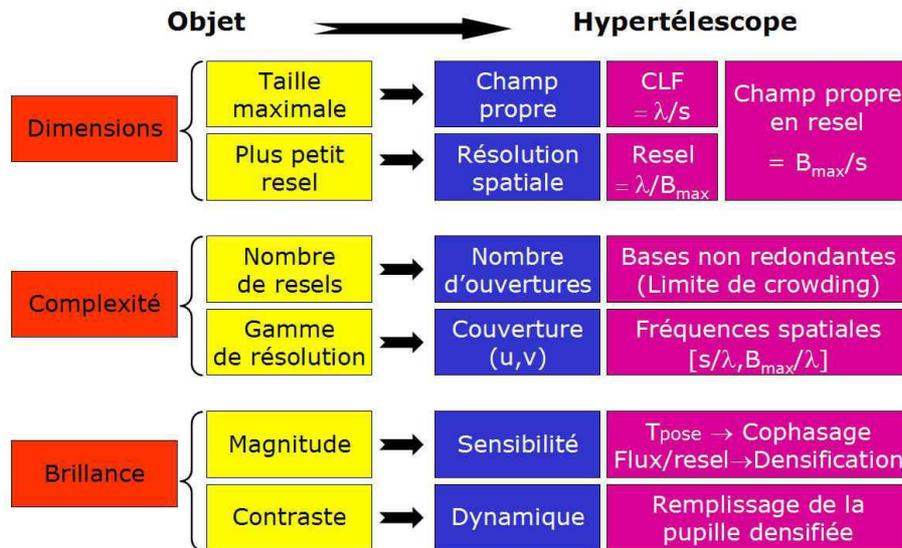


Fig. 6.1 – Paramètres instrumentaux de l'hypertélescope vs paramètres astrophysiques de l'objet observé.

Faut-il privilégier plutôt les hautes ou les basses fréquences ? Ceci dépend avant tout de la physique que l'on étudie, et donc des objectifs astrophysiques.

La brillance de l'objet concerne à la fois le contraste et la magnitude de l'objet. Le contraste de l'objet est défini comme la différence photométrique entre le motif le plus brillant et le motif le moins brillant de l'objet. Si l'objet est très contrasté, il faut de la dynamique, qui est fonction nous l'avons vu de la géométrie du réseau (maximiser le taux de remplissage de la pupille densifiée). La magnitude apparente de l'objet est définie comme le flux effectivement reçu sur Terre. Elle conditionne la magnitude limite que doit atteindre l'interféromètre, ou autrement dit la sensibilité requise. La sensibilité ultime d'un interféromètre dépend de nombreux paramètres, comme la surface collectrice du réseau (nombre et diamètre des ouvertures), le taux de transmission lors du transport des faisceaux, ou encore le mode de recombinaison.

La façon de recombinaison des faisceaux ni n'ajoute ni n'enlève de l'information, mais conditionne la sensibilité ultime. C'est le seul paramètre instrumental précédemment cité qui dépend du recombineur. Tous les autres paramètres sont fonction avant tout de la pupille d'entrée, qui prélève l'information sur le ciel. Le premier moyen pour gagner en sensibilité est d'intégrer le flux en pose longue, mais il faut alors cophaser les faisceaux pour ne pas perdre l'information spatiale. Le deuxième moyen, si les faisceaux sont cophasés, est de réduire le support d'information de la figure d'interférence, ce que fait justement la densification. Elle optimise la quantité de flux par resel, en concentrant tout le flux là où il faut. En pratique, on parlera de flux instantané par pixel du capteur CCD, qui tient compte du facteur d'échantillonnage du signal. On cherche à avoir suffisamment de flux sur chaque pixel CCD pour travailler au milieu de la dynamique du détecteur.

## 6.4 Les protocoles d'observation

### 6.4.1 Application à la super-synthèse

La technique de super-synthèse d'ouverture enrichit la couverture du plan (u,v), ce qui a un grand intérêt si le nombre d'ouvertures reste petit. Pour cela, il faut soit déplacer les télescopes grâce à un réseau mobile, soit utiliser la rotation terrestre. Comme il faut maintenir l'homothétie entrée/sortie des positions relatives des faisceaux et que la pupille se déforme, le facteur de densification maximal dépend de la position de l'objet sur le ciel (Lardière, 2003). Il faut donc un recombineur à densification variable.

On obtient comme données une série d'images instantanées de l'objet dont l'échantillonnage en fréquences spatiales varie au cours du temps (tout comme en synthèse d'ouverture). On ne peut pas sommer directement

les images qui sont par nature incohérentes.

Le projet LBT est un imageur Fizeau à 2 télescopes qui effectue de la super-synthèse d'ouverture (équivalent à un 20m). Il est proposé de reconstruire l'image par une "somme" d'images directes déconvoluées (Carbillet, 2002). La même idée peut être appliquée aux hypertélescopes.

## 6.4.2 Application au mosaïcing

La technique de mosaïcing élargit le champ d'imagerie au delà du diamètre du champ propre. Le principe est de juxtaposer plusieurs champ d'imagerie direct (DIF) les uns à coté des autres, de largeur égale au champ propre. Les DIF sont enregistrés l'un après l'autre en scannant l'objet, de sorte à obtenir une mosaïque d'images côte-à-côte. Pour cela, il faut dépointer la direction de visée de l'instrument de DIF en DIF. Pour être efficace, la technique de mosaïcing requiert un système d'imagerie par référence de phase (Lane, 1999; Delplancke, 2006). Une source hors-axe peut être centrée dans le champ d'imagerie direct en générant de faibles variations de pistons différentiels avec les lignes à retard. C'est une manière indirecte d'étendre le champ d'imagerie (Lardièrre, 2004b).

Cette technique ne s'applique a priori que sur des objets pauvres en resel, type étoiles multiples. Pour imager une surface stellaire, on est sérieusement limité par les effets de repliement de champ. C'est une limitation importante, qui montre que l'imagerie d'objets étendus en interférométrie reste un problème difficile.

## 6.5 Les instruments de science

### 6.5.1 Application à l'imagerie grand champ

Pour obtenir instantanément une image grand-champ, il faut recourir à la technique d'imagerie multi-champs, qui enregistre simultanément plusieurs DIF. Des portions de champs de largeur  $\lambda/D_i$  sont prélevés au niveau du foyer de chaque ouverture. Les champs spatialement cohérents sont recombinaés ensemble au niveau du recombineur, ce qui fournit un ensemble de sous-images de la largeur du DIF. L'ensemble des DIF mis côte à côte forment une image grand champ.

En mode densifié, l'idée est d'utiliser un réseau de densifieurs de pupille espacés de  $\lambda/D_i$  (Lardièrre, 2004b). L'optique intégrée est intéressante pour concevoir un réseau miniature de lunettes galiléennes inversées. Guyon (2002c) propose un concept multi-champ fibré avec des fibres monomodes. La fibre limite aussi la taille du domaine de cohérence à  $\lambda/D_i$ , donc elle n'est pas limitative en terme de champ. L'idée est de paver le plan focal de chaque ouverture avec une matrice de fibres. N domaines cohérents sont couplés dans N fibres au niveau de chaque ouverture. L'image grand champ est formée de N DIF résultant chacun de la combinaison densifiée de N fibres, avec une fibre provenant de chaque télescope (Lardièrre, 2005).

### 6.5.2 Application à la spectro-interférométrie

Un montage de type Courtès fournit simultanément plusieurs cartes de brillance multi-chromatiques. L'idée est d'avoir plusieurs images densifiées à bandes larges (dans le continuum) et bandes étroites (dans une raie spectrale). On obtient ainsi des informations sur la distribution spatiale des éléments chimiques.

Un montage de type "resel dispersé" (équivalent de franges dispersées à 2 télescopes) effectue une dispersion spectrale de l'image point par point (i.e. resel par resel). Il fournit un spectre en longueur d'onde d'un point précis de l'objet sur une étendue de l'ordre du resel.

On peut par exemple prévoir une fente de largeur  $1\text{resel}$ , qui ne laisse passer la lumière de l'objet que dans une direction. Le signal est dispersé par un spectromètre dans l'autre direction. En balladant la fente d'un bout à l'autre de l'objet, on reconstruit ainsi le cube de données  $(x, y, \lambda)$  de l'objet.

Pour disposer de toute cette information en un seul cliché, il faut recourir à un spectromètre à intégrale de champ. Il existe déjà des instruments en optiques classiques sur les télescopes monolithiques. On peut aussi étudier des solutions avec des guides d'onde, en plaçant par exemple au foyer densifié une matrice de fibres monomodes dont les fibres sont accolés les uns aux autres. Chaque fibre prélève une fraction du champ d'imagerie (de la largeur d'un resel), dont la lumière est dispersée séparément des autres fibres.

### 6.5.3 Application à la coronographie

La densification associée à la coronographie offre des possibilités très intéressantes en imagerie à très haute dynamique (ITHD), en particulier pour la détection directe d'exoplanètes ou l'imagerie des environnements stellaires.

La lumière de l'étoile sur l'axe est focalisée sur un masque coronographique placé au foyer densifié. Pour bien faire, on choisit une configuration de sortie compacte (taux de remplissage proche de 1) et redondante, ce qui a pour effet de maximiser le flux dans le pic central. Les propriétés d'une image densifiée couplées aux techniques d'apodisation (Aime, 2003a) permettent une extinction quasi-totale de l'étoile. Notons que, puisque la configuration de sortie reste fixe, l'utilisation d'optiques intégrées s'avère adéquate et offre une meilleure stabilité de l'instrument (Malbet, 1999). Cette reconfiguration non-homothétique casse la relation de convolution mais tous les photons résiduels de la planète apparaissent dans l'image et peuvent être analysés par un spectrographe. Le niveau de cophasage est par contre beaucoup plus sévère qu'en imagerie classique d'un facteur 10 au moins, soit un cophasage typiquement meilleur que  $\lambda/100$  (Lardière, 2005). Pour de plus amples détails, je renvoie à la section 7.2, qui présente le concept d'un mode coronographique au VLTI (Lardière, 2005).

D'autres concepts instrumentaux sont proposés sur les grands réseaux (Labeyrie, 2002; Lardière, 2004a). Une étude comparative est à faire pour choisir le type de coronographe le plus approprié à la densification : coronographe à masque de phase (Roddier, 1997), coronographe interférentiel achromatique (Baudoz, 2000) ou coronographe 4 quadrants (Rouan, 2000). Labeyrie (2002) propose aussi un coronographe multi-étage pour la détection d'exo-Terres. Guyon (2002b) propose encore un montage qui rétablit l'invariance par translation sur tout le champ couplé. Il consiste à densifier la pupille, former une image densifiée au foyer où se trouve un coronographe à masque de phase, re-diluer la pupille comme en entrée, puis ré-imager en un 2ème foyer où se trouve le détecteur.



## **Troisième partie**

# **Approche instrumentale sur le banc d'imagerie SIRIUS**



# Chapitre 7

## Cadre général et orientations

### 7.1 Les premiers bancs en mode hypertélescope

Le principe des hypertélescopes a d'abord été vérifié sur le ciel par un démonstrateur à échelle réduite utilisant un grand nombre de sous-pupilles sur un réseau périodique (Pedretti 2000, 2003). Puis un deuxième montage amélioré, constitué de deux trames de micro-lentilles convergentes, a donné les premiers résultats probants sur le ciel en résolvant les deux composantes de l'étoile binaire Castor (Gillet, 2003). 78 sous-ouvertures de  $1\text{mm}$  de diamètre sont réparties sur une trame carrée de  $10\text{cm}$  de large. Il a été démontré lors de cette expérience qu'il vaut mieux effectuer une densification "positive" en combinant une trame divergente puis convergente, ce qui fournit un champ d'imagerie directe plus grand. Les faibles dimensions de la pupille d'entrée ont permis de se dispenser d'une optique adaptative.

Comme le cophasage est l'un des principaux points durs énoncé pour les hypertélescopes, l'Observatoire de la Côte d'Azur (OCA) s'est engagé dans la réalisation d'un nouveau banc de test capable de cophaser les faisceaux, afin de rendre le banc opérationnel pour des observations sur le ciel avec un grand télescope. Une réflexion a été menée sur les choix technologiques et le recours à un filtrage spatial monomodal s'est rapidement imposé, comme nous allons le voir.

### 7.2 Un imageur direct au VLT ?

#### 7.2.1 Des instruments focaux de nouvelles générations au VLT

Des études conceptuelles ont été engagées pour définir les instruments focaux de deuxième génération du VLT aux environs de 2010. Ces études s'inscrivent dans le cadre du projet européen OPTICON<sup>1</sup> et participent au groupe de travail du JRA4/WP1.1. C'est dans ce contexte que nous avons commencé le développement du banc SIRIUS, dont l'un des premiers objectifs a été de préparer les études de faisabilité du programme VIDA, dont le PI est Olivier Lardière.

Le projet VIDA a été soumis par l'OCA et le LISE au workshop de l'ESO d'Avril 2005. Parmi l'ensemble des instruments proposés, trois concepts ont été retenus par l'ESO en poursuivant des études de phase A. MATISSE<sup>2</sup> et VSI<sup>3</sup> sont des spectro-imageurs à synthèse d'ouverture capables de recombinaison respectivement 4 et 8 faisceaux. VITRUV est basé sur un concept d'optique intégrée. GRAVITY permet quant à lui de faire de l'astrométrie différentielle et de l'imagerie par référence de phase (Rabien, 2006). GRAVITY atteindrait une meilleure précision que PRIMA (Delplancke, 2006). Ces 3 instruments focaux de deuxième génération travaillent dans l'infrarouge.

L'ESO continue à soutenir la proposition VIDA, non pas comme un instrument complet, mais comme un module optionnel de VITRUV. L'idée est d'insérer un densifieur de pupille à fibres optiques associé à un coronographe et d'utiliser le spectromètre de VSI en sortie.

---

<sup>1</sup>OPTICON : Optical Infrared Coordination Network for Astronomy (<http://eii-jra4.ujf-grenoble.fr/>)

<sup>2</sup>MATISSE : nom de baptême APRES-MIDI

<sup>3</sup>VSI : nom de baptême VITRUV

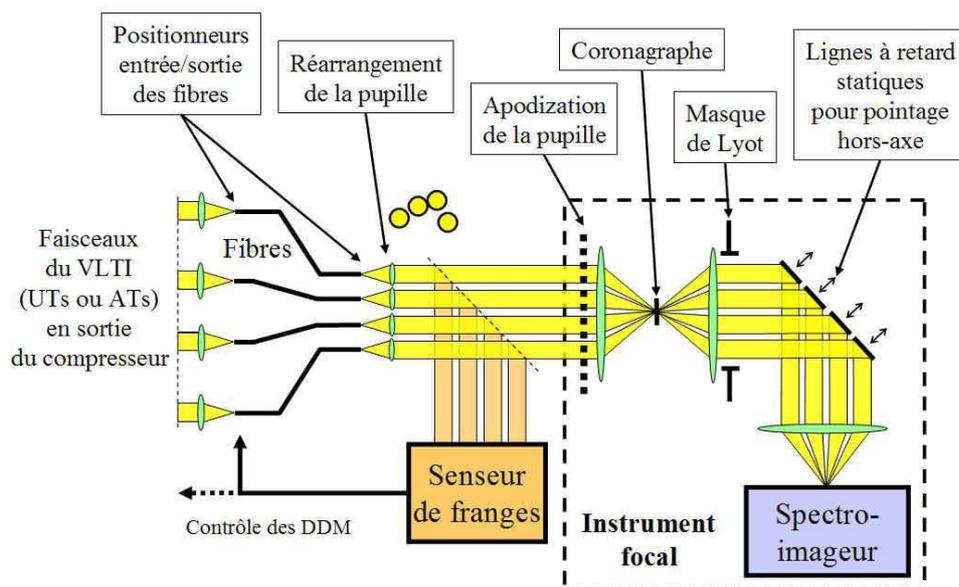


Fig. 7.1 – Schéma de principe du recombineur VIDA (Lardière, 2005).

Un densifieur de pupille à fibres optiques réarrange d'abord la pupille. Le cophasage est assuré par l'instrument PRIMA du VLTI et par un senseur de franges internes pour atteindre une correction fine à  $\lambda/120$ . Après densification et apodisation de la pupille de sortie, un coronagraphe fournit une extinction efficace de l'étoile. Un système interne de lignes à retard effectue un pointage hors-axe sur les photons résiduels de l'exo-planète. Ces photons sont ensuite envoyés vers un spectromètre.

## 7.2.2 Principe de VIDA

VIDA est un instrument d'imagerie directe basé sur un recombineur de faisceau à pupille densifiée (Lardière 2002, 2004a, 2004b, 2005). Il combine à la fois un mode imageur et un mode coronagraphique. Il nécessite un cophasage à  $\lambda/10$  pour l'imagerie classique et à  $\lambda/120$  pour la coronagraphie (Lardière, 2004a). L'objectif est de produire une imagerie directe instantanée en interférométrie optique à haute résolution (spatiale, spectrale et temporelle) et à haute sensibilité et dynamique d'objets compacts dans le visible et le proche infrarouge. Le principe général est décrit par la figure 7.1.

VIDA est vu comme un précurseur pour les projets futurs d'hypertélescopes au sol ou dans l'espace. Le but est d'appliquer le principe de la densification, initialement prévu pour un grand réseau de télescopes, avec seulement un nombre restreint de sous-pupilles comme dans le cas du VLTI. Les 4 UTs sont sur une position fixe tandis que les 4 ATs prévus peuvent être positionnées sur 30 stations distinctes mais avec quelques contraintes spécifiques (Glindemann, 2002). 6 lignes à retard ont été fabriquées initialement, n'autorisant que la recombinaison de 6 télescopes, mais une extension à 8 télescopes reste envisagée.

Le nombre limité de sous-ouvertures du VLTI empêche d'avoir une bonne couverture du plan  $(u,v)$ , avec seulement 12 resels pour les 4 UTs, 30 resels pour 6 ouvertures et 56 resels pour 8 ouvertures (Fig 7.2). C'est pourquoi le mode imageur de VIDA est principalement dédiée à des objets relativement simples. Les cas scientifiques les plus accessibles et qui apportent une valeur ajoutée par rapport aux techniques classiques sont principalement l'étude des binaires serrées (séparation angulaire de l'ordre de quelques mas) et la modélisation de structures de surfaces stellaires en produisant des images spectralement résolues. L'étroitesse du champ d'imagerie (direct) n'est pas critique pour la détection directe d'exoplanètes avec le mode coronagraphique si le compagnon est proche. Dans ce cas, on privilégie la dynamique en cassant l'homothétie avec une configuration compacte et redondante en sortie. Cette technique s'avère être plus efficace que la coronagraphique classique ou l'interférométrie annulante (Lardière, 2004a) avec des spécifications en cophasage similaires.

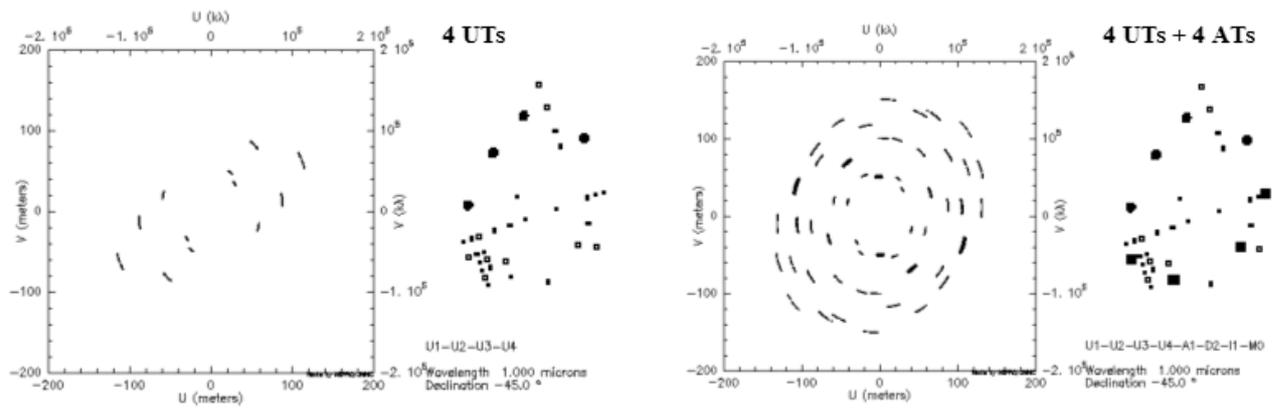


Fig. 7.2 – Couverture du plan (u,v) du VLTI.

Configuration à 4 UTs (gauche) et configuration à 8 télescopes en adjoignant 4 autres ATs (droite). Cas d'une étoile à 45° de déclinaison pour une heure de temps d'intégration et en tenant compte de la taille des ouvertures.

### 7.2.3 La densification hétérogène

Afin d'optimiser le potentiel d'imagerie de VIDA, une recombinaison à 8 télescopes est proposée en associant les 4 UTs de 8.2m de diamètre avec les 4 ATs de 1.8m de diamètre sur les positions A1, D2, I1 et M0. Cette configuration est adaptée à l'imagerie et correspond au meilleur compromis champ-dynamique. Ce concept original de la densification hétérogène autorise l'imagerie directe avec des ouvertures de diamètres différents (Labeyrie, 2004; Lardière, 2004b). Le facteur de densification maximum est contraint par la plus petite base des UTs et vaut  $\gamma_{UT} = 5.7$ . Cependant, avec ce facteur, la densification des ATs n'est pas optimale. Puisque le champ d'entrée des ATs est plus grand que celui des UTs, il est possible d'augmenter le facteur de densification des ATs, sans réduire le champ d'imagerie direct (DIF) mais avec un gain en qualité de l'image.

Pour avoir le même champ, il faut densifier plus les ATs, de sorte à avoir le même diamètre pour toutes les sous-pupilles de sortie ( $d_{o\ AT} = d_{o\ UT}$ ), ce qui donne un facteur de densification des ATs de  $\gamma_{AT} = \gamma_{UT} \frac{d_i\ UT}{d_i\ AT} = 26$ . De cette manière, dans l'image, les enveloppes des UTs et des ATs sont égalisées et toute la lumière des ATs est concentrée dans le DIF des UTs. Le maximum de densification est alors limité par la plus petite base des 2 ATs localisés sur les stations A1 et D2, ce qui donne en pratique  $\gamma_{UT} = 5.5$  et  $\gamma_{AT} = 24.7$ . L'intensification est plus grande pour les ATs, ce qui compense exactement la différence de flux, les ATs collectant 20 fois moins de flux que les UTs. On égalise ainsi la sensibilité et le DIF de tous les télescopes quels que soient leurs diamètres (Fig. 7.3).

Par contre, il y a risque de saturation de champ, car le champ couplé des ATs est très grand, 5 fois plus large que celui des UTs (Sect. 4.3.3). Si une source hors du champ propre se trouve dans le champ couplé des ATs et hors du champ couplé des UTs, elle est vue par les ATs sans être vue par les UTs. Cette source va polluer l'image et biaiser la source d'intérêt. Ainsi, une densification hétérogène est optimale s'il n'y a pas de sources parasites dans le champ couplé de la plus petite ouverture.

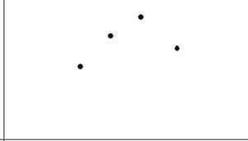
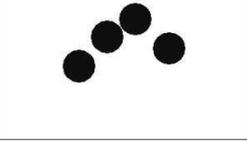
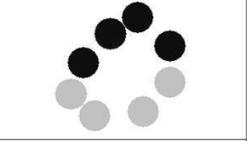
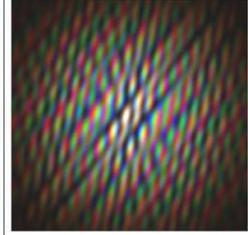
Fizeau mode 4 UTs	Hypertélescope mode 4 UTs Homogeneous pupil densification	Hypertélescope mode 4 UTs + 4 ATs Heterogeneous pupil densification
		
		
1	5.67	UT: 5.67 , AT: 25.83

Fig. 7.3 – Principe de la densification hétérogène au VLTI.

Cas d'une étoile binaire de séparation  $1mas$ . De gauche à droite : Fizeau, densification homogène à 4 UTs, densification hétérogène à 4 UTs et 4 ATs.

### 7.3 Vers des hypertélescopes au sol ou dans l'espace

Les hypertélescopes constituent un nouveau concept de recombinaison tout en un, qui devient nécessaire avec les futurs grands réseaux, où le grand nombre de télescopes est un paramètre critique. Les hypertélescopes sont bel et bien une solution d'avenir, mais il reste encore du chemin à parcourir. Car qui dit nouveaux concepts dit nouvelles études concernant les aspects techniques. Plusieurs questions restent ouvertes, à la fois sur l'infrastructure du réseau, sur le recombineur, sur le cophaseur, ou sur le type d'instrument scientifique pouvant être installé au foyer densifié. Pour toutes ces raisons, des études à plus long terme sont lancées pour définir les propriétés et les besoins des futurs hypertélescopes optiques.

L'OCA est impliqué dans le projet au sol CARLINA proposé par Labeyrie (2003), qui est un réseau dilué à grand nombre d'ouvertures, sans ligne à retard. Les sous-ouvertures sont disposées sur une grande sphère, comme par exemple le fond d'un volcan. Un instrument densifieur, suspendu par un ballon, est placé au foyer de l'interféromètre. Les premiers tests à 2 et à 3 miroirs ont été effectués à l'OHP (Le Coroller, 2004). Il est prévu d'installer un prototype sur le site de Calern (OCA) dans une dolline.

Des missions d'interférométrie optique sont aussi envisagées dans l'espace. Le CNES et l'ESA<sup>4</sup> mènent une prospective sur les vols de satellites en formation et s'intéressent aux nouveaux concepts émergents en interférométrie. Une réflexion est menée pour définir des projets tels que PEGASE (2012) destiné principalement à l'étude de jupiters chauds, et DARWIN (2020-2025) dédié aux exo-Terres. Les phases d'études préliminaires ont montré la nécessité d'un mode nulleur pour la caractérisation spectroscopique des exoplanètes et l'intérêt d'un mode imageur pour des objets complexes comme les disques proto-planétaires et les noyaux actifs de galaxies. Combiner ces deux modes sur une même mission spatiale lui conférerait un atout majeur en terme de capacité scientifique. Toutes ces idées peuvent ensuite être extrapolées aux futurs hypertélescopes spatiaux, avec des projets encore plus ambitieux comme LUCIOLA (Labeyrie, 1997).

<sup>4</sup>ESA : European Space Agency ([www.esa.int](http://www.esa.int))

## 7.4 Objectifs du banc SIRIUS

Le banc de test SIRIUS (Système Interférométrique de Recombinaison pour l'Imagerie sur l'Univers Stellaire) permet d'étudier les modes de recombinaison en interférométrie destinés à l'imagerie. Il vise à comparer les performances en restitution image vs objet obtenues :

- en synthèse d'ouverture,
- en imagerie directe Fizeau,
- en imagerie directe densifiée.

Le logiciel d'analyse des images SIRIUS est le module de sortie du logiciel de simulation global. La confrontation simulation/expérience est la clé de ce travail d'analyse.

Plusieurs modes de recombinaison sont prévus :

- le mode Fizeau, en recombinaison directement les faisceaux,
- le mode densifieur, en densifiant la pupille avec un module fibré,
- le mode coronographique, en plaçant un coronographe au foyer densifié,
- le mode spectro-interférométrique, avec un spectromètre à intégrale de champ au foyer densifié.

Le mode synthèse d'ouverture est réalisé simultanément avec les 2 premiers modes en recombinaison multi-axiale. Les 2 derniers modes n'ont pas été traités pendant la thèse. Des études de R&T sont nécessaires (voir perspectives Partie 10.3.6).

Le banc SIRIUS a pour vocation d'étudier les spécifications techniques requises d'un densifieur fibré, en développant un concept d'imageur à 8 fibres optiques et un concept de cophaseur fibré.

Le banc SIRIUS permet en outre de développer et tester des algorithmes d'analyse d'images :

- reconstruction d'image par synthèse d'ouverture,
- traitement et déconvolution d'images directes (Fizeau ou densifiée).



## Chapitre 8

# Phase I : Le mode d'imagerie Fizeau

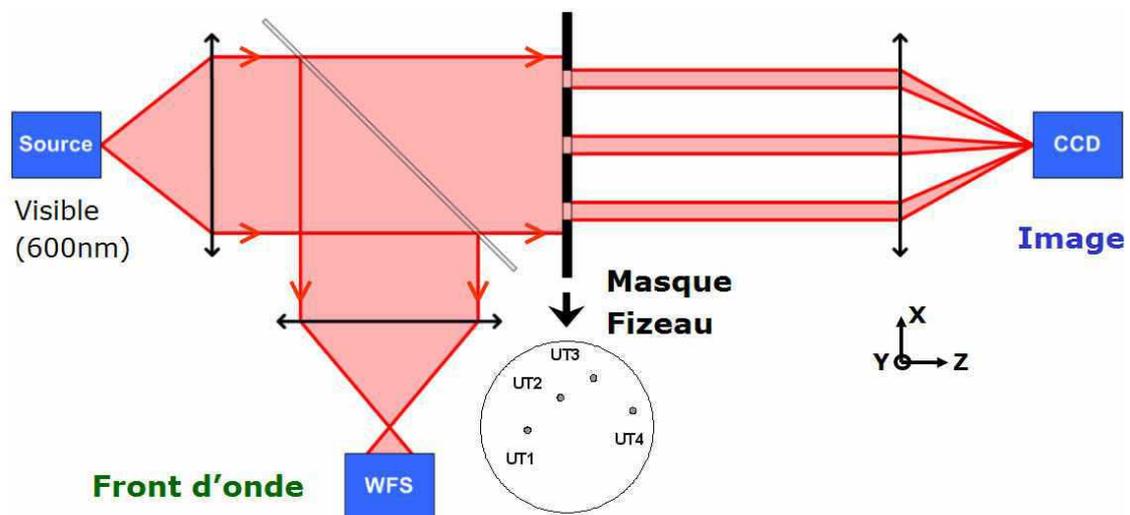


Fig. 8.1 – Schéma de principe de SIRIUS en mode Fizeau.

Une source fibrée est couplée à un filtre spatial représentant l'objet astrophysique étudié. La lumière sortante est collimatée en un faisceau parallèle de  $70\text{mm}$  de diamètre. Ce faisceau est séparé en deux via une lame séparatrice, 10% du flux étant transmis vers la voie analyse et 90% étant réfléchi vers la voie imagerie. Côté analyse, le faisceau est focalisé sur l'ASO, placé en aval du foyer, pour ajuster le diamètre du faisceau à la taille du capteur ( $12 * 12\text{mm}^2$ ). Côté imagerie, le faisceau passe par un masque multi-pupilles qui reproduit différentes configurations du réseau. Puis un système de focalisation recombine les faisceaux sur la caméra CCD. Ce montage permet de corrélérer les pistons différentiels entre faisceaux avec les dégradations observées dans l'image directe.

### 8.1 Description du montage

Quand j'ai débuté la thèse, la table optique campait seule au milieu du nouveau laboratoire d'optique de Grasse fraîchement repeint entre collègues. Des études numériques et optiques ont été menées pour spécifier et dimensionner le banc. La première étape a été la réalisation complète du montage Fizeau (Fig. 8.1), où j'ai défini les éléments optiques et dessiné bon nombre de croquis et dessins techniques. J'ai été aidé de Alain Spang, opticien, pour la conception et les procédures d'alignement. J'ai également co-encadré un stagiaire, Steven Aime<sup>1</sup>, pendant la phase d'intégration.

<sup>1</sup>SupOptique de Paris

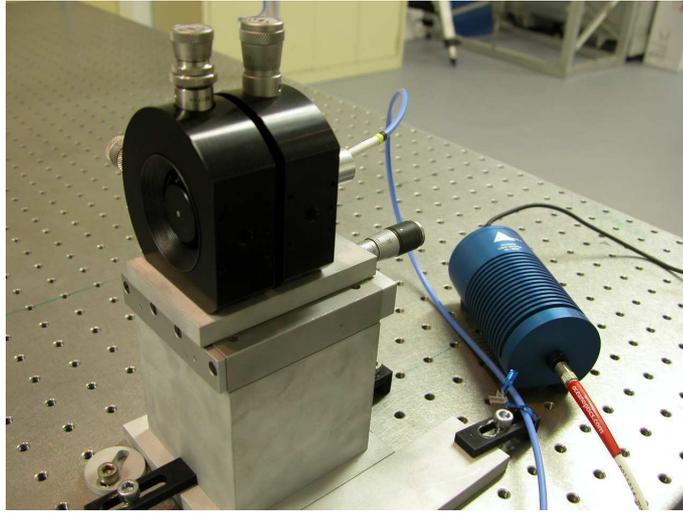


Fig. 8.2 – Source blanche fibrée.

La source blanche est couplée soit avec une fibre monomode (objet non résolu), soit à une fibre multimode qui éclaire directement un filtre spatial (objet résolu). La longueur d'onde centrale ( $600nm$ ) et la bande spectrale ( $10$ ,  $40$  et  $80nm$ ) sont sélectionnées à l'aide d'une série de filtres spectraux interférentiels. La source blanche peut être commutée avec une diode laser à  $635nm$ .

### 8.1.1 Source lumineuse

Le système optique SIRIUS travaille dans le domaine du visible. La source de lumière a fait l'objet de plusieurs versions pour optimiser la puissance lumineuse. Une solution fibrée a été retenue (Fig. 8.2).

Le système optique dédié à l'imagerie doit être aussi achromatique que possible pour pouvoir analyser les aberrations spectrales liées à la densification. Une simulation (sous ZEMAX) dans le cas Fizeau montre que pour que le système ne soit limité que par la diffraction, la bande spectrale d'utilisation doit rester inférieure à  $80nm$ . Le critère dit que les rayons lumineux polychromatiques doivent tomber à l'intérieur de la tache d'Airy du montage Fizeau, soit un champ de  $2.44\lambda F_f/D = 83\mu m$  avec  $\lambda = 600nm$ ,  $F_f = 4m$  et  $D_{pup} = 70mm$ .

### 8.1.2 Objets

Les objets étudiés sur le banc se limitent à des cas simples d'observation. Il a été étudié une étoile ponctuelle (FEP), des disques uniformes partiellement résolus et une binaire avec différents rapports photométriques.

L'objet est non résolu par les sous-ouvertures et est partiellement (ou complètement) résolu par les bases  $B_n$  de l'interféromètre si :

$$1.22 \frac{\lambda F_c}{B_{i \max}} < D_{\text{objet}} < 1.22 \frac{\lambda F_c}{D_i} \quad (8.1)$$

Ce qui donne  $10\mu m < D_{\text{objet}} < 200\mu m$ , avec  $\lambda = 0.6\mu m$ ,  $F_c = 1200mm$ , et  $B_{i \max} = 70mm$  (voir annexe A.1).

Les disques uniformes de différents diamètres sont reproduits grâce à des trous spatiaux de  $5$ ,  $10$ ,  $20$ ,  $30$  et  $50$  de diamètre.

### 8.1.3 Masque pupillaire

Un masque multi-pupilles est percé de plusieurs trous dont les tailles et les positions reproduisent un réseau interférométrique allant jusqu'à 8 télescopes (Fig. 8.3). L'entrée est donc équivalente à un télescope monolithique avec un masque Fizeau.

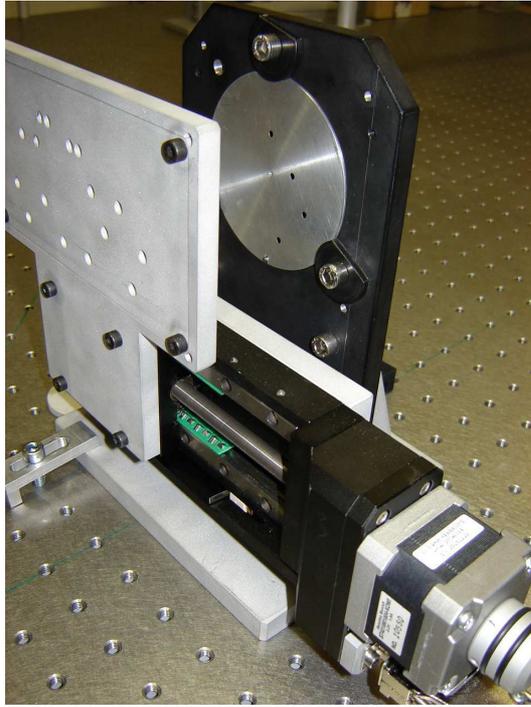


Fig. 8.3 – Masque Fizeau.

La disposition et le diamètre des sous-pupilles reproduisent à l'échelle 1 : 3000 la configuration du VLT1 à 4 UTs et 4 ATs pour une étoile au zénith. Les diamètres d'entrée des UTs et des ATs correspondent respectivement à  $2.7mm$  et  $0.6mm$ . Plusieurs masques reproduisent d'autres types de configurations à 8 faisceaux de  $4mm$  de diamètre. En premier plan est visible le masque de calibration photométrique (voir Sect. 8.2.3).

Plusieurs configurations sont prévues en entrée, qui s'inscrivent dans la pupille d'entrée de SIRIUS de  $70mm$  de diamètre. Ce paramètre a été choisi pour s'adapter à terme aux caractéristiques du foyer coudé du télescope MéO (Métrologie Optique), le télescope de  $1.5m$  de diamètre à Calern.

#### 8.1.4 Système imageur

Les faisceaux collimatés sont focalisés sur une caméra CCD SONY dont la fréquence d'acquisition atteint  $50Hz$  (Tab. 8.1). On enregistre en pratique une séquence de plusieurs images ( $50$  par défaut) en choisissant le temps de pose (jusqu'à  $250ms$ ). Un mode pose longue permet d'intégrer un grand nombre d'images.

Afin d'avoir un échantillonnage suffisant de l'image sur la CCD, la condition de Shannon implique d'avoir au moins 2 pixels par resel. La focale nécessaire vérifie :

$$F_f > 2A \frac{D_{i\ max}}{\lambda} \quad (8.2)$$

Ce qui donne :  $F_f > 1.94m$ , avec  $A = 8.3\mu m$  la taille d'un pixel CCD. En pratique, l'échantillonnage est fixé à au moins 3 fois Shannon pour ne pas biaiser l'information haute résolution. La focale moyenne est fixée par la suite à  $F_f = 6m$ . On utilise un système de focalisation à rallonge optique (Fig. 8.4).

#### 8.1.5 Analyseur de surface d'onde (ASO)

On utilise un analyseur de surface d'onde (ASO) de type Shack-Hartmann de chez Imagine Optic (Fig 8.5). Une reconstruction modale approxime le front d'onde à l'aide de polynômes de Zernike afin de déterminer

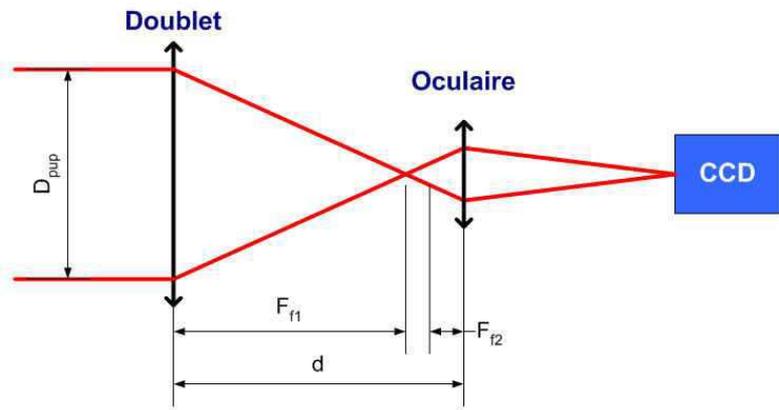
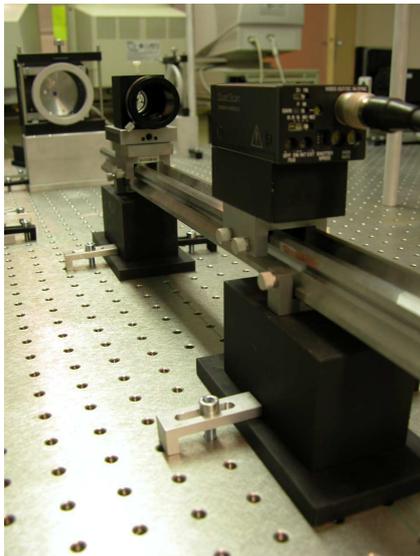


Fig. 8.4 – Caméra CCD avec le système de focalisation en arrière plan.

Le système de focalisation à focale variable est composé d'un doublet de focale  $F_{f1} = 500\text{mm}$  et d'un oculaire de focale  $F_{f2} = 10\text{mm}$ . La focale équivalente vaut  $F_f = \frac{F_{f1}F_{f2}}{F_{f1}+F_{f2}-d} < 0$ , avec  $d$  la distance entre le doublet et l'oculaire. L'encombrement entre le doublet d'entrée et la CCD reste inférieur au mètre pour une focale effective de plusieurs mètres. Le grandissement, égal à  $G = F_f/F_c$ , est compris entre 1 à 10.

Caméra CCD SONY XC-HR300	
Nombre de pixels	764 * 574
Taille d'un pixel	8.3 $\mu\text{m}$ * 8.3 $\mu\text{m}$
Surface de détection effective	6.4mm * 4.8mm
Niveaux de gris	256
Temps de pose d'une image	2 $\mu\text{s}$ à 250ms
Fréquence d'acquisition maximal	50Hz

Tab. 8.1 – Caractéristiques principales de la caméra CCD SONY XC-HR300.

les défauts de premiers ordres correspondant aux basses fréquences spatiales : basculement globale du front d'onde (ou tip-tilt), courbure (ou focus), astigmatisme, coma et ordres supérieurs.

Dans le cas d'un interféromètre, les aberrations différentielles entre les télescopes sont définies comme la différence entre l'amplitude d'un mode sur une sous-pupille et l'amplitude du même mode sur une autre sous-pupille. Le mode d'ordre 0 est le piston différentiel entre les télescopes, correspondant à la différence de chemin optique entre les faisceaux. Le mode d'ordre 1 correspond au basculement différentiel entre les télescopes. Etant donné la faible dimension d'une sous-pupille, on néglige les aberrations des télescopes individuels. De plus, le montage SIRIUS est tel que l'ASO est limité en échantillonnage, avec environ 9 pixels pour une sous-pupille. On considère la valeur moyenne des pixels et on ne mesure que les pistons différentiels entre les sous-pupilles. Les basculements différentiels entre les faisceaux ne sont pas mesurés par l'ASO, mais sont vus par la CCD. Ils se traduisent par une mauvaise superposition des taches au foyer (voir plus loin).

La reconstruction du front d'onde n'est possible que si la surface analysée est continue. La mesure du front d'onde s'effectue donc sur la pupille pleine en entrée. Connaissant la disposition des sous-pupilles du masque Fizeau en regard de la pupille d'analyse de l'ASO (après étalonnage, Sect. 8.2.4), on en déduit les pistons différentiels entre les sous-pupilles. Le but est de corrélérer les déphasages mesurés par l'ASO en entrée et les dégradations observées dans l'image enregistrée par la CCD en sortie. Cela nous renseigne sur les spécifications requises pour le cophasage des faisceaux et sur le post-traitement à apporter pour calibrer



Fig. 8.5 – Analyseur de surface d’onde ASO64 de chez Imagine Optic.

Analyseur de surface d’onde ASO64	
Dimension de la pupille d’analyse	$12 * 12mm^2$
Nombre de sous-pupilles pour l’analyse	$64 * 64$
Résolution spatiale (largeur d’une sous-pupille)	$187.5\mu m$
Longueur d’onde de fonctionnement	$350 - 1100nm$
Fréquence d’acquisition maximale	$20Hz$ (optimisation à $40Hz$ )
Fréquence de traitement	$2$ à $10Hz$ (selon config)
Temps d’intégration	Réglage manuel
Ouverture numérique maximale	$N = 3$
Précision sur la mesure du front d’onde	$\lambda/50$ rms sans alignement du tilt $\lambda/100$ rms avec alignement du tilt
Sensibilité de mesure du tilt	$1\mu rad$ rms
Sensibilité de mesure de la courbure	$5.10^{-4}m^{-1}$ rms

Tab. 8.2 – Caractéristiques principales de l’analyseur de surface d’onde ASO64.

les données. Il ne s’agit plus de calibrer des visibilité ou des phases, mais d’interpréter les changements de distribution d’intensité dans l’image directe.

L’ASO a une résolution de  $\lambda/100$  (spécification constructeur), soit  $6nm$  de résolution à  $\lambda = 600nm$  (Tab. 8.2).

## 8.2 Réglages du système

### 8.2.1 Procédure d’alignement

Le schéma d’implantation est donné en annexe A et la procédure d’alignement est détaillée en annexe B.

Un laser d’alignement définit l’axe optique du système et sert à aligner successivement le miroir plan, la lame séparatrice, les 3 doublets de collimation en entrée et de focalisation sur les voies imagerie et analyse, ainsi que les diaphragmes et le masque Fizeau.

La source est ensuite collimatée en entrée avec une lunette autocollimatrice pour régler le focus. Le positionnement de l’objet sur l’axe est obtenu en plaçant un miroir plan au foyer image (côté CCD) et en superposant l’image réfléchi au foyer objet de la source.

La CCD est alignée avec le système de focalisation en jouant sur la position de l'oculaire et de la CCD pour avoir le grandissement approprié. L'ASO est aligné de sorte que la pupille analysée éclaire le plus grand nombre de micro-lentilles. Pour régler le tilt, l'angle d'incidence du faisceau est minimisé grâce à un mode d'alignement interne à l'ASO.

## 8.2.2 Calibration du bruit de fond

Afin de corriger proprement le bruit de fond, on mesure un Fond après chaque mesure de la CCD en fermant l'obturateur devant la source. Le Fond est enregistré dans les mêmes conditions que la mesure, avec les mêmes paramètres d'acquisition de la CCD, i.e. le même temps de pose. Un prétraitement de l'image consiste à soustraire l'image du Fond à l'image mesurée :

$$\text{Image corrigée} = \text{Image mesurée} - \text{Fond}$$

## 8.2.3 Calibration photométrique

Le flux au niveau de chaque sous-pupille n'est pas le même, ce qui affecte le contraste de l'image et donc les mesures de visibilités en synthèse d'ouverture. La calibration photométrique consiste à mesurer le flux voie par voie.

Placé à côté du masque Fizeau, un masque de calibration photométrique motorisé laisse passer soit tous les faisceaux pour enregistrer l'image, soit un seul faisceau pour mesurer sa photométrie. Une séquence automatique enregistre successivement l'image interférométrique et les images photométriques.

On en déduit la photométrie différentielle entre voie et le facteur de calibration photométrique de la visibilité correspondante (voir Eq. 8.7, Sect. 8.3).

## 8.2.4 Calibration de l'ASO

### Repérage spatial des sous-pupilles sur l'ASO

Pour connaître le piston différentiel au niveau de chaque sous-pupille du masque Fizeau, il faut d'abord repérer leur position correspondante dans le plan du senseur de l'ASO. Pour cela, la configuration du réseau est reproduite dans un plan pupille du faisceau d'entrée collimaté, en amont de la lame séparatrice. On utilise un masque Fizeau identique à celui de la voie imagerie, excepté que la configuration du réseau est inversée (dû à la réflexion sur la lame séparatrice). Les trous des deux masques sont superposés en maximisant le flux enregistré par la CCD. Il reste à enregistrer une image de référence avec l'ASO, où les positions des sous-pupilles correspondent aux pixels éclairés de l'ASO. Ce masque de repérage des sous-pupilles est utilisé à chaque nouveau réalignement de l'ASO.

### Correction des défauts optiques du premier ordre

L'ASO mesure les défauts optiques du premier ordre et peut les corriger par le logiciel en temps réel.

Le basculement du front d'onde est dû à un mauvais alignement de l'ASO sur l'axe optique du système. Pour corriger cet effet, l'ASO calcule la pente moyenne du front d'onde en ajustant (aux moindres carrés) la carte du front d'onde avec un plan de la forme  $z = ax + by + c$ .

Le défaut de focus mesuré par l'ASO est dû principalement au montage, où la pupille est focalisée sur le senseur de l'ASO, ce qui induit une courbure du front d'onde. L'ASO calcule le défaut de focus en ajustant (aux moindres carrés) la carte du front d'onde avec une parabole de la forme  $z = ax^2 + by^2 + cx + dy + e$ .

### Mesures en différentiel des variations des pistons différentiels

Dans un premier temps, on effectue des mesures en différentiel, à savoir on compare chaque mesure à une mesure de référence. On ne s'intéresse pas aux valeurs absolues de pistons différentiels, mais à leur

variation d'une carte de front d'onde à une autre. Dans la pupille de référence, les aberrations sont dues aux défauts optiques et aux erreurs d'alignement. Dans la pupille mesurée s'ajoutent à ces défauts les aberrations dues à un changement de condition de mesure.

Lors de l'analyse, si on soustrait la pupille de référence à la pupille mesurée, la carte du front d'onde obtenue permet de quantifier les variations différentielles du front d'onde indépendamment des défauts intrinsèques au système optique. Ceci permet de corriger tous les défauts du système. Comme le basculement absolu du front d'onde est aussi corrigé, il suffit dans ce cas d'aligner grossièrement l'ASO avec une tolérance de 3° sur l'angle d'incidence.

### Mesures en absolu des pistons différentiels

La mesure en différentiel ne permet pas de connaître les différences de chemins optiques entre faisceaux. Il est nécessaire de corréler le front d'onde que l'on souhaite connaître au niveau du masque Fizeau et le front d'onde mesuré sur le senseur de l'ASO. Il faut tenir compte des défauts intrinsèques aux éléments optiques sur la voie analyse (lame séparatrice en transmission) et sur la voie imagerie (lame séparatrice en réflexion). N'importe quelle aberration peut générer localement du piston sur le front d'onde et biaiser la mesure des pistons différentiels entre sous-pupilles.

L'idée est d'installer l'ASO soit en entrée sur la voie analyse pour les mesures, soit en sortie sur la voie imagerie pour la calibration du front d'onde (annexe A). En sortie, l'ASO est monté en parallèle avec la CCD via un miroir de renvoi escamotable (placé à 45°), en ayant retiré le masque Fizeau. La différence entre ces deux fronts d'onde nous donne la carte des défauts différentiels intrinsèques au système entre l'entrée et la sortie. Cette carte est soustraite lors de l'analyse au front d'onde enregistré par l'ASO en entrée, pour restituer le front d'onde effectif sur la voie imagerie.

## 8.3 Analyse des données en mode synthèse d'ouverture

Le logiciel d'analyse en mode synthèse d'ouverture calcule la densité spectrale et détermine les termes de visibilité pour chacune des bases du réseau.

### 8.3.1 Densité spectrale de puissance

Dans l'espace de Fourier, la relation objet-image, donnée par l'Eq. 2.10, s'écrit :

$$TF(I(x, y)) = TF(O(x, y)) \cdot TF(FEP(x, y)) = TF(O(x, y)) \cdot FTO(u, v) \quad (8.3)$$

On calcule d'abord la densité spectrale de puissance, qui est égale au module carré de la transformée de Fourier de la distribution d'intensité. On effectue ensuite la moyenne des densités spectrales de chaque pose courte de la séquence d'images enregistrées, afin de s'affranchir de la turbulence (Labeyrie, 1970).

$$\langle |TF(I(x, y))|^2 \rangle = |TF(O(x, y))|^2 \cdot \langle |TF(FEP(x, y))|^2 \rangle \quad (8.4)$$

Une première étape consiste à caractériser la fonction de transfert de modulation speckle  $\langle |TF(FEP(x, y))|^2 \rangle$ , en mesurant la densité spectrale d'un objet non résolu. Connaissant cette fonction de transfert, il devient possible de déterminer la densité spectrale d'un objet résolu.

On distingue dans la densité spectrale :

- le pic basse fréquence, au centre, qui contient l'énergie incohérente de la source reçue par l'ensemble des ouvertures,
- les pics hautes fréquences, qui contiennent chacun l'énergie cohérente de la source à la fréquence spatiale  $B_i(p, q)/\lambda$ , où  $B_i(p, q)$  est la base d'entrée du réseau définie par les sous-pupilles d'indices  $p$  et  $q$ .

### 8.3.2 Estimateur de visibilité

Le contraste des franges, ou amplitude de visibilité, est fonction du rapport entre l'énergie d'un pic  $E_{HF}(p, q)$  à la fréquence spatiale  $B_i(p, q)/\lambda$  et l'énergie du pic central  $E_{BF}$  (Roddiier, 1984).

$$V_{pq} = \frac{2 N_T \frac{E_{HF}(p, q)}{E_{BF}}}{C(p, q)} \quad (8.5)$$

$C(p, q)$  est le facteur de calibration qui tient compte des pertes de visibilité liées aux erreurs instrumentales et aux conditions d'observation. Ce facteur de calibration peut se décomposer comme suit :

$$C = C_{photom} \cdot C_{tilt} \cdot C_{ddm} \cdot C_{polar} \quad (8.6)$$

$C_{photom}$  est le facteur de calibration photométrique, défini par :

$$C_{photom}(p, q) = 2 \frac{\sqrt{I_p I_q}}{I_{tot}} \quad (8.7)$$

$C_{tilt}$  est le facteur d'atténuation lié en recombinaison multi-axiale à une mauvaise superposition des sous-images au foyer. Cet effet est équivalent aux erreurs de guidage des télescopes sur le ciel, dont un abaque est donné par Chelli (1986).

$C_{ddm}$  est le facteur d'atténuation lié aux pistons différentiels. Il est défini comme Lawson (1999) :

$$C_{ddm}(p, q) = \text{sinc} \left( \frac{\pi \delta(p, q)}{l_c} \right) \quad (8.8)$$

avec  $l_c = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$  la longueur de cohérence.

$C_{polar}$  tient compte de la polarisation différentielle entre les voies. Ce facteur correctif est négligé ici, mais il est utile dans le cas du densifieur (voir Eq. 9.24, Sect. 9.3.3).

## 8.4 Tests et résultats expérimentaux

### 8.4.1 Stabilité et répétabilité des mesures

Plusieurs campagnes de mesures ont été menées sur le Fizeau au cours des 2 ans d'exploitation. C'est la configuration à 4 UTs qui a été majoritairement utilisée. On enregistre soit une image Fizeau à 4 UTs (Fig. 8.6), soit 6 images Fizeau à 2 UTs, i.e. base par base (Fig. 8.7). L'image Fizeau à 4 UTs est analysée soit dans l'espace direct (méthode de type CLEAN), soit dans l'espace de Fourier (calcul de la densité spectrale). Les images frangées à 2 UTs sont analysées dans l'espace de Fourier.

#### L'image Fizeau

Rappelons que l'image Fizeau à 4 UTs est une image directe, dans le sens où une image de l'objet est restituée dans la partie centrale de l'image, i.e le champ propre. Dans le cas de la FEP, seul le pic maximal central contient de l'information, les autres pics étant dus à la nature plus ou moins redondante du réseau. Notons d'ailleurs que la configuration du VLTI à 4 UTs est quasi-redondante (à cause des bases UT12 et UT23 principalement).

Ce pic central est détecté par une méthode de type CLEAN. Sa forme ovoïde est due à la forme très asymétrique de la pupille d'entrée à 4 UTs. Je ne pousse pas plus loin mon interprétation. Mais notons que ce pic central est similaire au pic central de la même image densifiée. On exploite uniquement la partie centrale de la FEP Fizeau à l'intérieur du champ propre. Il contient en effet la même information qu'avec une image densifiée, mais avec beaucoup moins de flux, donc un moins bon rapport signal à bruit.

La configuration 4 UTs reste limitée en capacité d'imagerie, ce qui ne la rend pas moins démonstrative. Pour illustrer davantage mes propos, je montre à la figure 8.8 la FEP obtenue sur SIRIUS avec la configuration KEOPS8. Le pic central au milieu du champ propre est bien visible.

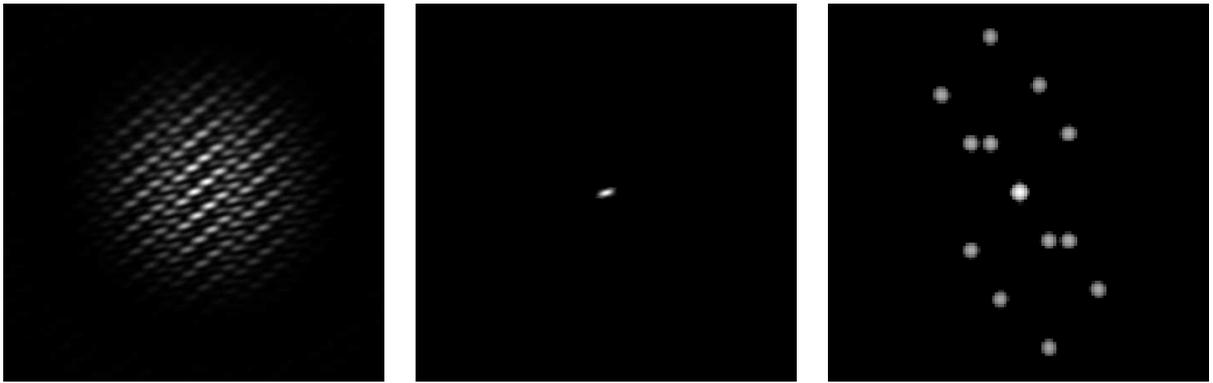


Fig. 8.6 – Image SIRIUS et traitement en mode Fizeau avec 4 UTs.

FEP Fizeau 4 UTs (à gauche). FEP Fizeau CLEAN après détection du pic central (au milieu). Densité spectrale (à droite).

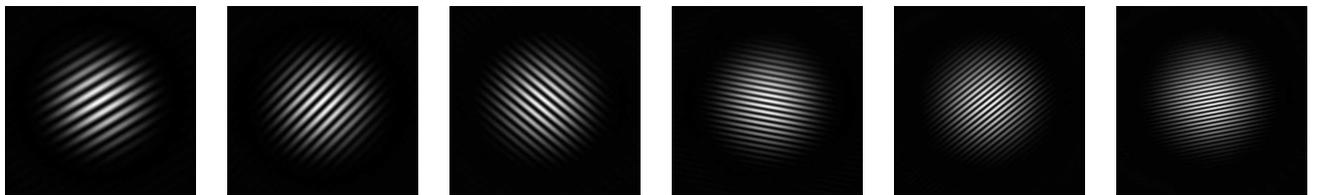


Fig. 8.7 – Images SIRIUS en mode Fizeau avec 2 UTs.

FEP Fizeau 2 UTs enregistrées base par base. Les images sont classées de gauche à droite par bases croissantes (UT23, UT12, UT34, UT24, UT13, UT14).

Considérons maintenant la stabilité du pic central. Son amplitude maximale ne fluctue pas de plus de  $2\%RMS$ . Sa position (photocentre) ne bouge pas sur plusieurs heures de plus de  $0.1\%$  de la largeur de la tache d'Airy. L'image directe est donc très stable, et très peu sensible à la turbulence résiduelle. Après plusieurs jours, le photocentre peut se déplacer d'environ  $3\%$  de la largeur de la tache d'Airy (verticalement). Cette dérive lente du système ne pose pas de problème et est corrigée initialement en recentrant l'image sur la CCD.

## Les visibilités

Dans la suite, je parle de la fonction de transfert plutôt que de la visibilité  $V^2$ , qui vaut  $V_{mesure}^2/V_{theorique}^2$ . Les mesures sont très stables, avec un écart-type meilleur que  $0.3\%RMS$  sur les courtes poses (à quelques dizaines de Hz). Les mesures sont reproductibles à mieux que  $0.5\%$  d'une mesure à l'autre et d'un jour à l'autre pour un montage donné. Par contre, les mesures varient d'un montage à un autre, après un réaligement complet du banc.

Je donne ici les résultats obtenus pour 2 séries de mesures significatives (Fig. 8.9). La première série de mesures suit le montage de référence (annexe A). C'est ce même montage qui est utilisé en mode densifié. Dans la deuxième série, on a interverti les doublets de collimation et de focalisation, à savoir le doublet F1200 passe en sortie vers la CCD et le doublet F500 sert à la collimation.

On constate dans les 2 cas que les mesures sont stables mais biaisées. Les écarts entre les 2 montages atteignent plusieurs dizaines de pourcents. Il faut néanmoins remarquer que le biais pour chacune des bases va toujours dans le même sens. La base UT12 est toujours la plus contrastée, et la base UT24 est toujours la plus atténuée. En cela, les biais sont reproductibles... Ils sont intrinsèques au montage, et leurs amplitudes semblent tributaires du montage et de l'aligement.

Dans le premier montage, les mesures à 2 ou 4 télescopes sont concordantes, avec un écart moyen de

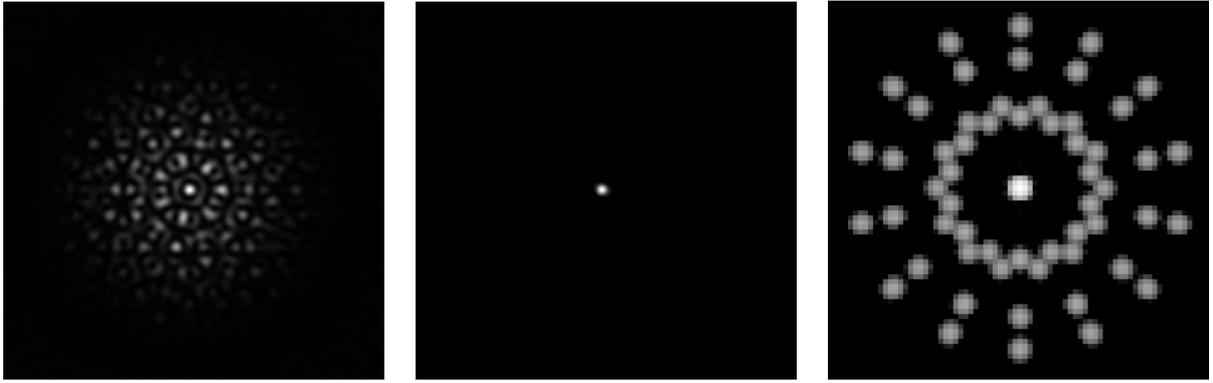


Fig. 8.8 – Image SIRIUS et traitement en mode Fizeau avec la configuration KEOPS8. FEP Fizeau KEOPS8 (à gauche). FEP Fizeau CLEAN après détection du pic central (au milieu). Densité spectrale (à droite).

2%. Par contre, c'est la catastrophe pour le deuxième montage, où elles divergent (pour la base UT12, visibilité  $> 1...!$ ).

D'anciennes mesures affichent le même comportement. Un montage simplifié a même été essayé sans lame semi-réfléchissante, supposée défectueuse, mais c'est pareil. On retrouve toujours la même forme d'ensemble de la courbe, les biais étant plus ou moins amplifiés, et les mesures 4UT étant toujours plus critiques que les mesures base après base.

Par la suite, je cherche à expliquer ces divergences de plusieurs dizaines de pourcents. Toutes les sources d'erreurs susceptibles de biaiser les contrastes ont été caractérisées.

#### 8.4.2 Caractérisation des biais instrumentaux

La table 8.3 donne une liste de tous les biais instrumentaux qui ont été contrôlés. Je donne une estimation de la chute de contraste pour chacun d'eux et je décris plus en détail les méthodes de correction.

Notons que le programme d'analyse a été validé avec une image simulée à 4UT dans un cas parfait (sans bruit), avec les mêmes caractéristiques que l'image enregistrée par la CCD (mêmes dimensions en pixels, même échantillonnage, même amplitude). Toutes les visibilités sont égales à  $1 \pm 10^{-4}$ , ce qui valide le programme de traitement. Le bruit de calcul est négligeable.

##### Caractérisation du bruit de fond

Quel que soit le temps de pose, le fond tourne autour de  $4ADU \pm 0.5ADU$ , soit 1.5% de la dynamique ( $255ADU$ ). Le fond résiduel d'une image corrigée est d'environ  $0.2ADU \pm 0.6ADU$ , soit moins de 0.1% de la dynamique. Le fond paraît bien corrigé.

J'ai ensuite essayé de corriger les images avec un fond uniforme, où tous les pixels sont égalisés à 3.5, à 4 ou à 4.5  $ADU$ . On constate des différences de 1 à 20% sur les valeurs de  $V^2$  ! Le fond n'est donc pas de si bonne qualité, et les visibilités sont très sensibles à la correction du fond. Il semble que ce soit plus sensible à 4 voies qu'à 2. Ceci pourrait expliquer les différences observées entre les mesures 2UT et 4UT.

##### Problème de non-linéarité de la CCD

Sur une séquence de 50 images successives, on observe une élévation du fond d'environ  $0.1ADU$ , qui se stabilise au bout de  $50ms$  environ (Fig. 8.10). Ceci est sans doute lié à l'électronique de la CCD. Dans l'image interférométrique, dont on soustrait le fond, le fond corrigé évolue aussi de  $0.1ADU$  environ. Ce fond résiduel vaut la moyenne des 4 coins de l'image. Au cours de la séquence, le fond est trop puis pas assez corrigé. Cet effet se traduit par une diminution de la visibilité moyennée de 1 à 2%. On choisit de

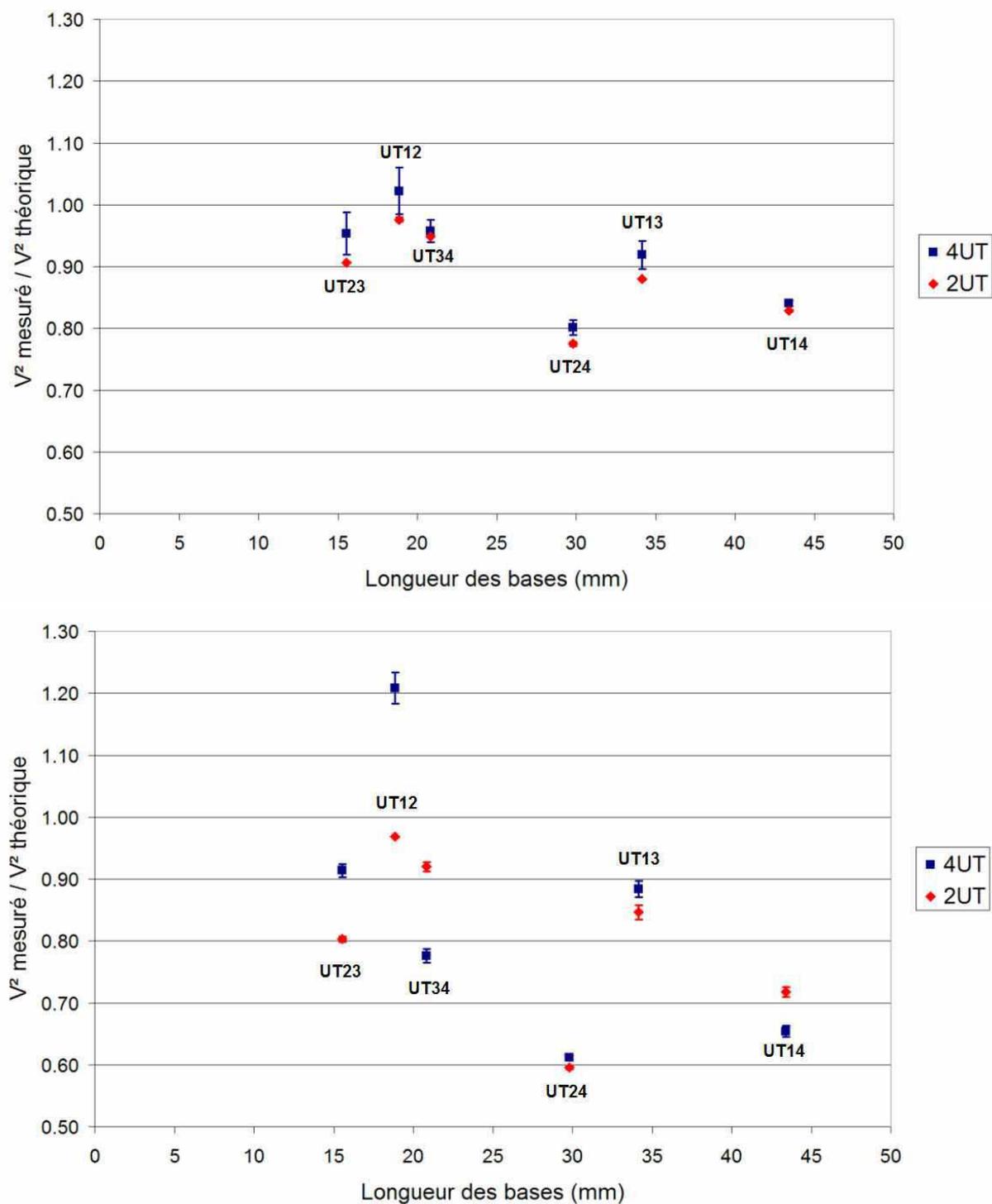


Fig. 8.9 – Visibilités instrumentales mesurées sur SIRIUS en mode Fizeau.

On détermine les fonctions de transfert, définies par  $V_{mesure}^2/V_{theorique}^2$ . Les mesures ont été effectuées soit base par base (2UT), soit avec les 4 faisceaux simultanément (4UT). Deux montages différents ont été réalisés : collimateur de la source de focale F1200 (en haut) et de focale F500 (en bas). Les fonctions de transfert (sensées être égales à 1) sont biaisées dans tous les cas.

Biais	Origine	Effet	Correction
Warm-up	Fluctuation en intensité de la source lumineuse	Risque de saturation	Mise en chauffe pendant 2 heures
Bruit de fond	Lumière parasite	$\Delta V^2 \simeq 1 \text{ à } 5\%$	Capotage + Soustraction d'un dark
Senseur de la CCD	Bruit de lecture, pixels morts	$\Delta V^2 \simeq 1\%$	Soustraction d'un dark
Non-linéarité de la CCD	Dérive initiale du bruit de fond	$\Delta V^2 \simeq 1 \text{ à } 2\%$	Suppression des 1 <sup>eres</sup> images de la séquence
	Flux mesuré fonction de la dynamique du signal, critique si le rapport signal/bruit est faible	$\Delta V^2 \simeq 0 \text{ à } 20\%$	Réglage de la dynamique du signal autour de $I_{max} \simeq 200ADU$
	Temps de pose	$\Delta V^2 \simeq 1 \text{ à } 2\%$	Correction par post-traitement si $T_{pose} > 10ms$
Echantillonnage	Variable en fonction de la longueur de la base	$\Delta V^2 < 1\%$	> 6 pixels par franges pour la base maximale
Superposition des sous-images au foyer	Tilts des faisceaux en amont et/ou mauvaise focalisation	$\Delta V^2 < 3\%$	Mesure de la position des photocentres des voies photométriques & calcul de $C_{tilt}$
Photométrie différentielle	Eclairement non uniforme de la pupille pleine	$\Delta V^2 < 3\%$	Mesure du flux des voies photométriques & calcul de $C_{photom}$
Pistons différentiels (DDM)	Défauts optiques du système	Négligeable	Non avec la diode laser ( $l_c \simeq 40nm$ ) A tenir compte avec la source blanche
Polarisation différentielle	Trempe des matériaux ?	$\Delta V^2 < 2\%$	Non
Stabilité mécanique	Vibrations	Négligeable	Non
	Dilatations dues aux fluctuations thermiques ( $3^\circ C PV$ )	$\Delta V^2 \simeq 1\%$	Non
Opérateur	Perturbations générés par l'opérateur à proximité	$\Delta V^2 \simeq 1\%$	Salle d'optique et salle de controle séparées

Tab. 8.3 – Budget d'erreurs du banc Fizeau SIRIUS.

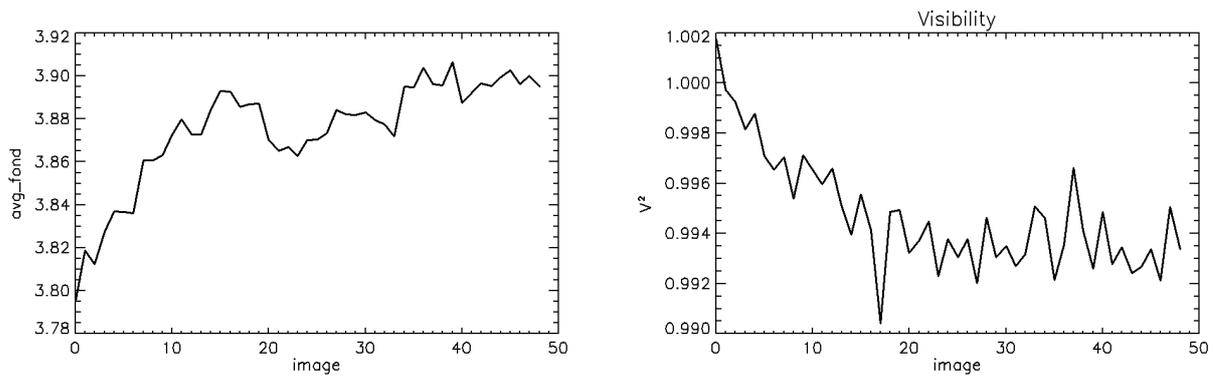


Fig. 8.10 – Biais sur les visibilités fonction du bruit de fond de la CCD au cours du temps. Le niveau moyen du fond de la caméra CCD (à gauche) augmente de  $0.1ADU$  environ, au début de chaque acquisition d'une séquence d'image (ici,  $T_{pose} = 3.5ms$  par image). Le niveau augmente pendant environ  $50ms$ , puis se stabilise. Cette augmentation du fond se traduit par une diminution du contraste de 1% ici pour la petite base UT23 (à droite).

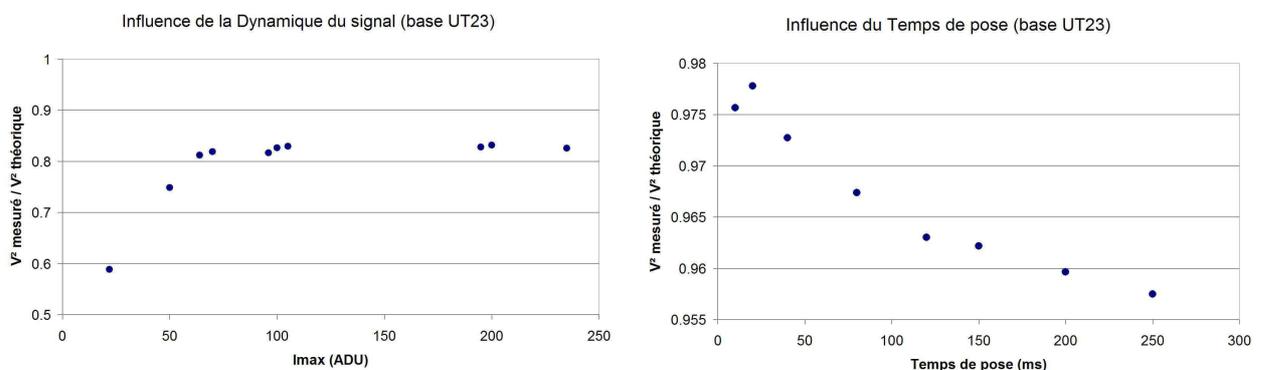


Fig. 8.11 – Biais sur les visibilités fonction de la dynamique du signal et du temps de pose. Le biais fonction de la dynamique (à gauche) devient significatif en dessous de  $60ADU$ , à mesure que le rapport signal/bruit (RSB) devient faible. On observe 10% de chute de contraste à  $50ADU$  (RSB=12) et 30% à  $20ADU$  (RSB=5). Le biais fonction du temps de pose (à droite) génère un offset des visibilités de 1 à 2% entre les courtes et les longues poses.

supprimer les 20 premières images, et de conserver les 30 dernières. Pour une pose maximale de  $250ms$ , il suffit d'enlever la première image.

Outre cette non linéarité temporelle, on observe une non-linéarité fonction à la fois de la dynamique du signal et du temps de pose (Fig. 8.11). L'effet lié à la dynamique est significatif si l'amplitude du signal devient inférieure à  $100ADU$ . En pratique, on utilise toute la dynamique de la caméra en réglant l'amplitude du signal autour de  $200ADU$ , soit un rapport signal/bruit de l'ordre de 50. Par contre, ce biais est à prendre en compte pour des signaux faibles (avec la source blanche par exemple). L'effet lié au temps de pose, qui biaise les visibilités de 1 à 2%, est dû à la turbulence résiduelle dans le laboratoire.

### Problème de l'échantillonnage

Dans le cas d'une recombinaison multi-axiale comme SIRIUS, tous les jeux de franges d'interférence sont obtenues dans le même plan focal image, de sorte qu'elles ne sont pas échantillonnées de la même façon. Autrement dit, il y a plus de pixels par resel pour les petites bases que pour les grandes.

En théorie, il faut au moins 2 pixels par resel pour respecter la condition de Shannon, le resel étant défini

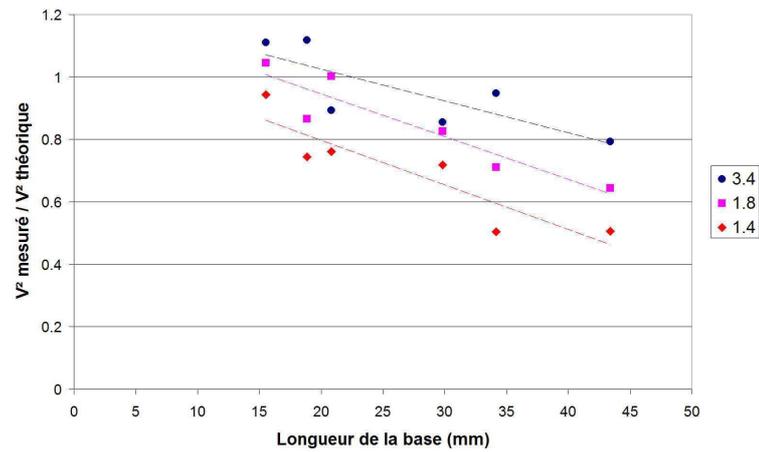


Fig. 8.12 – Biais sur les visibilités fonction de l'échantillonnage.

Trois grandissements différents ont été testés sur un même montage, correspondant à 3 niveaux d'échantillonnage : 1.4, 1.8 et 3.4 fois Shannon (soit environ 3, 4 et 7 pixels par resel).

ici par la plus grande base ( $\lambda/B_{i \text{ max}}$ ). En pratique, la figure 8.12 montre l'effet de l'échantillonnage sur la fonction de transfert. Les valeurs d'échantillonnage sont exprimées en nombre de fois Shannon. Un faible échantillonnage (1 à 2 fois Shannon) entraîne une chute de visibilité de plusieurs pourcents.

En complément, pour quantifier le biais d'échantillonnage indépendamment des autres effets, j'ai simulé des images parfaites à 4UT en faisant varier l'échantillonnage. A la limite de Shannon, on observe des biais importants de plusieurs pourcents. A 2 fois shannon, on atteint quelques pourmilles. A partir de 3 fois Shannon, l'effet devient négligeable. La condition à respecter est donc d'avoir au moins 6 pixels pour un resel, ce qui est fait en pratique.

Outre l'échantillonnage spatial, il faut aussi tenir compte de l'échantillonnage lié à la dynamique de la caméra. Les niveaux de gris sont discrétisés, ce qui peut générer un biais de l'ordre de  $\frac{1ADU}{200ADU} \simeq 0.5\%$ .

### Contrôle de la superposition des sous-images au foyer

La superposition des sous-images au foyer n'est pas parfaite principalement à cause des tilts différentiels des faisceaux liés au défaut du front d'onde en amont. Pour contrôler cela, on mesure la position des photocentres des voies photométriques. L'écart maximum entre 2 taches images est de 3% de la largeur de la tache d'Airy (enveloppe), soit 10 pixels CCD égal à  $\delta = 80\mu\text{m}$ . Avec une focale de  $F_f = 6\text{m}$ , cela donne un tilt en amont de  $\alpha = \delta/F_f \simeq 15\mu\text{rad}$ . Cette valeur est en adéquation avec l'ASO qui mesure des pentes locales du front d'onde de 0 à  $30\mu\text{rad}$ . Néanmoins, la contribution de cet effet reste a priori faible. D'après l'abaque de Chelli (1986), cet effet ne biaise pas la visibilité de plus de 1%.

La non-superposition des sous-images peut aussi provenir d'une défocalisation des faisceaux dans un plan extra-focal, mais c'est normalement beaucoup moins critique car la profondeur focale est grande vue la faible ouverture numérique du faisceau après passage par l'oculaire. Cela dit, une mesure effectuée dans un plan très défocalisé peut générer un biais de quelques pourcents.

Quant à l'image directe à 4UT, on constate que le pic maximal n'est pas toujours au centre du halo de pics, l'enveloppe étant définie par le recouvrement des taches d'Airy de chaque sous-pupilles.

### Contrôle photométrique

La photométrie différentielle entre les faisceaux est due à un éclairage non uniforme de la pupille d'entrée. En effet, on est conditionné soit par l'ouverture numérique de la fibre de la source, soit par la diffraction du trou-objet. Le collimateur est davantage éclairé au centre qu'aux bords.

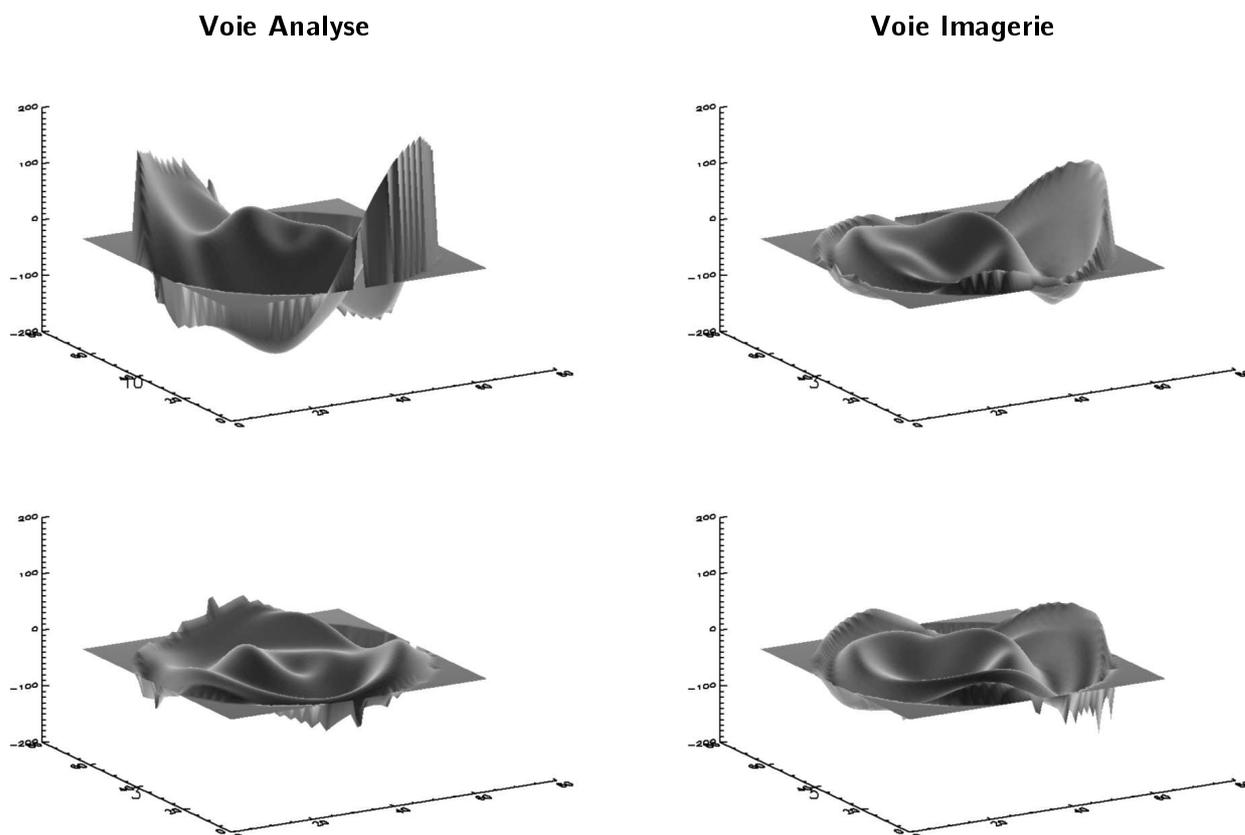


Fig. 8.13 – Défauts optiques du banc SIRIUS caractérisés par l'analyseur de surface d'onde. Le front d'onde a été mesuré en entrée sur la voie analyse (à gauche) et en sortie sur la voie imagerie (à droite). L'entrée est en transmission et la sortie est en réflexion de la lame semi-réfléchissante. Le front d'onde est corrigé du tip-tilt et du focus (en haut), ainsi que de l'astigmatisme, de la coma et des aberrations de sphéricité (en bas). On remarque un défaut d'astigmatisme en entrée, dû au doublet, et un défaut de coma en sortie. On observe une couronne au centre propre à la lame. Le front d'onde affiche dans tous les cas moins de  $200nm$  PV.

Si on utilise le doublet de focale F1200 comme collimateur, la différence photométrique entre les faisceaux n'excède pas les 6%. Une correction photométrique est réalisée systématiquement pour compenser une perte de visibilité pouvant atteindre les 3%.

### Caractérisation des aberrations optiques du système

L'ASO a servi d'abord à déterminer le niveau de turbulence résiduelle dans le laboratoire et à caractériser les aberrations optiques du banc. On a effectué plusieurs mesures en plaçant l'ASO :

- en entrée (comme indiqué sur le schéma d'implantation en annexe A),
- en entrée sans la lame séparatrice,
- en sortie sans le masque Fizeau (à la place de la CCD ou via un miroir de renvoi).

En comparant les différentes cartes de front d'onde, on peut en déduire les cartes d'aberrations de chaque sous-système. En pratique, on s'est contenté de quantifier la déformation maximale du front d'onde tout au long de la propagation du faisceau. Que ce soit en entrée ou en sortie, le front d'onde enregistré est quasi-plan, soit typiquement  $\lambda/10$  RMS ou  $\lambda/2$  PV.

La diode laser utilisée ayant une bande spectrale de  $10nm$ , la longueur de cohérence correspondante est de  $l_c = 36\mu m$ . De fait, la perte de visibilité induite est négligeable.

### 8.4.3 Discussion

Les mesures de visibilité n'ont pu être correctement calibrées. Il y a visiblement quelque chose que l'on ne comprend pas. Le budget d'erreur ne suffit pas à expliquer pourquoi la courbe de fonction de transfert n'est pas plane, pourquoi elle diffère d'un montage à l'autre, et pourquoi les mesures à 2 et 4 faisceaux ne concordent pas.

J'é mets 4 hypothèses.

#### Cosmétique de la caméra ?

Nous avons déjà mis en évidence une mauvaise qualité de fond et des effets de non-linéarité de la caméra. Il se peut que la CCD génère d'autres artefacts. Il faut peut-être recourir à un flat-field, qui corrige l'inhomogénéité des gains de chaque pixel. En tout cas, les problèmes liés à la CCD génèrent des erreurs de quelques pourcents sur les visibilité, mais ils ne suffisent pas à expliquer la non planéité de la fonction de transfert.

#### Effets de polarisation ?

Il existe peut être des effets de polarisation que l'on a négligés, ce qui est peu probable vu que le montage Fizeau est en ligne, c'est-à-dire que tous les faisceaux suivent le même chemin, en traversant ou en se réfléchissant sur les mêmes optiques. A moins que le traitement de l'une des optiques (lame, miroir) ne soit polarisant, à cause d'une inhomogénéité de la trempe des matériaux.

Des premiers tests avec un polariseur en sortie devant la caméra affichent des variations notables de contraste entre des mesures à  $0^\circ$  et à  $90^\circ$ . Comme la lumière de la source est polarisée, le flux varie et la dynamique avec, si bien que ces résultats sont à prendre avec des pincettes. Cela dit, si les mesures à 2UT ne divergent pas de plus de 3%, les mesures à 4UT sont beaucoup plus chahutées, avec un écart-type de 10%. Ceci laisse à penser que le facteur d'atténuation  $C_{polar}$  est bien plus critique si  $N_T > 2$ . La bibliographie ne dit pas grand chose là dessus, et je n'ai pas pu approfondir ce problème à la fin à cause du développement du montage densifié.

#### Défaut de focus ?

Une autre hypothèse est que le front d'onde peut avoir une courbure d'ensemble, si bien qu'il en résulte des pistons différentiels non négligeables. Les défauts optiques du système ont été caractérisés par l'ASO, exceptés les bas ordres, à savoir le tip-tilt qui dépend de l'alignement de l'ASO sur l'axe optique, et le focus qui est lié à la courbure du faisceau généré par le doublet de focalisation placé devant l'ASO. S'il y a un défaut de focus autre que celui imputable au doublet, l'ASO ne le voit pas. Il le soustrait tout simplement.

S'il y a un défaut de focus, le piston différentiel est d'autant plus grand qu'une sous-pupilles est proche du centre et l'autre proche du bord. Considérons la position radiale des sous-pupilles. UT1 : 16.1mm, UT2 : 12.3mm, UT3 : 22.7mm, UT4 : 27.5mm, Considérons maintenant la différence de position radiale des sous-pupilles classées par ordre de contraste : UT12 :3.8mm, UT34 :4.8mm, UT23 :10.4mm, UT13 :6.6mm, UT14 :11.4mm, UT24 :15.2mm,

Mise à part UT13, plus les sous-pupilles sont à des positions radiales différentes, plus le contraste est biaisé. Ca semble cohérent avec un défaut de focus.

Nous avons donc révérifié la collimation de la source, avec une lunette réglée à l'infini. Puis nous avons fait un montage afocal devant l'ASO, en plaçant une lentille  $F75mm$  couplée avec le doublet de l'ASO, en collimatant le faisceau. Le rayon de courbure vu par l'ASO est maintenant négligeable. On peut se poser la question du bon réglage en collimation, mais ça a peu d'influence en somme. De plus, la longueur de cohérence est grande avec le laser.

### Tip-tilt des faisceaux non négligeable ?

On remarque que le plan de focalisation à 4UT n'est pas le même que le plan de focalisation en pleine pupille, comme si les faisceaux étaient fortement tiltés. Ils ne convergent pas tous dans le même plan. Certaines mesures ont mal été focalisées. Ces défauts sont sans doute dus aux aberrations locales du front d'onde.

On définit alors 2 plans de focalisation : celui en pleine pupille en contrôlant la forme de l'anneau d'Airy, et celui avec le masque, qui correspond au meilleur recouvrement des sous-images. Avec le plan focal pleine pupille, les faisceaux sont mal superposés. Pour l'image à 4 UTs, on observe même plusieurs pics maximums au lieu d'un seul au centre.

Il y a clairement un tilt des faisceaux entre eux. Les mesures à 2UT ne diffèrent pas de plus de 3% entre les 2 plans de focalisation. Par contre, là encore, les mesures à 4UT y sont nettement plus sensibles, avec des variations de près de 10%. La perte de contraste par rapport aux mesures base par base provient d'autres phénomènes lors du recouvrement des franges. Il semble que  $C_{tilt}$  est plus critique avec plusieurs télescopes. En effet, on ne superpose pas 2 mais 4 faisceaux, si bien que l'enveloppe effective est définie par le recouvrement de toutes les enveloppes. Comme tous les faisceaux semblent tiltés, ça peut générer pas mal de perte de contraste. Comme l'information manque dans la bibliographie, il faudrait redéfinir ce coefficient dans le cas multi-axial.

#### 8.4.4 En conclusion

Les biais observés n'ont pu être clairement identifiés. On peut maintenant considérer les mesures pour un montage donné comme les valeurs de visibilité instrumentales. Connaissant ces valeurs, il faudrait mesurer les visibilités dans le cas d'un objet résolu, que l'on calibre avec les valeurs de visibilité instrumentales. Quelques tests de ce type n'ont pas été concluants, à cause de problèmes de couplage entre la fibre de la source, le trou source et le collimateur.

Tous ces tests visaient avant tout à caractériser les défauts du montage initial. Le montage Fizeau tel qu'il est conçu est très figé (en ligne avec un masque en travers du faisceau collimaté), si bien que corriger par exemple les tilts différentiels ou les pistons différentiels n'est pas aisé. Cela dit, le densifieur équipé de fibres monomodes est sensé corriger les erreurs différentielles entre voies : la polarisation, la photométrie, les pistons, les tilts et défauts supérieurs. Ces problèmes ne sont donc pas limitatifs pour arriver à la version ultime du banc. Ils m'ont en tout cas fait prendre conscience de toute une panoplie de problèmes à prendre en compte dans la spécification, le design, la réalisation, le réglage et l'opération du densifieur.

Enfin, ces tests ont servi à jauger la stabilité d'ensemble du système. Un capotage du banc s'est avéré nécessaire. La stabilité à court-terme de l'image Fizeau est encourageante pour la suite. Les fluctuations en température peuvent néanmoins poser problème. Il faudra en tenir compte lors de campagnes de mesures étalées sur une journée.

Rentrons maintenant dans le vif de la densification...



# Chapitre 9

## Phase II : Le mode d'imagerie densifié

Des études conceptuelles ont conduit à la réalisation d'un module de densification, qui s'intègre sur le banc Fizeau. Un densifieur en réflexion était initialement prévu, discuté dans l'annexe E (Patru, 2004). C'est un montage de type Michelson utilisant uniquement des surfaces réfléchissantes, mais qui présente quelques difficultés en terme de complexité et de stabilité.

L'utilisation de fibres optiques monomodes est une solution plus compacte et plus flexible, qui a été retenue pour l'instrument VIDA. Le concept technique est différent mais le rôle reste le même : transporter chacun des faisceaux depuis la pupille d'entrée jusqu'à la pupille de sortie avec un ré-arrangement approprié des sous-pupilles. Le principe d'un densifieur de pupille fibré est présenté par la figure 9.1. L'annexe D rappelle les propriétés essentielles des fibres monomodes.

### 9.1 Description du densifieur fibré

#### 9.1.1 Présentation du concept

Le principe du densifieur de pupille fibré SIRIUS, ainsi que les paramètres principaux associés, sont présentés dans la Fig. 9.2. Le cas d'un densifieur d'image fibré (IRAN) est présenté dans l'article (Patru, 2007) à la section 9.2.3. La figure 9.3 et le tableau 9.1) montrent les configurations qui ont été retenues sur SIRIUS.

Le facteur de densification est choisi variable pour pouvoir moduler le champ d'imagerie direct comme proposé à la section 4.3.3. Le facteur de densification est modifié en zoomant plus ou moins les sous-pupilles, tandis que la disposition des sous-pupilles en sortie reste la même qu'en entrée. Il a été prévu en pratique 3 niveaux de densification :

- $\gamma = \gamma_{max}$ , pour une densification maximale,
- $\gamma = \gamma_{max}/2$ , pour une densification partielle,
- $\gamma = 1$ , sans densification, c'est-à-dire dans le cas du Fizeau fibré (différent du cas Fizeau direct préalablement testé car la relation de convolution est perdue).

#### 9.1.2 Les fibres optiques

##### Effets de la polarisation différentielle

Le même état de polarisation doit être conservé entre toutes les voies de l'interféromètre. La polarisation instrumentale peut introduire une rotation des axes de polarisation entre les voies et/ou un déphasage entre les directions de polarisation p et s. Si l'on ne sépare pas ces directions de polarisation, le détecteur enregistre la somme des intensités des systèmes de franges obtenus, c'est-à-dire la somme de "sinusoïdes" déphasées ce qui entraîne une perte de visibilité. De plus, une rotation entre les directions de polarisation provenant de chacune des voies entraîne une perte de visibilité. Il faut donc superposer convenablement les axes de polarisation entre eux.

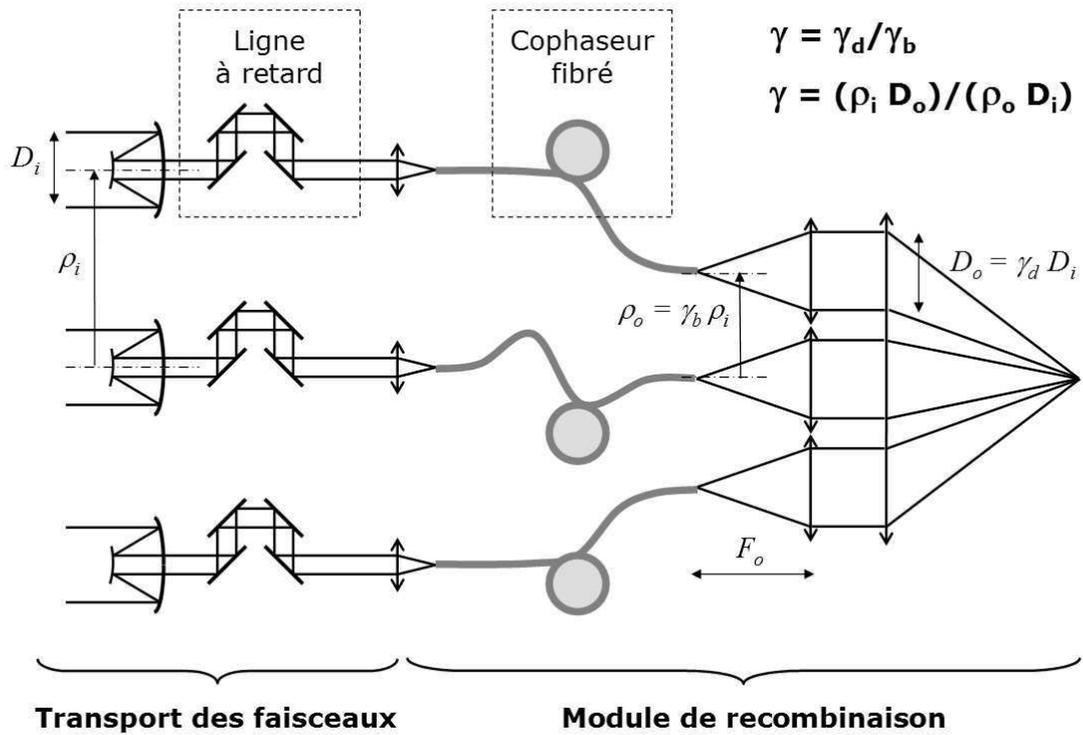


Fig. 9.1 – Principe d'un densifieur de pupille à fibres optiques monomodes.

Après transport et réduction des faisceaux prélevés au foyer de chaque télescope, un densifieur fibré réarrange convenablement la pupille de sortie en conservant la disposition homothétique des sous-pupilles vues en entrée par l'étoile. Le diamètre des faisceaux, fonction du niveau de densification, est ajusté en se servant de la divergence du faisceau en sortie de chaque fibre. La mise en phase des faisceaux nécessite deux niveaux de correction. Le cohérençage est d'abord assuré par des LAR dans l'air en amont, qui ont des courses de plusieurs mètres. La précision à une fraction de longueur d'onde est assurée par un cophaseur fibré intégré dans le recombineur.

Considérons 2 ondes définies par  $\psi_1 = A_1$ , alignée sur l'axe p, et  $\psi_2 = A_2$ , inclinée de  $\theta$  par rapport à l'axe p (Fig. 9.4). L'intensité transmise s'exprime comme :

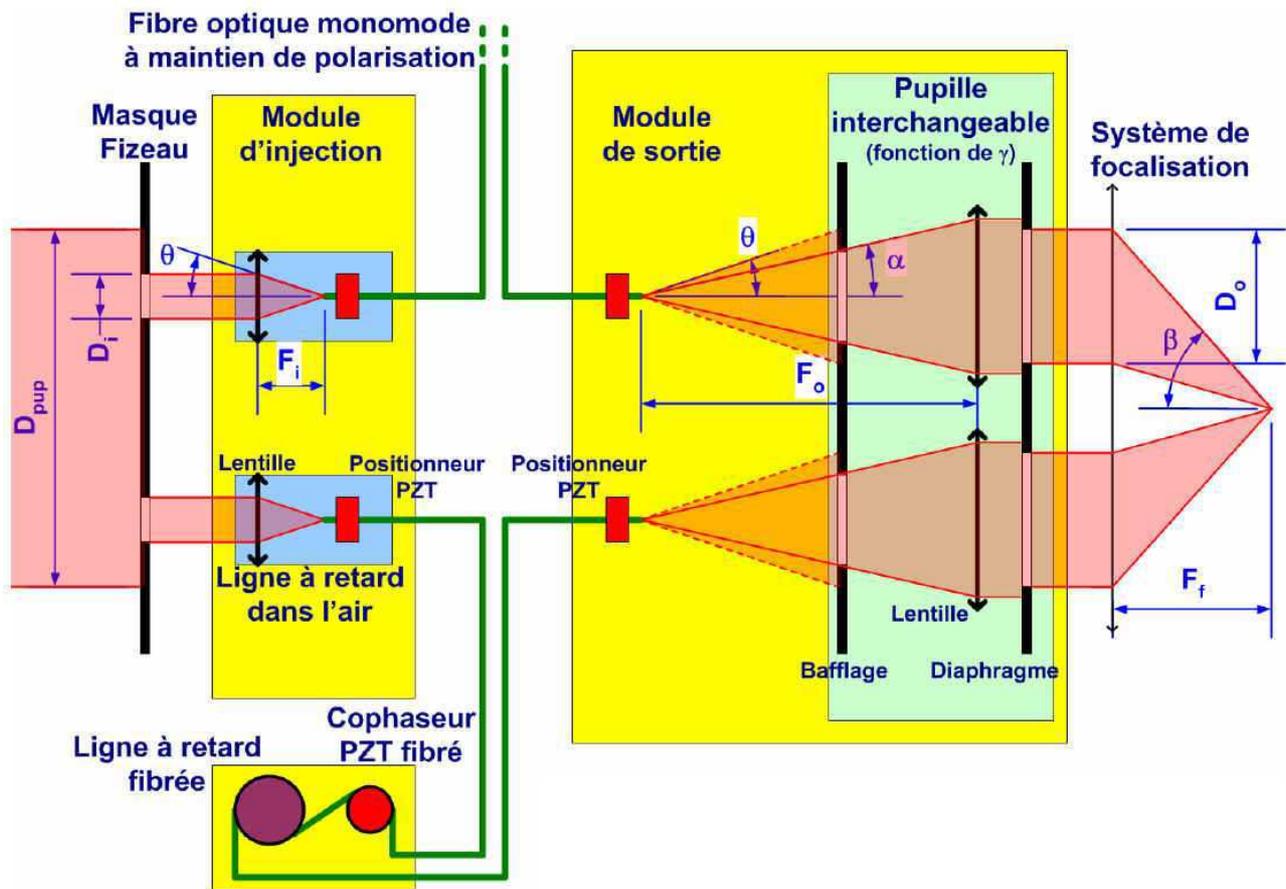
$$I = |A_2 \sin(\theta) e^{i\phi}|^2 + |A_1 + A_2 \cos(\theta) e^{i\phi}|^2 \quad (9.1)$$

où on a introduit un terme  $e^{i\phi}$  sur la deuxième onde qui représente la différence de marche entre les deux faisceaux. On suppose que  $A_1 \simeq A_2 \simeq A$ , pour considérer simplement l'effet de la polarisation indépendamment de l'effet de photométrie différentielle. L'intensité s'écrit alors :

$$I = A^2 (\sin^2(\theta) + 1 + \cos^2(\theta) + 2\cos(\theta)\cos(\phi)) \quad (9.2)$$

$$I = 2A^2 (1 + \cos(\theta)\cos(\phi)) \quad (9.3)$$

Le coefficient de réduction polarimétrique de la visibilité correspond au terme  $\cos(\theta)$ . Une erreur de  $10^{-3}$  sur la visibilité liée à la polarisation (i.e. tel que  $\cos(\theta) = 0.999$ ) correspond à  $\theta = 2.5^\circ$ . On tolère donc  $2.5^\circ$  entre les axes de polarisation de chacun des faisceaux.



Paramètres du densifieur SIRIUS	
Nombre de faisceaux	$N_T$
Diamètre de la pupille d'entrée globale	$D_{pup}$
Ouverture numérique de la fibre	$N_A = \sin(\theta)$
Diamètre du faisceau d'entrée	$D_i$
Focale du doublet d'injection	$F_i$
Diamètre du faisceau de sortie	$D_o$
Focale du doublet en sortie	$F_o$
Focale du système de focalisation	$F_f$
Angle d'ouverture du faisceau en sortie	$\alpha$
Angle d'ouverture maximale du faisceau focalisé sur la CCD	$\beta$

Fig. 9.2 – Schéma de principe et paramètres principaux du densifieur de pupille fibré SIRIUS. Le module de densification est inséré entre le masque pupillaire et le système de focalisation. Le module de densification réarrange la pupille en agrandissant le diamètre des faisceaux et en préservant leurs positions entrée/sortie. Le densifieur est équipé de fibres monomodes à maintien de polarisation. Le module d'injection optimise le taux de couplage de chaque fibre. La ligne à retard fibrée compense la dispersion chromatique différentielle des fibres. La ligne à retard dans l'air et le cophaseur fibré (correction fine) égalisent les différences de chemin optique. Le module de sortie réarrange la pupille de sortie selon le niveau de densification en diaphragmant convenablement la distribution d'éclairement gaussienne en sortie des fibres.

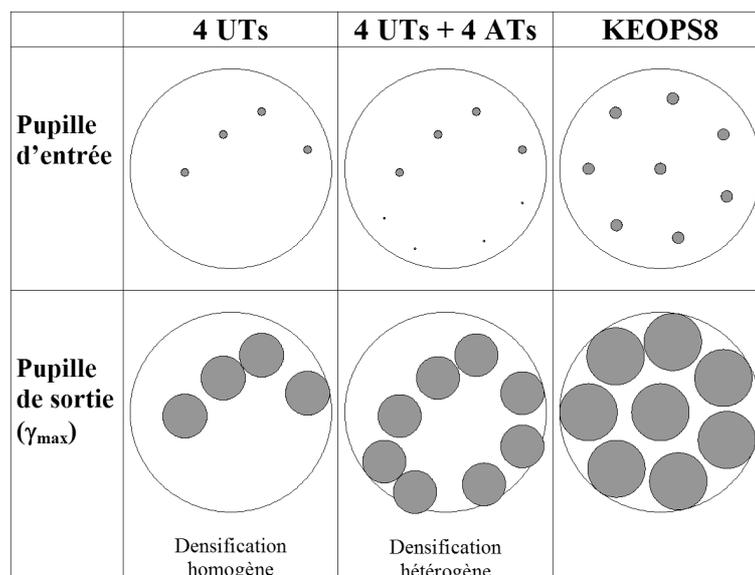


Fig. 9.3 – Configurations pupillaires de SIRIUS en entrée (masque Fizeau) et en sortie (densification maximale).

Les 3 configurations ont été testées en mode Fizeau. Faute de temps, seule la configuration à 4UT à pu être densifiée. La configuration à 4UTs+4ATs a été fabriquée mais pas montée. D'autres configurations à 8 télescopes, comme KEOPS8, sont envisagées à l'avenir.

Sous-pupille Densification	UT $\gamma_{max}$	UT $\gamma_{max}/2$	UT 1	AT $\gamma_{max}$	AT $\gamma_{max}/2$	AT 1	Autre $\gamma_{max}$	Autre $\gamma_{max}/2$	Autre 1
$\gamma$	5.5	2.5	1	24.75	11.25	4.5	5	2.5	1
$D_i$ (mm)	2.7	2.7	2.7	0.6	0.6	0.6	4	4	4
$D_o$ (mm)	14.85	6.75	2.7	14.85	6.75	2.7	20	10	4

Tab. 9.1 – Diamètres entrée/sortie et facteur de densification des configurations pupillaires de SIRIUS.

### Contrôle de la polarisation

Dans le cas d'un interféromètre fibré, l'utilisation de fibres optiques biréfringentes à maintien de polarisation est nécessaire pour contrôler la polarisation différentielle entre les voies afin de limiter les perturbations photométriques dans l'image (Fig. 9.4).

En pratique, le signal est propagé sur un seul axe, l'axe lent. Pour cela, la source est polarisée rectilignement avec un polariseur placé en entrée. L'axe lent de chacune des fibres est aligné en entrée avec la direction de polarisation de la source. En sortie, tous les axes neutres des fibres doivent être alignés entre eux avant recombinaison. Les axes neutres sont alignés précisément en utilisant la méthode de polariseur/analyseur croisés (voir Sect. 9.3.3).

### Choix techniques

Le densifieur SIRIUS est équipé de fibres à maintien de polarisation de type Bow-tie, car c'était le seul type disponible dans les longueurs d'onde du visible au moment de la conception du densifieur. Entre temps, il est arrivé sur le marché des fibres de type panda dans le visible. Ces fibres panda sont de meilleure qualité, car elles sont les plus fabriquées par les techniques de télécommunications. Elles sont de fait plus homogènes, ce qui peut être un plus pour l'équilibrage en dispersion des fibres (Sect 9.1.3).

Chaque tronçon de fibre de 10m de long est d'abord poli à une extrémité pour égaliser leur longueur au

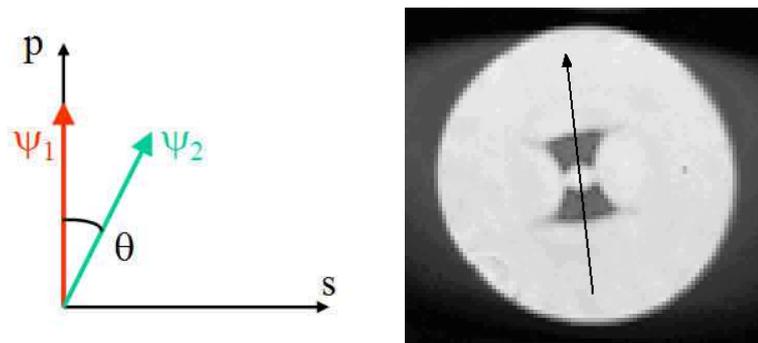


Fig. 9.4 – Contrôle de la polarisation sur SIRIUS.

Superposition des axes de polarisation dans le cas d'un interféromètre (gauche). Coupe transversale d'une fibre à maintien de polarisation de type Bow-tie (droite). On distingue en sombre les zones de contraintes sur le cœur de la fibre. L'onde est propagée sur l'axe lent de la fibre, qui est dans la direction des contraintes (flèche sur la photo). Les axes lents des fibres sont superposés entre eux pour corriger la polarisation différentielle.

Fibre optique monomode (HP600)	
Type	Bow-tie
Longueur d'onde nominale	633nm
Longueur d'onde de coupure	550nm ± 50
Fréquence réduite	2.68
Ouverture numérique	0.14 – 0.18
Matériau du cœur	Silice
Diamètre du cœur	3.2μm
Diamètre de la gaine	125μm

Tab. 9.2 – Caractéristiques des fibres optiques monomodes à maintien de polarisation de SIRIUS.

millimètre près. Pour ce faire, l'extrémité de la fibre coté entrée est montée dans un mandrin. La technique employée ici consiste à coller la fibre au fond d'une rainure en V, mais ce mode de fabrication présente des inconvénients quant à l'orientation de la tête de fibre. Il risque d'y avoir un tilt du faisceau par rapport à l'axe du mandrin pouvant dégrader le taux de couplage. L'équilibrage précis des fibres se fait ensuite grâce à une ligne à retard fibrée (voir-ci après).

En sortie, les têtes de fibre sont montées sur des connecteurs de type FC-PC. Ces connecteurs garantissent un tilt du faisceau en sortie inférieur à 1°. Par contre, les jeux mécaniques existant dans ces connecteurs sont la principale cause de désalignement des axes de polarisation, dont il faut tenir compte par la suite.

### 9.1.3 La ligne à retard fibrée

9 lignes à retard fibrées rackables nouvelle génération dédiées au domaine des longueurs d'onde du visible ont été réalisées par le laboratoire XLIM de Limoges, dans le cadre de la collaboration "Hypertélescopes fibrés".

#### Effets de la dispersion chromatique différentielle

Dans le cas d'un interféromètre fibré, la dispersion chromatique intrinsèque à une fibre n'a pas d'importance, mais toutes les fibres de chaque bras de l'interféromètre doivent avoir la même dispersion chromatique (Annexe D). Sinon, des effets différentiels de dispersion dégradent l'image. Cela se produit si les fibres ne sont pas homogènes entre elles et si leurs longueurs ne sont pas égalisées entre elles. La précision requise

sur l'équilibrage des fibres est fonction de la longueur d'onde (plus critique en visible qu'en infrarouge) et de la bande spectrale (d'autant plus critique qu'elle est large).

### Equilibrage en dispersion des fibres

Afin de compenser cet effet différentiel, il faut au préalable équilibrer en dispersion les fibres 2 à 2 en utilisant la méthode du spectre cannelé (voir Sect. 9.3.4). Le seul paramètre réglable est la longueur des fibres. Pour cela, on peut :

- soit polir maintes et maintes fois l'extrémité des fibres dans leur mandrin jusqu'à équilibrer toutes les fibres en dispersion,
- soit étirer les fibres à l'aide d'une ligne à retard fibrée, où la fibre est enroulée autour d'un support de dimension extensible.

Pour les longueurs d'onde du visible, la précision escomptée sur le réglage de la longueur des fibres est d'au moins  $100\mu m$ . Comme les fibres sont égalisées avant en longueur au millimètre près, une course de quelques millimètres est suffisante. Comme la dispersion chromatique est critique dans le visible, la ligne à retard fibrée ne sert qu'à l'équilibrage des fibres et est réglée une fois pour toute. Cela implique une ligne à retard dans l'air à faible résolution et à faible course pour compenser le retard généré par l'étirement de la ligne à retard fibrée.

Remarque : En bande spectrale large, il apparaît difficile de cophaser simultanément toutes les longueurs d'ondes, car la DDM nulle est fonction de  $\lambda$  à cause de la dispersion chromatique. Ceci implique de réduire la bande spectrale ou d'effectuer à terme une analyse spectrale de l'image pour relâcher les contraintes de cophasage.

### Choix techniques

La ligne à retard fibrée est constituée de 4 galets cylindriques autour desquels la fibre est enroulée et collée (Fig. 9.5). Un système formé d'une vis micrométrique et d'un bras de levier fait tourner l'un des galets dont l'axe de rotation est excentré. Ce système permet d'étirer la fibre avec une course totale de  $3mm$  en équivalent chemin d'air (soit environ  $2mm$  en équivalent longueur géométrique) avec un comportement linéaire sur les  $3/4$  de la course. La résolution de lecture de la butée micrométrique qui exerce la contrainte étant de  $10\mu m$ , la résolution de l'étirement en équivalent chemin d'air est d'environ  $50\mu m$ . La sensibilité de la butée à la main étant de l'ordre du micron, nous arrivons à une sensibilité de près de  $5\mu m$ .

#### 9.1.4 Le cophaseur fibré

##### Effets des pistons différentiels

Des simulations pour VIDA (Lardière, 2004b) montrent que les faisceaux doivent être cophasés entre eux à mieux que  $\lambda/10$  (soit  $60nm$  @  $\lambda = 600nm$ ) pour stabiliser le pic central dans l'image. Je me base sur ce critère pour spécifier la contrainte de cophasage.

##### Cophasage des faisceaux

Le cophasage à  $\lambda/10$  peut être réalisé en étirant la longueur des fibres, mais avec une précision plus fine (de l'ordre de  $10nm$ ) et une course plus petite (de l'ordre de  $100\mu m$ ) pour éviter de générer de la dispersion chromatique différentielle. On utilise un cophaseur fibré, où la fibre est enroulée autour d'une céramique piézo-électrique commandée en tension (Jackson, 1980). La résolution est fonction principalement du nombre de tours enroulés de la fibre (Fig. 9.5).

Le système de cophasage fonctionne en boucle ouverte, en apportant des corrections manuelles de temps pour corriger les fluctuations basses fréquences en maintenant la frange centrale de chaque base au centre de l'image (autour de la DDM nulle). Ceci n'est rendu possible que si la stabilité dans le temps du système est suffisante. Un asservissement en boucle fermée implique de synchroniser l'HASO et le système de cophasage,

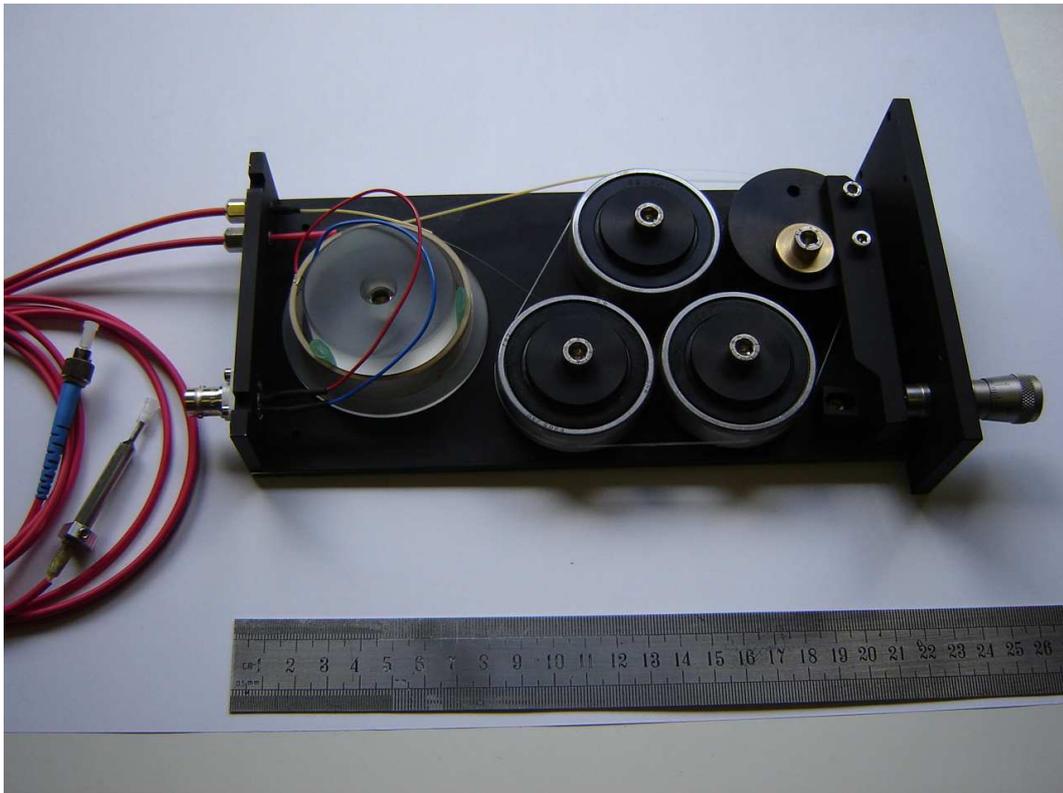


Fig. 9.5 – Ligne à retard fibrée rackable de SIRIUS.

Ce module fonctionnant dans le visible a été développé par le laboratoire XLIM de Limoges et la société LEUKOS ([www.leukos-systems.com](http://www.leukos-systems.com)). La ligne à retard fibrée et le cophaseur fibré sont intégrés dans le même boîtier. Sur les 12m de longueur de fibre, environ 4m sont enroulé autour des 4 galets de la ligne à retard et 3m sont enroulés autour de la céramique PZT du cophaseur. Il reste 1.5m de fibre en entrée et en sortie du rack pour la connection vers les modules d'entrée et sortie du densifieur.

mais l'HASO est limité en fréquence d'acquisition et d'analyse. L'autre solution envisagée est de définir des algorithmes de senseur de franges pour tous les faisceaux (voir Sect. 6.2.3).

Etant donnée la faible course du système de cophasage, il faut d'abord corriger les différences de chemins optiques intrinsèques au montage avec des lignes à retard dans l'air. Les lignes à retard sont intégrées dans le module d'injection (voir Sect. 9.1.5). La précision escomptée pour cette correction au premier ordre est de  $10\mu m$ , rentrant dans la course du cophaseur.

### Choix techniques

Le cophaseur fibré est constitué d'un support circulaire en plexiglas de 50mm de diamètre entouré d'une céramique PZT. Par dessus sont enroulés 25 tours de fibre (Fig. 9.5). En comptant un étirement de l'ordre de  $5\mu m$  par tour, la course totale est d'au moins  $100\mu m$ . L'étirement de la fibre en fonction de la commande en tension a un comportement linéaire et une hystérésis négligeable, qui autorise une précision meilleure que  $\lambda/100$ .

### 9.1.5 Le module d'injection

On cherche d'abord à maximiser le flux en optimisant le taux de couplage en injection dans les fibres. On cherche ensuite et surtout à égaliser la photométrie différentielle entre voies.

Sous-pupille	UT	AT	Autre
$D_i$ (mm)	2.7	0.6	4
$F_i$ (mm)	11.7	2.6	17.4

Tab. 9.3 – Diamètres des faisceaux et focales des lentilles d'injection de SIRIUS.

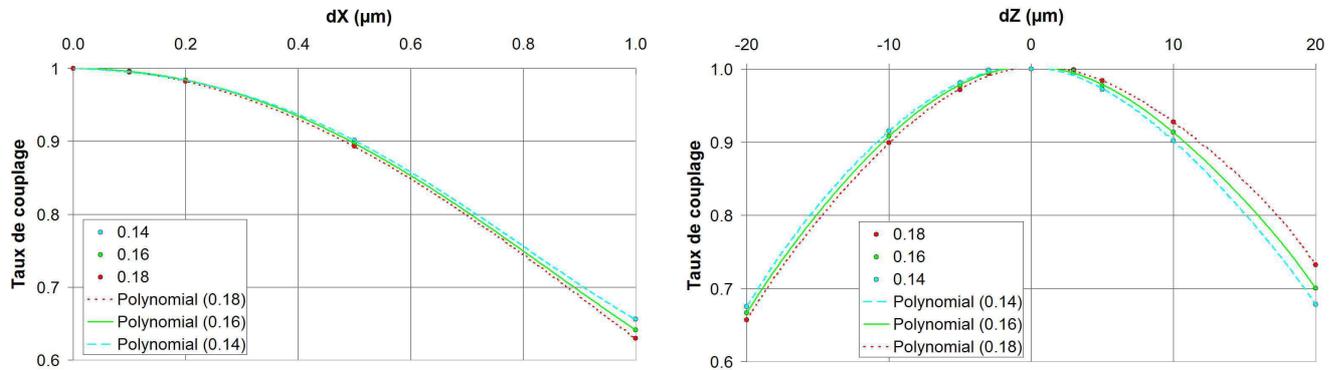


Fig. 9.6 – Etude sous ZEMAX de l'influence d'un décentrement et d'un défocus sur le taux de couplage d'une fibre monomode.

On considère un doublet de  $10\text{mm}$  de focale. Une perte de flux de 10% est produit par un décentrement  $dX = 0.45\mu\text{m}$  équivalent à un tilt de  $15''$  (à gauche), ou une défocalisation  $dZ = \pm 10\mu\text{m}$  (à droite), ce qui correspond à un chromatisme d'une bande spectrale de  $100\text{nm}$  (le chromatisme étant traité ici comme un défocus). Le doublet tilté de  $2^\circ$  sur l'axe optique engendre une perte de couplage de 4% et pour  $3^\circ$  de 19%. La fibre tiltée de  $2^\circ$  sur l'axe optique engendre une perte de couplage de 6% et pour  $3^\circ$  de 13%. L'incertitude sur l'ouverture numérique de la fibre ( $\pm 0.02$ ) a peu de conséquence.

### Optimisation du taux de couplage

Le cône de lumière incident à l'entrée de la fibre doit vérifier l'équation . Avec  $\lambda = 635\text{nm}$  et  $a = 1.6\mu\text{m}$ , on a  $\theta = 6.55^\circ$ .

Pour un diamètre d'entrée du faisceau  $D_i$ , on en déduit la focale  $F_i$  de l'optique d'injection (voir Tab. 9.3) :

$$F_i = \frac{D_i}{2\tan(\theta)} \quad (9.4)$$

La profondeur focale en entrée de la fibre est donnée par :

$$DOF = \frac{8\lambda}{\pi} \left(\frac{F_i}{D_i}\right)^2 = \frac{2\lambda}{\pi\tan^2(\theta)} \quad (9.5)$$

Cela donne une tolérance sur le réglage du focus de  $DOF = 15\mu\text{m}$ .

Ensuite, des simulations optiques sous ZEMAX étudient le taux de couplage avec un doublet de  $10\text{mm}$  dans des conditions de décentrement et de défocus (Fig. 9.6). La focale s'avère suffisamment grande pour ne pas utiliser d'objectif de microscope. Un simple doublet est suffisant. Les tolérances sont résumées dans le tableau 9.4. Ils sont fonction de l'ouverture numérique de la fibre et sont indépendants de la configuration du masque Fizeau.

### Correction de la photométrie différentielle

La photométrie différentielle entre voies est prépondérante, car elle conditionne la qualité de l'image densifiée. En cas de mauvaise égalisation photométrique, l'enveloppe de la FEP est perturbée, entraînant

Degrés de liberté	$T_X, T_Y$	$\theta_X, \theta_Y$	$T_Z$
Course	1mm	-	1mm
Résolution	0.45 $\mu$ m	2°	10 $\mu$ m

Tab. 9.4 – Tolérancement sur le positionnement des têtes de fibre du module d'injection de SIRIUS.

des fluctuations photométriques dans l'image, si bien que l'analyse photométrique de l'objet devient plus complexe.

Considérons le facteur d'atténuation photométrique lié à la différence de flux entre 2 voies (Eq. 8.7). Une erreur de  $10^{-3}$  sur la visibilité liée à la photométrie (i.e. tel que  $C_{photom} = 0.999$ ) correspond à  $\gamma_{ij} = 0.9$ . On tolère donc 10% de photométrie différentielle entre faisceaux.

### Choix techniques

Le module d'injection permet d'injecter la lumière de 8 faisceaux collimatés inscrits dans un diamètre de 70mm (Fig. 9.7). Chaque voie est équipée d'un injecteur constitué d'une optique de collimation (doublet) et d'un module de positionnement de la tête de fibre. Ce module est composé de 3 platines de translation piézo-électriques, soit 3 degrés de liberté  $T_X, T_Y, T_Z$ . Les positionnements en rotation  $R_X$  et  $R_Y$  sont fixes et imposés par construction. Le réglage de  $R_Z$  pour l'alignement des axes neutres est fait manuellement lors des réglages initiaux en faisant tourner la tête de fibre dans son logement.

Vue la spécification de quelques dixièmes de microns imposée sur les translations radiales des modules d'entrée, les platines de translation à butée différentielle n'ont pas été retenues. De plus, vu le grand nombre de degrés de liberté du système, une intervention manuelle risque de dérégler plutôt que d'arranger les choses. Un contrôle direct par pilotage électronique est apparu nécessaire, à la fois pour les procédures automatiques d'alignement (réglage quotidien pour initialiser système) et pour dégrader le signal au besoin (correction de la photométrie différentielle en injection par exemple). Les platines de translation piézo-électriques répondent à ce besoin (Fig. 9.8). Elles ont une précision de l'ordre de 50nm (pouvant atteindre 1nm si on y met le prix) mais une course très faible de quelques dizaines de microns. Ceci imposait un préalignement, à savoir dans notre cas un système mécanique par calage et une procédure de mise en place qui va avec, mais cette solution s'est avérée trop complexe à mettre en oeuvre. Le choix s'est tourné vers des platines de translation à moteur piézo-inertie, qui ont une résolution plus faible de l'ordre de 100nm, avec une course de plusieurs millimètres. Pour avoir une procédure d'alignement complètement automatisée, les mêmes platines sont utilisées pour les 3 translations, y compris le focus.

Des tests préliminaires ont été réalisés sur ces platines MS30 (Laplaud, 2005). Elles ont une résolution suffisante, une très bonne stabilité (excepté une dérive initiale sur environ 3h) et une hystérésis négligeable (Tab. 9.5).

Le module d'injection utilise des matériaux à faible coefficient de dilatation, pour pallier les effets de dilatation thermique et pour assurer une bonne stabilité du système. Le coefficient de l'inox vaut  $\alpha = 12^{-6}C^{-1}$ , ce qui donne un allongement typique de  $\Delta L = \alpha L \Delta T = 1.8\mu m$  avec  $L = 150mm$  et  $\Delta T = 1^\circ C$ .

L'optique de collimation et la tête de fibre sont tenues par 2 bras mécaniques indépendants. La forme du bras mécanique sur chacune des voies dépend de la position de la sous-pupille du réseau. On dispose d'un jeu de bras mécaniques pour chaque nouvelle configuration du masque Fizeau.

La ligne à retard dans l'air est intégrée dans le module d'injection, en translatant chaque sous-module injecteur, c'est-à-dire l'optique d'injection et la tête de fibre en même temps. On utilise des platines micrométriques ayant une résolution de 1 $\mu$ m et une course de 8mm.

### 9.1.6 Le module de sortie

Ce module joue plusieurs rôles. C'est lui qui réarrange convenablement la pupille en sortie des fibres. D'une part, il ajuste le niveau de densification, et d'autre part, il diaphragme les faisceaux gaussiens en

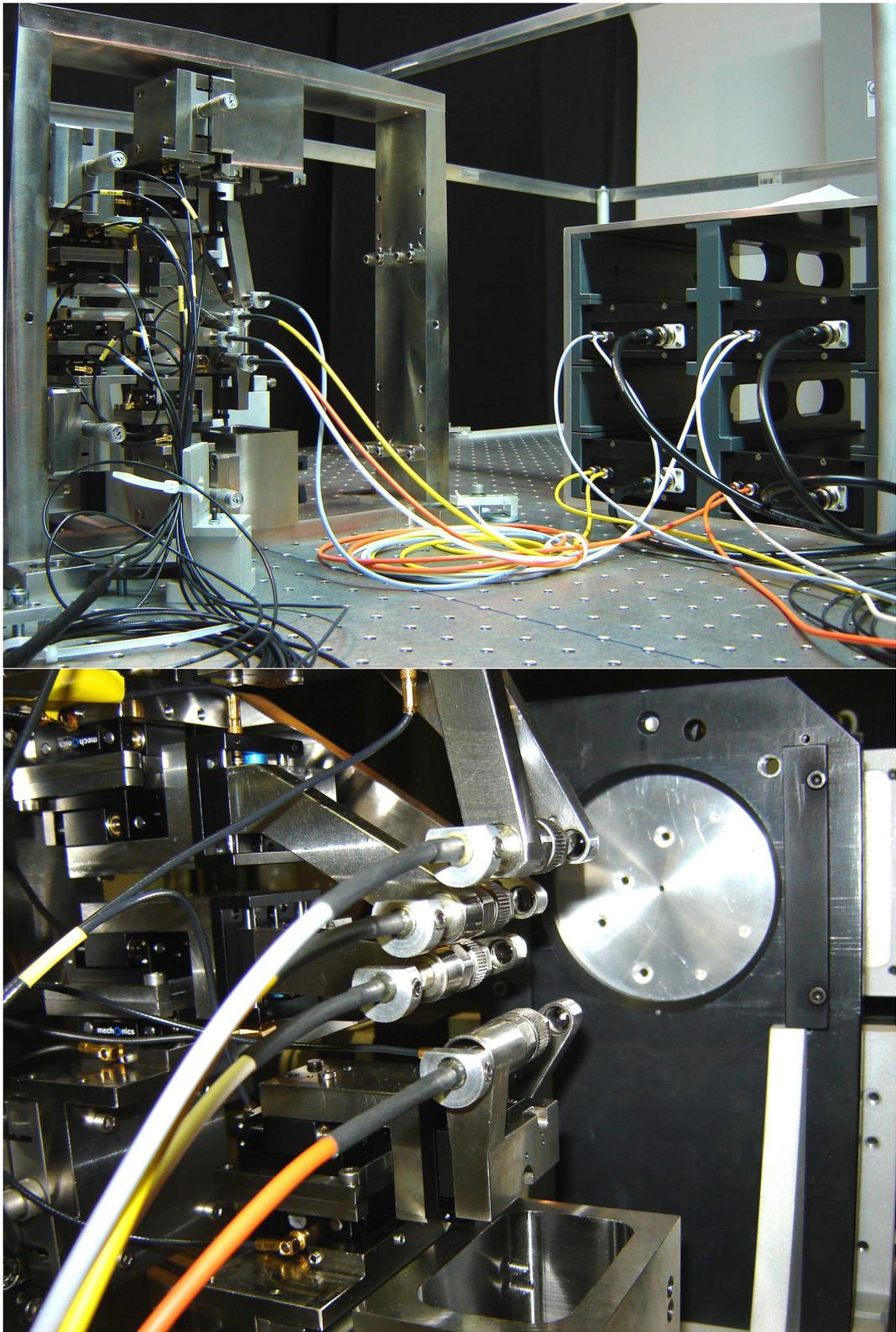


Fig. 9.7 – Module d'injection de SIRIUS.

Le module d'injection est formé de 4 sous-modules montés sur un bâti (en haut à gauche). Une lentille en face de chaque sous-pupille injecte la lumière dans une fibre montée dans une ferrule (en bas). Il y a 3 translations PZT sur la tête de fibre et 1 translation en Z pour la LAR dans l'air. Chaque fibre est reliée au boîtier de la LAR fibrée (en haut à droite).



Fig. 9.8 – Platine de translation piézo-électrique MS30 de chez Trioptics (1 axe).

Platine de translation piézo-électrique MS30	
Course	8mm
Plage de vitesse de déplacement	1μm/s à 1mm/s
Vitesse de déplacement sur SIRIUS	100μm/s
Micro-pas (sensibilité)	≈ 30nm
Pas nominal (résolution)	≈ 500nm
Stabilité dans le temps	< 100nm sur 8 heures
Dérive initiale à la mise sous tension	1μm sur 3 heures
Hystérésis	< 30nm

Tab. 9.5 – Caractéristiques principales des platines de translation piézo-électrique MS30. (Spécifications constructeur et tests de validation).

tenant compte des répercussions dans l'image. C'est ce même module qui assure aussi la focalisation et la superposition des faisceaux au foyer d'imagerie.

### Redéfinition de la pupille de sortie

Comme les propriétés de la fibre transforment un champ d'éclairement uniforme en un champ gaussien, la nouvelle distribution d'intensité dans la pupille de sortie va affecter les propriétés de l'image directe. L'efficacité de la densification de pupille sera moins bonne qu'avec un éclairage uniforme des sous-pupilles. Afin de corriger au mieux cet effet, il faut redéfinir chaque sous-pupille en sortie des fibres en diaphragmant convenablement le champ gaussien. Nous allons montrer qu'il existe un optimum au niveau de la largeur de ce diaphragme, qui est un compromis entre la perte de transmission et l'efficacité de la densification. Le détail des calculs qui suivent se trouve dans l'article (Patru, 2007) (Sect. 9.2.3).

En utilisant l'équation D.8, la distribution d'intensité en sortie de la fibre s'écrit :

$$I(r, z) = |\psi(r, z)|^2 = I_0 \left( \frac{\omega_0}{\omega(z)} \right)^2 e^{\frac{-2r^2}{\omega(z)^2}} \quad (9.6)$$

avec  $I_0 = A_0^2$  l'intensité sur l'axe,  $\omega_0$  est le rayon de coeur de la fibre et  $\omega(z)$  le rayon du faisceau gaussien, définis par les équations D.10 et D.11.

Nous considérons ici que le faisceau parvient sur une lentille de focale  $F_o$  et de diamètre  $D_o = 2R_o$ , dont on néglige les aberrations. Le faisceau gaussien est diaphragmé par l'ouverture circulaire de la lentille. On définit le rayon du faisceau gaussien normalisé comme le rapport :

$$k = \frac{R_o}{\omega(F_o)} \quad (9.7)$$

Considérons l'image qui serait obtenue au plan focal de la lentille. L'intensité sur l'axe est donnée par :

$$I(0, k) = \frac{2 P_i R_o^2 (1 - e^{-k^2})^2}{\pi \omega_0^2 k^2} \quad (9.8)$$

où  $P_i$  est la puissance totale incidente. Le maximum d'intensité sur l'axe est obtenu avec  $k = 1.12$  (Siegman, 1989).

Considérons maintenant le cas d'un interféromètre défini comme un réseau de  $N_T$  télescopes circulaires dont on suppose qu'ils ont le même diamètre. Dans un densifieur de pupille fibré, chaque faisceau gaussien est tronqué et collimaté par une lentille. La distribution d'intensité dans le plan image s'exprime comme le produit de la figure de diffraction et de la figure d'interférence :

$$I_{array}(\rho, k) = I(\rho, k) \times \left| \sum_{n=1}^{N_T} \exp\left(\frac{-2i\pi}{\lambda F_o} \rho \cdot \rho_o(n)\right) \right|^2 \quad (9.9)$$

où  $\rho_o(n)$  désigne la position de la sous-pupille d'index  $n$  dans le plan pupille. En remplaçant  $R_o$  par  $\gamma R_i$  dans l'équation 9.8, l'intensité sur l'axe s'écrit :

$$I_{array}(0, k) = I(0, k) = \frac{2 P_i R_i^2}{\pi \omega_0^2} \gamma^2 \frac{(1 - e^{-k^2})^2}{k^2} \quad (9.10)$$

Ainsi, le maximum d'intensité sur l'axe ne dépend que de la figure de diffraction d'une sous-pupille. Le rayon de troncature optimum atteint la même valeur que dans le cas d'une ouverture unique, soit  $k = 1.12$ . Ainsi, la valeur optimale de  $k$  n'est affectée ni par la géométrie du réseau, fonction du nombre d'ouverture et de la disposition des sous-pupille, ni par le facteur de densification.

Enfin, en comparant la puissance totale incidente  $P_i$  et la puissance totale transmise  $P_{tot}$ , on en déduit la fraction de puissance transmise après troncature de chaque faisceau :

$$P_{transm} = P_{tot}/P_i = 1 - e^{-2k} \quad (9.11)$$

Avec  $k = 1.12$ , cela donne  $P_{transm} = 0.89$ , soit 8% d'énergie rejetée par les diaphragmes.

### Niveau de densification et diaphragme des sous-pupilles

Nous nous intéressons ici au dimensionnement des optiques de collimation en sortie des fibres. Les deux paramètres  $\gamma$  et  $k$  sont ajustés indépendamment en jouant sur les paramètres  $D_o$  et  $F_o$  de l'optique de collimation.

Le diamètre  $D_o$  est imposé par le diamètre des faisceaux en entrée et par le facteur de densification souhaité :  $D_o = \gamma D_i$ . Si on diminue le facteur de densification, on diminue le diamètre de sortie en jouant sur le diaphragme.

La focale  $F_o$  est choisie de sorte à ajuster proprement le diaphragme de diamètre  $D_o$  avec le champ gaussien de chaque sous-pupille. La focale doit vérifiée :

$$F_o = 0.36 \frac{\lambda}{\omega_0} R_i \gamma \quad (9.12)$$

Ceci est vrai quelle que soit la configuration du réseau interférométrique.  $F_o$  est imposé par la longueur d'onde et par les caractéristiques intrinsèques à la fibre. De plus,  $F_o$  est proportionnel à  $\gamma$ , de sorte que l'ouverture numérique des faisceaux en sortie reste constante :

$$\tan(\alpha) = \frac{D_o}{2 F_o} = \text{constante} \quad (9.13)$$

Autrement dit, si on divise le facteur de densification par 2, la focale de l'optique de collimation et le diamètre du diaphragme sont aussi divisés par 2. Un recombineur à densification variable doit donc disposer

Configuration Densification	VIDA $\gamma_{max}$	VIDA $\gamma_{max}/2$	VIDA 1	Autre $\gamma_{max}$	Autre $\gamma_{max}/2$	Autre 1
$D_o$ (mm)	14.85	6.75	2.7	20	10	5
$F_o$ (mm)	58.1	26.4	10.6	78.2	39.1	19.5

Tab. 9.6 – Diamètres des diaphragmes et focales des optiques de collimation en sortie de SIRIUS.

d'un module de sortie avec un diamètre de diaphragme et une focale de l'optique de collimation tous les 2 variables en même temps.

Dans le cas de SIRIUS, pour une configuration d'entrée donnée, on dispose de 3 systèmes de collimation interchangeables avec 3 diamètres de diaphragme différents et 3 focales différentes (Tab. 9.6).

### Collimation et superposition des faisceaux au foyer d'imagerie

Dans le cas d'une recombinaison multi-axiale, si les faisceaux sont mal collimatés ou s'ils ne sont pas parallèles entre eux, ils vont être mal focalisés sur la CCD. Une mauvaise superposition des taches images au foyer se traduit par l'apparition d'une photométrie différentielle entre les deux sous-images qui n'est pas uniforme et donc varie d'un pixel à l'autre. On analyse d'abord le tolérancement sur le positionnement de la CCD puis sur le positionnement des têtes de fibres en sortie.

L'image au niveau de la tête de fibre est une pseudo-gaussienne tronquée (convolution d'une fonction d'Airy par une fonction porte) de largeur  $2.2\omega_0$ . Elle est ré-imagée sur la CCD via le grandissement  $G_o = F_f/F_o$ . Un différentiel photométrique de 10% entre deux sous images correspond à un déplacement d'une tache d'Airy par rapport à une autre de  $0.32\omega_0$ , ce qui correspond encore à un déplacement radial  $T_{X\ CCD}$  au niveau de la CCD de :

$$T_{X\ CCD} = 0.32\omega_0 G \quad (9.14)$$

Ce déplacement est dû soit à un tilt, soit à un défocus de l'un des faisceaux incident sur la CCD. Pour un défocus  $T_{Z\ CCD}$  de la CCD, l'image se déplace de  $T_{X\ CCD} = T_{Z\ CCD} \tan(\beta)$ , avec :

$$\tan(\beta) = \frac{D_{pup}}{2F_f} \quad (9.15)$$

On tolère donc un défocus de :

$$T_{Z\ CCD} = \frac{T_{X\ CCD}}{\tan(\beta)} \quad (9.16)$$

Pour un tilt  $\epsilon$  du faisceau incident, l'image se déplace de  $T_{X\ CCD} = F_f \tan(\epsilon)$ . On tolère donc un tilt de :

$$\tan(\epsilon) = \frac{T_{X\ CCD}}{F_f} \quad (9.17)$$

Ce tilt  $\epsilon$  est introduit en amont soit par un décentrement  $T_x$ , soit par un défocus  $T_z$  de la tête de sortie de fibre devant le collimateur. On tolère donc un décentrement de la tête de sortie de fibre de :

$$T_x = F_o \tan(\epsilon) \quad (9.18)$$

On aurait aussi pu écrire directement :  $T_x = 0.32\omega_0$  car  $T_{X\ CCD} = 0.32\omega_0 G_o$  et  $G_o = T_{X\ CCD}/T_x$ . Enfin, un décentrement  $T_x$  correspond à un défocus  $T_z$  de la tête de sortie de fibre de :

$$T_z = \frac{T_x}{\tan(\epsilon)} \quad (9.19)$$

Dans le cas de la configuration VIDA à 4UTs en densification maximale (cas le plus critique), le grandissement vaut  $G = 69$  pour une focale  $F_f = 4m$ . Les fibres ont un rayon de coeur de  $\omega_0 = 1.64\mu m$ . La

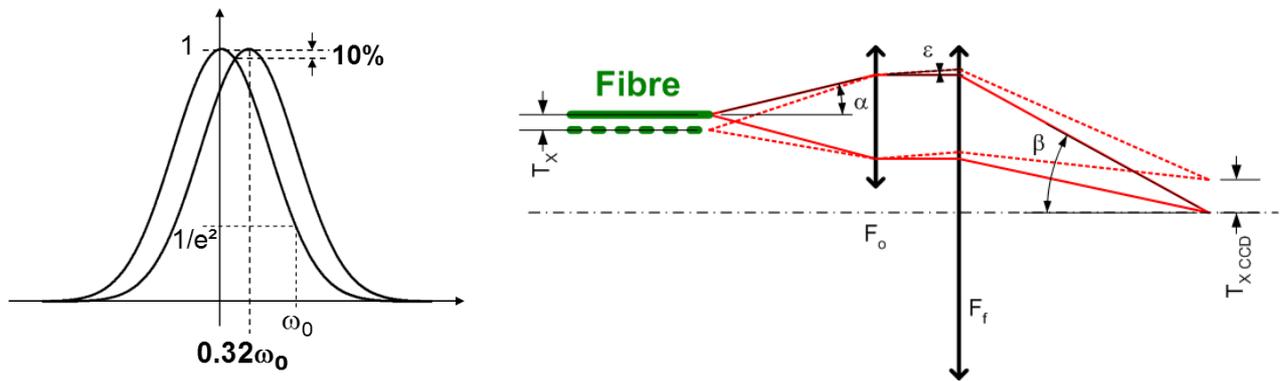


Fig. 9.9 – Superposition des faisceaux au foyer image.

Une chute de 10% en intensité correspond à un décentrement de  $0.32\omega_0$  d'une tache par rapport à l'autre (à gauche). Un déplacement radial  $T_{XCCD}$  de la tache sur la CCD (à droite) provient d'un déplacement radial de la tête de fibre égal à  $T_X = T_{XCCD}/G$ , avec  $G_o = F_f/F_o$ . L'effet similaire d'un défocus est moins critique.

Degrés de liberté	$T_X, T_Y$	$\theta_X, \theta_Y$	$T_Z$
Course	1mm	-	5mm
Résolution	$0.35\mu m$	$2^\circ$	$3\mu m$

Tab. 9.7 – Tolérancement sur le positionnement des têtes de fibre du module de sortie de SIRIUS.

précision sur le positionnement radial et le réglage du focus de la CCD valent respectivement  $25\mu m$  et  $3mm$ . Mais l'oculaire du système de focalisation amplifie les erreurs d'alignement d'un facteur 10 (environ la focale de l'oculaire). C'est pourquoi le système de focalisation est équipé de platines de translation micrométriques à la fois sur l'oculaire et sur la CCD pour recentrer l'image, et une platine en Z montée sur l'oculaire pour le réglage du focus. Le tilt maximal correspondant vaut  $\epsilon = 0.4^\circ$ , ce qui donne comme spécifications sur le positionnement radial et le réglage du focus de la tête de fibre en sortie de respectivement  $0.38\mu m$  et  $3.1\mu m$ .

Les précisions requises pour le positionnement des têtes de fibre en sortie sont reportées dans le tableau 9.7. Elles sont les mêmes quelle que soit la configuration du masque Fizeau car elle ne dépend que de l'ouverture en sortie du faisceau tronqué.

### Choix techniques

Les tolérances de positionnement des têtes de fibre en sortie sont du même ordre de grandeur que pour le système d'injection, de sorte qu'on utilise les mêmes platines piezo-électriques (voir Sect. 9.1.5). Le montage mécanique est donc similaire à l'entrée, avec le même système de positionnement des têtes de fibres monté tête-bêche. Par contre, l'optique de collimation, qui dépend du niveau de densification, est montée sur un support indépendant. Nous avons alors 1 sous-module de sortie supportant les fibres et 3 sous-modules de collimation interchangeables. Chaque sous-module de collimation est équipé de 8 doublets, dont le diamètre et la focale sont fonction du facteur de densification. Ce sous-module vient se positionner sur un support trait-point-plan placé juste après le sous-module supportant les fibres (Fig. 9.10).

Afin que la lumière sortant des fibres ne pollue pas les voies adjacentes, il a fallu ajouter un bafflage. Un premier bafflage est solidaire de la tête de fibre et limite l'ouverture du cône du faisceau de sortie. Dans le cas de la densification maximale, où les sous-pupilles sont quasi-jointives (interstice de  $0.1mm$  entre les 2 doublets les plus proches), un deuxième bafflage est nécessaire pour ajuster au mieux le cône de lumière avec la surface du doublet. Pour cela, le sous-module de collimation est muni d'un masque à trous qui s'intercale entre les fibres et les doublets. Les trous en face de chaque fibre adaptent l'ouverture des faisceaux.

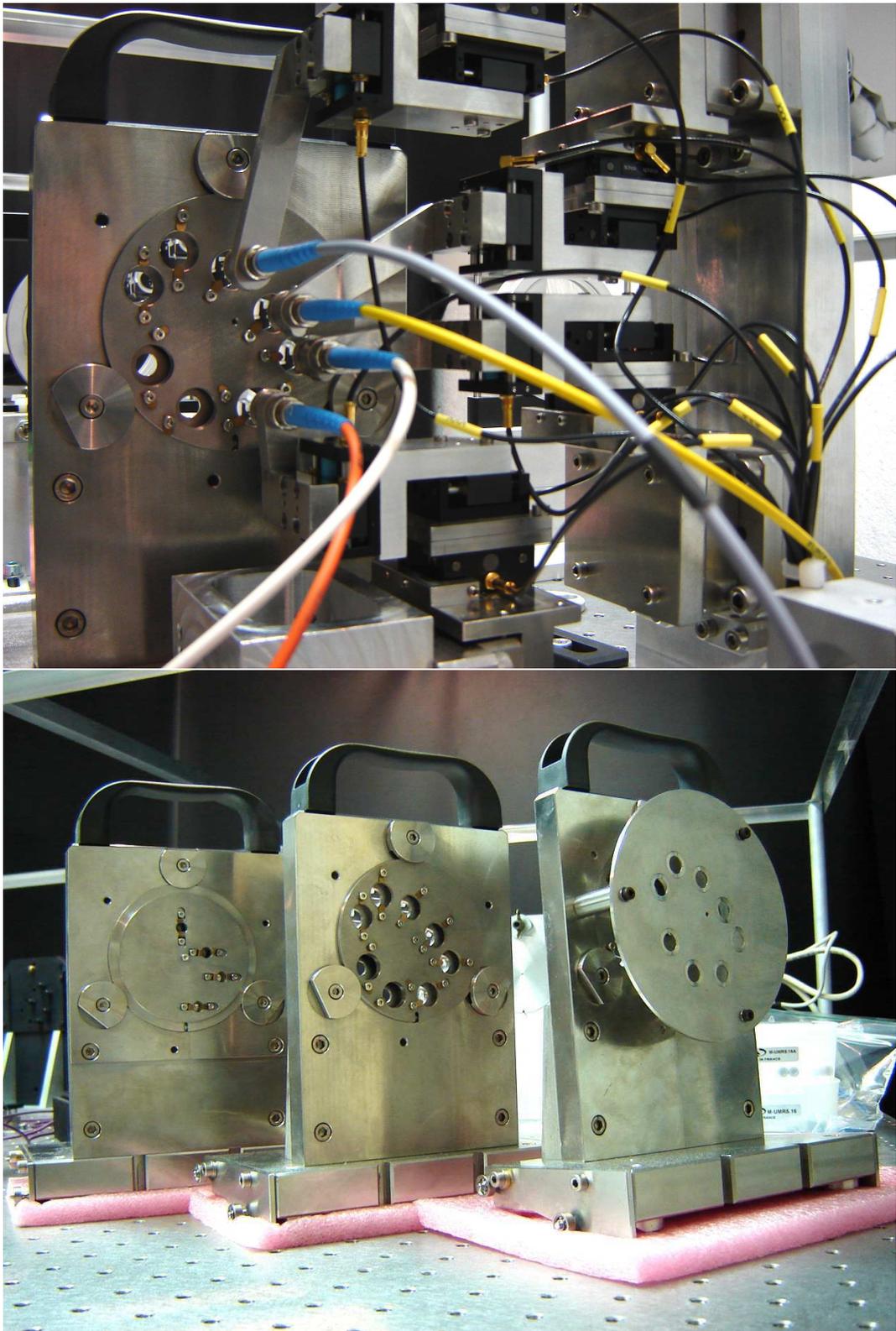


Fig. 9.10 – Module de sortie de SIRIUS.

Le module de sortie est constitué d'un premier module tenant les fibres avec 3 translations PZT comme en entrée (en haut). Les lentilles de collimation en face de chaque fibre sont montées sur un deuxième module de sortie interchangeable sur un support trait-point-plan. Il y a 3 niveaux de densification : Fizeau, densification partielle et densification maximale (de gauche à droite en bas). En densification maximale, un système de bafflage ajuste l'ouverture des faisceaux pour avoir des sous-pupilles densifiées quasi-tangentes.

	IF	CLF	CF	DIF	G
Fizeau fibré	$\sqrt{2 N_{Bi}}$	$\lambda/s$	$\lambda/D_i$	$\frac{\lambda}{D_i}$	$\tau_{transm}$
DP fibré	$\sqrt{2 N_{Bi}}$	$\lambda/s$	$\lambda/D_i$	$\gamma_b/\gamma_d \cdot \frac{\lambda}{D_i}$	$\tau_{transm} \left( \frac{\gamma_d}{\gamma_b} \right)^2$
IRAN fibré	$\sqrt{2 N_{Bi}}$	$\lambda/s$	$\lambda/D_i$	$\gamma_b \gamma_d \frac{D_i}{F_o}$	$\tau_{transm} \left( \frac{\lambda F_o}{\gamma_b \gamma_d D_i^2} \right)^2$

Tab. 9.8 – Paramètres d'imagerie relatifs aux champs de vue pour différents modes de recombinaison dans le cas fibré.

Champ d'information (IF), champ propre (CLF), champ couplé (CF), champ d'imagerie directe (DIF) et gain en luminosité  $G$  correspondant. Les champs sont exprimés en radians sur le ciel.  $F_o$  est la focale de collimation des faisceaux en sortie du densifieur.  $\tau_{transm}$  est le facteur de transmission des fibres (fonction principalement du couplage).

## 9.2 Optimisation des propriétés d'imagerie d'un densifieur de pupille fibré

### 9.2.1 Etude de la FEP monomodale

Des simulations numériques ont été réalisées avec le programme HYPERTEL. On étudie les effets de la troncature des faisceaux gaussiens sur la distribution d'intensité de la FEP dans le plan focal. On considère ici un cas parfait d'une étoile ponctuelle sur l'axe, sans bruit et sans perturbation du front d'onde. La pupille considérée est composée de 4 ouvertures circulaires de diamètre  $D_i = 5m$  disposées sur un carré de  $50m$  de côté. Le facteur de densification maximal vaut dans ce cas  $\gamma = 10$ . Chaque ouverture a une distribution d'intensité gaussienne avec un paramètre libre  $k$  en commun. L'intensité de la distribution gaussienne est normalisée de sorte que la puissance totale transmise (intégrale de l'amplitude de l'onde sur toute la pupille) soit égale à 0.8, égale au taux de couplage optimal d'une fibre monomode (Shaklan, 1988). Pour une distribution d'intensité uniforme, la puissance totale transmise est normalisée à 1. La Fig. 9.11 montre les résultats obtenus pour 3 valeurs représentatives du paramètre  $k$ .

La Fig. 9.12 montre l'évolution de paramètres d'imagerie en fonction de  $k$ , à savoir l'intensité sur l'axe, la fraction d'énergie au centre (définis à la section 4.2.1), ainsi que la puissance transmise (définie juste avant).

Le maximum d'intensité sur l'axe est atteint avec comme optimum  $k = 1.12$ . En pratique, pour un diamètre de diaphragme de sortie donné, la valeur exacte de  $k$  est conditionnée par la focale de l'optique de collimation. Mais l'ajustement du diaphragme avec le champ gaussien est tolérant. En effet, une incertitude de  $\pm 10\%$  sur  $k$  conduit à une diminution de  $I_0$  qui reste inférieure à 0.5% dans le cas de la densification maximale.

La fraction de puissance transmise augmente rapidement avec le rayon du diaphragme jusqu'à environ  $k = 1.5$ , puis tend lentement vers 0.80, qui correspond à l'efficacité de couplage maximale d'une fibre optique monomode. Les diaphragmes de rayon normalisé  $k = 1.12$  encerclent 73% de l'énergie en sortie de chaque fibre, ce qui correspond une perte en transmission  $\tau_{transm} = 27\%$  comparée à une optique classique. Cette perte de puissance englobe une perte de 20% due à l'injection dans la fibre monomode et une perte de 8% due à la troncature du champ gaussien des faisceaux de sortie.

La fraction d'énergie contenue dans le pic central diminue avec  $k$ . Plus le rayon du diaphragme de chaque sous-pupille augmente, plus l'énergie du pic central est diluée dans les lobes secondaires du halo. Ainsi, le champ gaussien tronqué des fibres provoque un effet d'étalement de la lumière dans le plan focal par une dispersion de l'énergie du pic central vers les lobes latéraux. Cet effet peut être traité par des algorithmes de déconvolution spécifiques à l'imagerie directe dans le cas des fibres. Cet effet doit être pris en compte pour les applications à très haute dynamique comme la coronographie. Les techniques d'apodisation de pupille (Aime, 2005) ou les techniques de mise en forme du faisceau (Hoffnagle, 2000) peuvent améliorer dans ce cas la qualité de l'image.

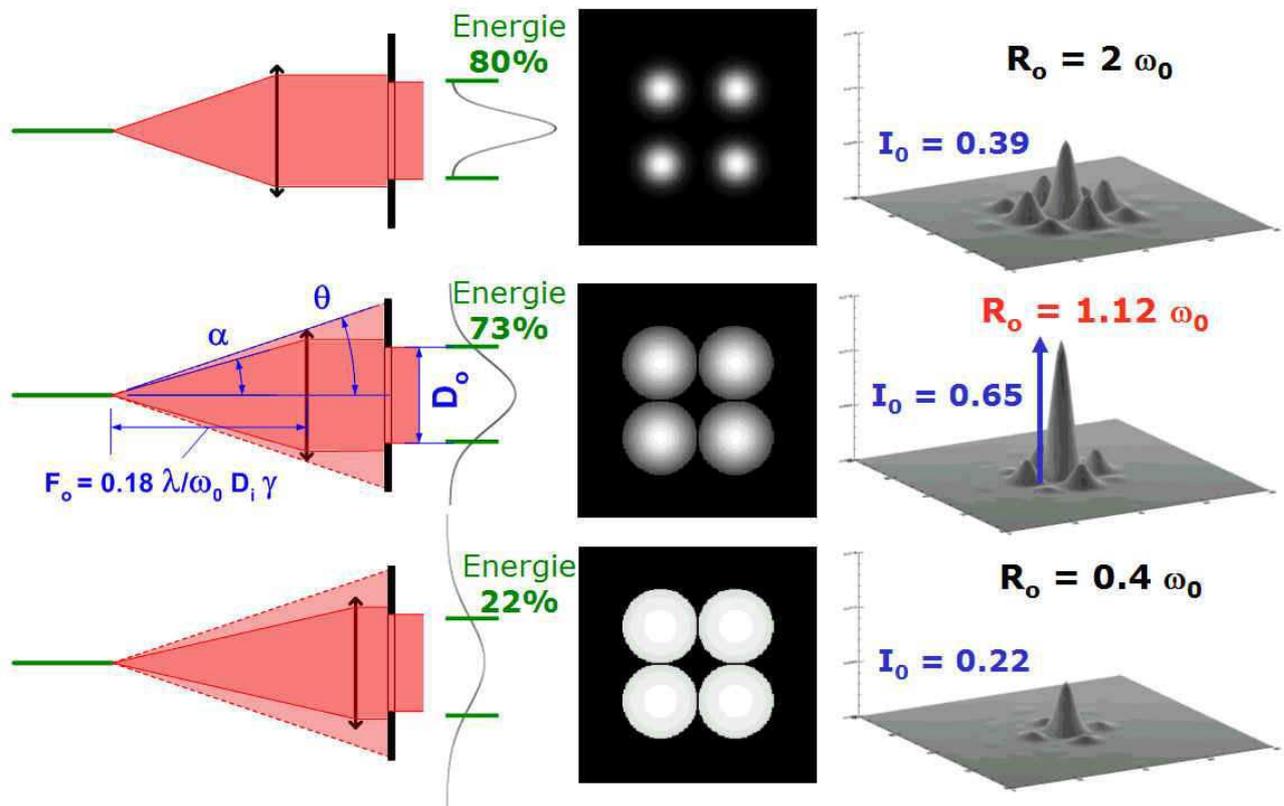


Fig. 9.11 – Influence du diaphragme des faisceaux gaussiens en sortie des fibres.

De gauche à droite : Troncature du faisceau gaussien par la lentille de collimation de diamètre  $D_o$  et de focale  $F_o$ ; Distribution d'intensité dans la pupille de sortie en densification maximale; FEP correspondante. L'effet du champ gaussien des fibres en imagerie directe est montré pour 3 valeurs du rayon du diaphragme  $R_o$ , défini comme une fraction du rayon du faisceau gaussien  $\omega_0$ . Pour une forte troncature des sous-pupilles ( $R_o = 0.4\omega_0$ ), la distribution d'intensité dans le plan pupille est presque uniforme si bien que la majeure partie de l'énergie tombe dans le pic central de l'image, mais peu de flux est transmis à cause du diaphragme. Pour une faible troncature ( $R_o = 2\omega_0$ ), l'intensité est concentrée au centre des sous-pupilles, comme si la pleine pupille d'entrée avait été rediluée, si bien que l'énergie dans le plan focal est rejetée depuis le centre vers les pics latéraux. Un optimum ( $R_o = 1.12\omega_0$ ) fournit le maximum d'intensité sur l'axe. Ce maximum atteint 65% du maximum d'intensité que l'on obtiendrait dans le cas d'un éclairage uniforme.

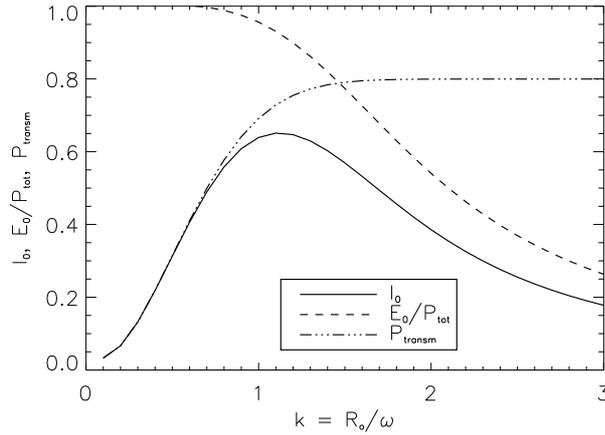


Fig. 9.12 – Paramètres d’imagerie vs rayon du diaphragme des faisceaux en sortie des fibres. Intensité sur l’axe  $I_0$ , fraction d’énergie au centre  $E_0/P_{tot}$  et puissance transmise  $P_{transm}$  en fonction du rayon de troncature  $k = R_o/\omega_0$ , dans le cas de la densification maximale. Les courbes sont normalisées en divisant les valeurs par celles obtenues dans le cas d’un éclairage uniforme des sous-pupilles. Le maximum d’intensité sur l’axe est atteint pour  $k = 1.12$ . Cet optimum est un compromis entre le taux de transmission (fonction du taux de couplage de la fibre et du rayon du diaphragme) et l’efficacité de la densification (qui concentre l’énergie lumineuse dans le pic central).

## 9.2.2 Considérations sur le champ de vue en présence de fibres

Pour un densifieur de pupille fibré, l’enveloppe des franges reste sur l’axe, quel que soit le schéma de recombinaison (DP ou IRAN) et le facteur de densification. En effet, le tilt du faisceau incident est perdu à l’entrée des fibres monomodes (il est converti en perte de flux). De fait, la vraie relation de convolution fournie par le mode Fizeau est détruite par les fibres. Comme la notion de pupille disparaît, la densification de pupille et la densification d’image deviennent équivalentes avec des fibres, la seule différence étant la forme de l’enveloppe. C’est une gaussienne convoluée par une Bessel en mode DP, et une gaussienne tronquée en mode IRAN. Dans les 2 cas, comme cette enveloppe épouse sensiblement la forme d’une Bessel, les propriétés d’imagerie sont proches de celles d’un densifieur de pupille (comme présenté dans la partie II). La principale différence est que toute l’énergie transmise tombe dans la tache centrale. L’énergie dans les anneaux d’Airy est rejetée à l’entrée de chaque fibre, comme montré sur les figures 5 et 6 de l’article de Lardière (2007) (Sect. 4.1.7).

Le champ d’imagerie direct est directement égal à la largeur de l’enveloppe du faisceau gaussien tronqué.

$$DIF_{\emptyset} \simeq 1.13 \frac{\gamma_b}{\gamma_d} \cdot \frac{\lambda}{d} \quad (9.20)$$

Le champ couplé vaut toujours  $CF = \lambda/D_i$  comme en optique classique, car on ajuste le lobe de diffraction en entrée de la fibre (Guyon, 2002c).

Le tableau 9.8 résume les principaux paramètres en fonction du mode de recombinaison dans le cas fibré, à comparer avec le cas classique donné par le tableau 4.1. On observe peu de différences entre le recombinateur en optique classique et le recombinateur fibré. Le DIF du premier est pondéré par  $(\gamma - 1)$  et celui du deuxième par  $\gamma$ , du fait que l’enveloppe imposée par la fibre reste fixe. Le gain en luminosité est atténué d’un facteur  $\tau_{transm}$  dans le cas fibré.

## 9.2.3 Article : Optimization of the direct imaging properties of an optical fibered long baseline interferometer

# Optimization of the direct imaging properties of an optical fibered long baseline interferometer

F. Patru<sup>1\*</sup>, D. Mourard<sup>1</sup>, O. Lardière<sup>2</sup> & S. Lagarde<sup>1</sup>

<sup>1</sup>*Observatoire de la Côte d’Azur, Dpt. Gemini, UMR CNRS 6203, avenue Copernic, 06130 Grasse, France*

<sup>2</sup>*Collège de France, Observatoire de Haute Provence, 04870 Saint Michel l’Observatoire, France*

Accepted . Received ; in original form

## ABSTRACT

Long baseline interferometry is now a mature technique in the optical domain. Current interferometers are however highly limited in number of sub apertures and concepts are being developed for future generations of very large optical arrays and especially with the goal of direct imaging. In this paper, we study the effects of introducing single-mode fibers in direct imaging optical interferometers. We show how the flexibility of optical fibers is well adapted to the pupil densification scheme. We study the effects of the truncation of the gaussian beams in the imaging process, either in the Fizeau mode or in the densified pupil mode or in the densified image mode. Finally, in the pupil densification configuration, we identify an optimum of the diaphragm width. This optimum maximizes the on-axis irradiance and corresponds to a trade-off between the loss of transmission and the efficiency of the densification.

**Key words:** instrumentation: high angular resolution, interferometers techniques: interferometric.

## 1 INTRODUCTION

Labeyrie (1996) has described the possibility of making direct snapshot images with interferometric arrays, leading to high dynamic imaging properties well suitable for stellar surface imaging and also for coronagraphy for exoplanets finding and analyzing. Direct imaging can be achieved by the Fizeau combination (Fizeau 1868), by the pupil densification corresponding to the hypertelescope concept (Labeyrie 1996), or by the image densification proposed in the IRAN concept (Vakili et al. 2004). In their ground version, these combination schemes require the rearrangement in real time of the projected pupil on the sky and an efficient cophasing system before the beams are combined. Due to their flexibility and their spatial filtering properties, single-mode optical fibers are the right technological choice for these applications.

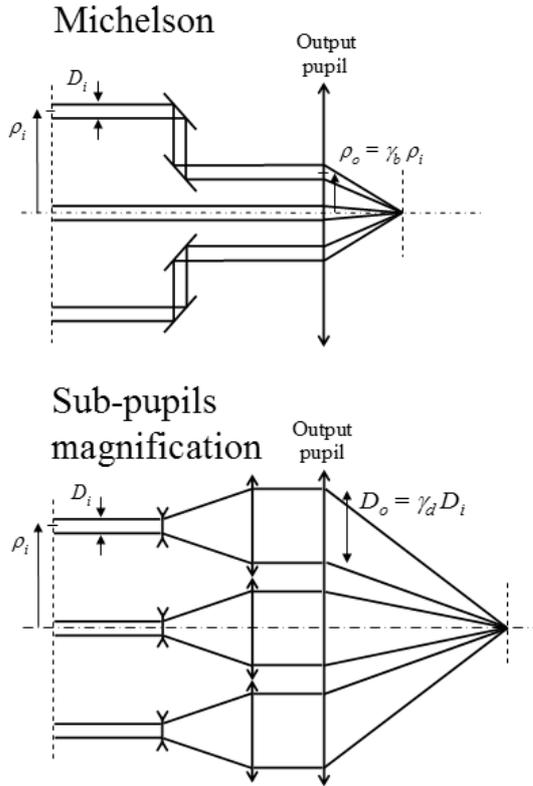
In this paper, we briefly present the beam combination schemes for direct imaging. Then, we study the influence of the gaussian field of the fibers on the imaging process. The distribution of intensity in the interferometric image is theoretically written for such imaging systems. Numerical simulations are achieved and criteria are defined to evaluate the performances of pupil densification systems.

## 2 PRINCIPLES OF BEAM COMBINATION FOR DIRECT IMAGING

The Fizeau mode preserves the pupil shape by an homothetic mapping of the entrance pupil to the exit pupil. The Fizeau image of a point-like source is a fringe pattern, which results from the multiplication of the impulse response of an aperture by the interferometric pattern (i.e. the Fourier transform of the Dirac distribution corresponding to the position of each sub-aperture). If the aperture is highly diluted (small diameter of sub-pupils and long baselines), the flux is dispersed in a large diffractive envelope. Only the central peak, which contains little energy, is of interest to interpret the direct image. Post-processing data analysis, like aperture synthesis or specific deconvolution algorithms, allow to exploit all the collected energy. However, in practice, the sensitivity is mainly limited by the read-out noise of the instrument.

The pupil densification (DP) modifies the entrance pupil in a densified exit pupil by increasing the size of the sub-apertures with respect to their relative distances. This non pure homothetic transformation corresponds to a "conformal" Michelson scheme. It is performed by moving the positions of the sub-pupils centers nearer without changing the overall pattern. It can also be achieved by magnifying each sub-pupil with an array of inversed Galilean telescopes, reflective or refractive (Fig. 1). Assuming that all apertures have the same diameter, the densification factor is defined as :  $\gamma = \gamma_d/\gamma_b$ .  $\gamma_d = D_o/D_i$  is the scaling ratio of the output and input diameters of each beam, and  $\gamma_b = \rho_o/\rho_i$  is

\* E-mail: fabien.patru@obs-azur.fr

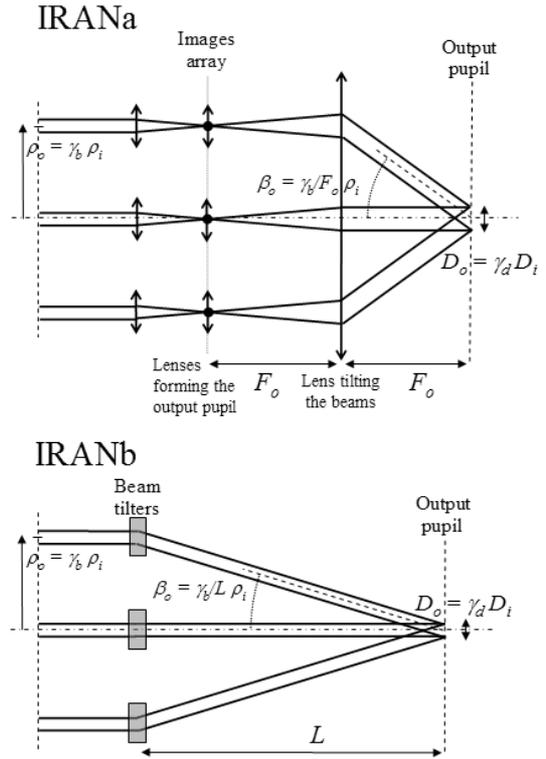


**Figure 1.** Pupil densification (DP) optical schemes using classical optics. A Michelson scheme (up) or an array of inverted Galilean telescopes (down) give the same densified image. For a large array, a combination of both schemes is achieved to bring closer the beams and to adjust their diameters.

the scaling ratio of the output and input radial coordinates of the centers of each sub-pupil. The maximum densification factor is limited when two output densified sub-pupils become tangent.

The characteristics of the interferometric image depend on the geometry of the exit pupil plane and of the wavefront errors in the entrance pupil plane. If the exit sub-aperture diameter increases then the width of the PSF envelope decreases. Thus, compared to the Fizeau mode, the hyper-telescope mode provides images that are highly luminous. Indeed, most of the light is concentrated in the central peak surrounded by a halo composed of residual side-lobes. The main interest is the intensification of the central peak by the factor  $\gamma^2$ . The diameter of the usable field, called the direct imaging field (DIF), is equal to  $\lambda/((\gamma - 1)D_i)$ , where  $\lambda$  is the wavelength (Lardière et al. 2006). There is now a "pseudo-convolution" between the object and the image (Labeyrie 1996).

The image densification (IRAN) consists in forming the interference pattern of all beams in a common output pupil plane. This can be achieved in two ways (Fig. 2). In the first scheme, called IRANa (Vakili et al. 2004), the sub-images of each aperture are arranged in the intermediate focal plane to reproduce the array configuration at a reduced scale. The fringe pattern is recorded in a common pupil plane relayed by field lenses. In the second scheme, called IRANb (Aristidi et al. 2004), each afocal beam is tilted. A relay lens

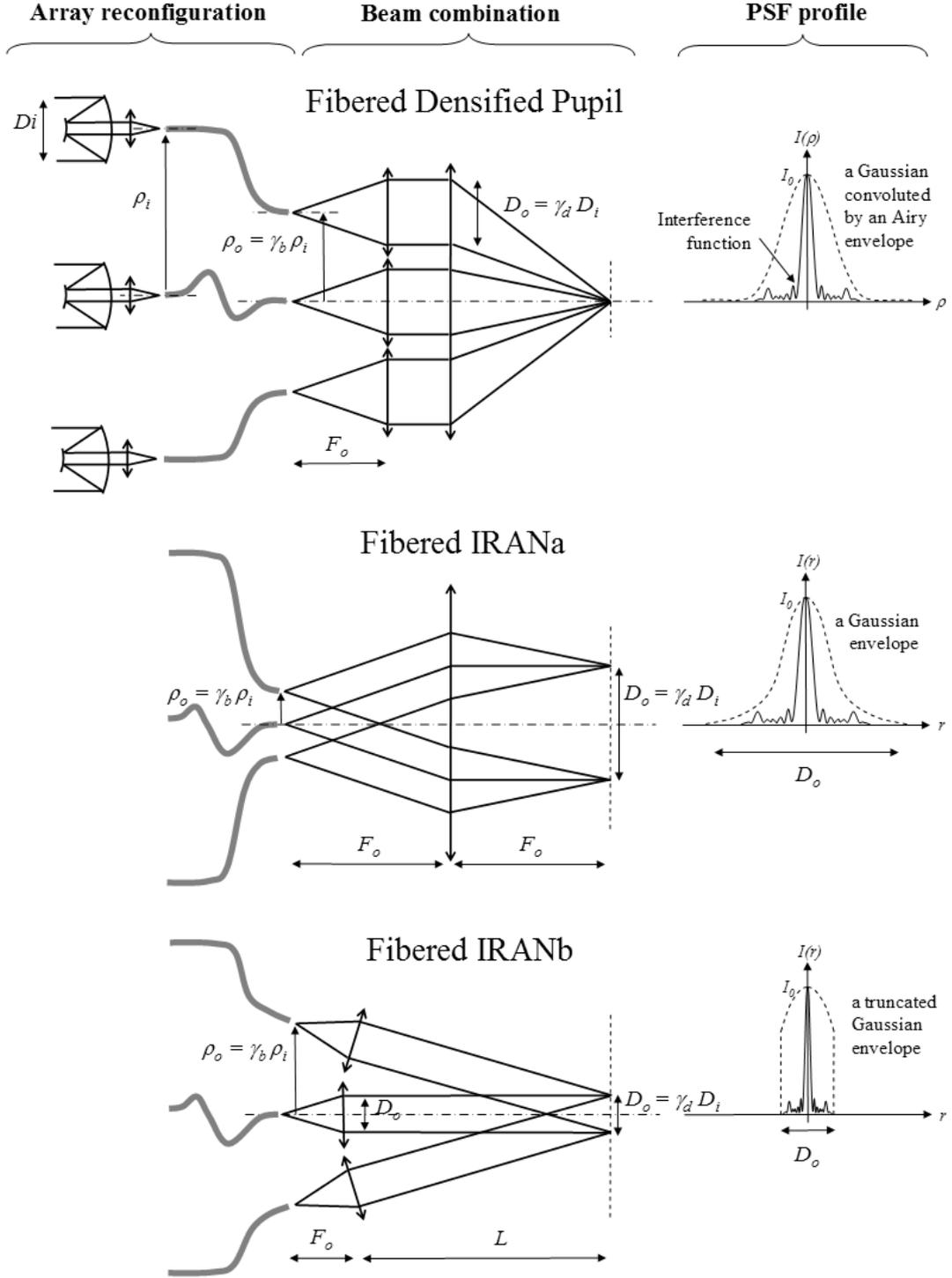


**Figure 2.** Image densification (IRAN) optical schemes using classical optics. IRANa (up) or IRANb (down) are strictly equivalent. The beam tilter in IRANb is composed for example of two tilted mirrors.

introduced in each beam forms an image of the pupil at the intersection of the beams, where the interferogram is recorded. Both schemes are strictly equivalent. An on-axis star produces a central bright spot at the center of the conjugate stacked pupils.

### 3 FIBERED VERSIONS OF BEAM COMBINATION SCHEMES

Single-mode optical fibers appear as a flexible and compact solution for beam combination and densification. Firstly, the fibers carry the beams from each telescope Coudé focus up to the combination system (Perrin et al. 2002, 2006). Secondly, a fiber densifier carries the beams from the entrance to the exit pupil with the appropriate real-time rearrangement of the sub-apertures (Fig. 3). Finally, the spatial filtering properties of single-mode fibers are used to properly convert random atmospheric perturbations in the entrance fields in well-controlled photometric fluctuations. It becomes then very easy to reach high accuracy measurements, as has already been demonstrated on the sky with 2 telescopes by IOTA/FLUOR (Coudé Du Foresto et al. 1997) and VLTI/VINCI (Kervella et al. 2002), and also in the laboratory with 3 beams for aperture synthesis (Delage et al. 2000).



**Figure 3.** Direct imaging optical schemes using single-mode optical fibers. For the DP scheme, the positions of the sub-pupils centers are moved nearer or the diameter of the sub-pupils is increased by using the divergence of the beam at the exit of the fiber. For the IRANa scheme, the images of each sub-apertures are directly defined by the output core of each fiber so that only a back field lens is required. For the IRANb scheme, each beam is collimated by a lens and is easily tilted with the fiber. However, a high level of densification requires, for both IRAN cases, a very dense remapping of the fiber cores.

### 3.1 General characteristics of a single-mode fiber

The properties of the fiber transform the uniform field into a gaussian field. The goal is to properly fit the unlimited gaussian beam to define an output sub-pupil disc. Indeed, the efficiency of the densification is affected by the gaussian irradiance distribution on each of the output sub-pupils, compared to a uniform irradiance distribution.

The fundamental mode field distribution for a single-mode fiber is approximated by a gaussian function. The amplitude distribution at the exit of the fiber in a plane transverse to the direction of propagation can be written as (Saleh Bahaa 1991)

$$\psi(r, z) = A_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} e^{\frac{-r^2}{\omega(z)^2}} \quad (1)$$

with  $r$  the radial coordinate.  $\omega$  is the radius corresponding to the radial distance at which the amplitude of the beam is equal to  $1/e$  time the on-axis amplitude  $A_0$ .  $\omega$  depends on the propagation distance  $z$  from the waist of the fiber head

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2}\right)^2} \approx \frac{\lambda z}{\pi \omega_0} \quad (2)$$

with  $\omega_0$  the radius of the waist. The approximation is valid far from the core of the fiber ( $z \gg 1$ ). The radius  $\omega_0$  depends on the characteristics of the fiber and is described by the empiric formula

$$\omega_0 = a \left( 0.65 + \frac{1.619}{V^{1.5}} + \frac{2.879}{V^6} \right) \quad (3)$$

where  $a$  is the radius of the fiber core.  $V$  is the normalised cutoff frequency of the fiber defined as

$$V = 2\pi N_A a / \lambda \quad (4)$$

with  $N_A$  the numerical aperture of the fiber.  $V$  is less than 2.405 for a single-mode fiber.

We can then write the irradiance distribution at the output of the fiber:

$$I(r, z) = |\psi(r, z)|^2 = I_0 \left( \frac{\omega_0}{\omega(z)} \right)^2 e^{\frac{-2r^2}{\omega(z)^2}} \quad (5)$$

where  $I_0 = A_0^2$  is the on-axis irradiance.

The total power  $P_i$  incident on the pupil plane is given by

$$P_i = 2\pi \int_0^{+\infty} I(r, z) r dr = \frac{\pi I_0 \omega_0^2}{2} \quad (6)$$

### 3.2 Influence of a truncated gaussian beam

The case of a truncated gaussian beams has already been studied for one aperture (Buck 1967, Mahajan 1986, Nourrit et al. 2001). We consider here that the image is formed by an aberration-free spherical lens of focal length  $F_o$  and diameter  $D_0 = 2R_0$ . The gaussian beam is then diaphragmed by the circular aperture of the lens. We defined the normalized beam radius  $k$  as the ratio:

$$k = \frac{R_0}{\omega(F_o)} \quad (7)$$

By using Eq. 2,  $k$  can be expressed as a function of the output beam aperture  $R_o/F_o$  :

$$k = \frac{\pi \omega_0}{\lambda} \frac{R_o}{F_o} \quad (8)$$

The truncated gaussian amplitude distribution of a sub-pupil can be written as

$$\psi(r, k) = A_0 \frac{\omega_0}{R_o} k e^{\frac{-k^2}{R_o^2} r^2} \Pi_{R_o}(r) \quad (9)$$

with  $\Pi_{R_o}(r) = 1$  if  $r \leq R_0$  and  $\Pi_{R_o}(r) = 0$  otherwise.

Referring to Haskal (1979), for an incident power  $P_i$  and for a lens with an aperture of  $F_o/D_o$ , the focal-plane irradiance is given by

$$I(\rho, k) = |\text{FT}(\psi(r, k))|^2 = \frac{8 P_i}{\pi \omega_0^2} \left( \frac{k}{R_o} \right)^4 \left| \int_0^{R_o} \frac{R_o}{k} e^{-\left(\frac{k}{R_o} r\right)^2} J_0\left(\frac{2\pi}{\lambda F_o} r \cdot \rho\right) r dr \right|^2 \quad (10)$$

where  $r$  and  $\rho$  denote a position respectively in the pupil plane and in the focal plane. FT refers to the Fourier transform.  $J_0$  is the Bessel function of the first kind of order zero. If we let  $\rho = 0$ , we can write the maximum on-axis irradiance as

$$I(0, k) = \frac{8 P_i}{\pi \omega_0^2} \left( \frac{k}{R_o} \right)^2 \left| \int_0^{R_o} e^{-\left(\frac{k}{R_o} r\right)^2} r dr \right|^2 \quad (11)$$

$$I(0, k) = \frac{2 P_i R_o^2}{\pi \omega_0^2} \frac{(1 - e^{-k^2})^2}{k^2} \quad (12)$$

The maximum on-axis irradiance is obtained by equating to zero its derivative with respect to  $k$ .  $\frac{\delta I(0)}{\delta k} = 0$  leads to the equation

$$e^{k^2} = 1 + 2k^2 \quad (13)$$

The solution of Eq. 13 is approximately  $k = 1.12$  (Siegmán 1989, Yura 1995).

The total power transmitted by the truncated beam is equal to

$$P_{tot} = 2\pi \int_0^{R_o} I(\rho, k) r dr = \frac{\pi I_0 \omega_0^2}{2} (1 - e^{-2k^2}) \quad (14)$$

Hence the fraction of the power transmitted after truncation of the sub-pupil corresponds to

$$P_{transm} = P_{tot}/P_i = 1 - e^{-2k^2} \quad (15)$$

### 3.3 Application to an interferometric array

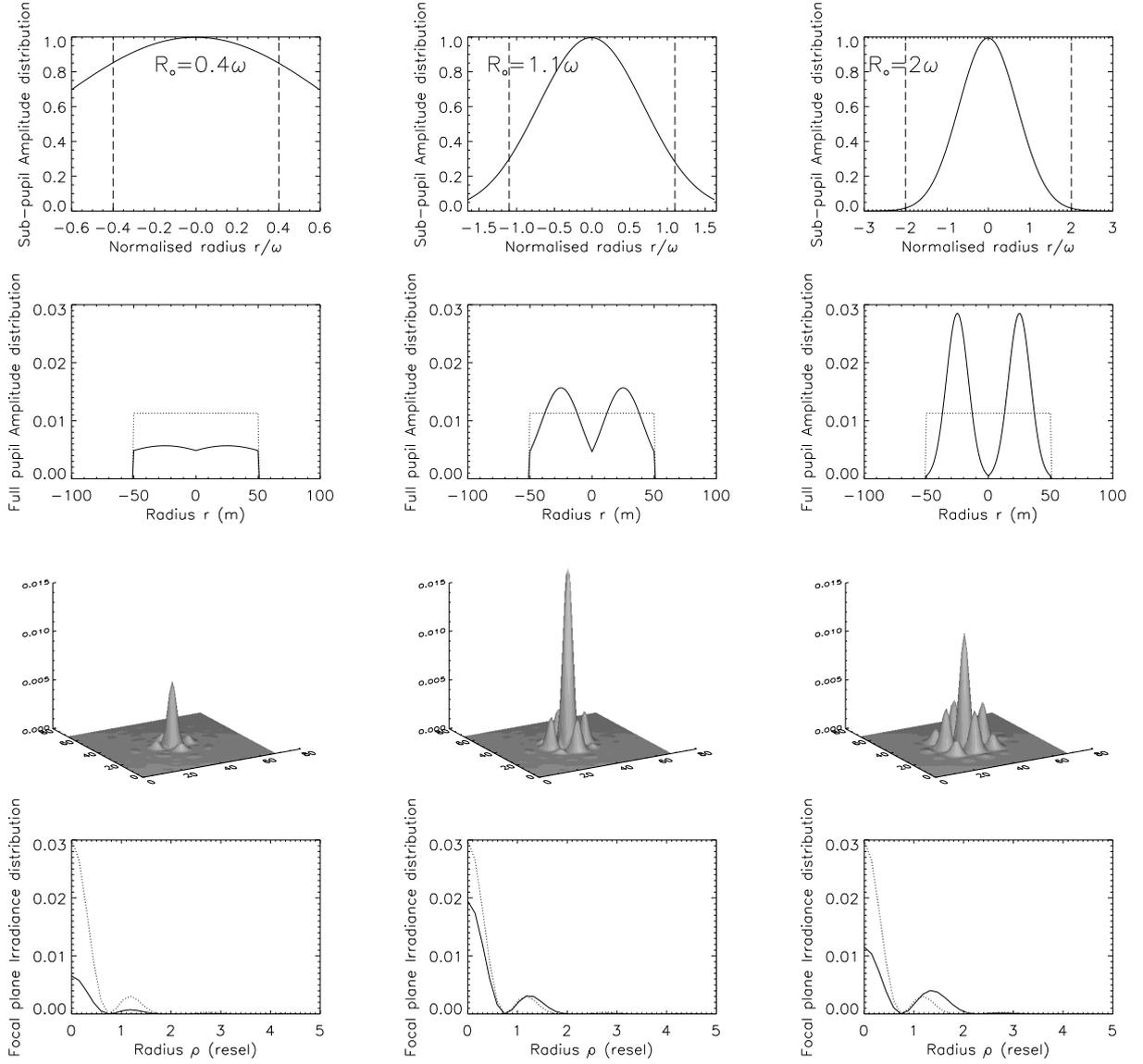
We will now consider the case of an interferometer defined as an array of  $N_{tel}$  sub-pupils. According to Eq. 9, we can write the amplitude distribution of the exit pupil plane as

$$\psi_{array}(r, k) = \psi(r, k) \otimes \sum_{n=1}^{N_{tel}} \delta(r - \rho_o(n)) \quad (16)$$

where  $\rho_o(n)$  denotes the position of the sub-pupil of index  $n$  in the exit pupil plane.  $\otimes$  is the convolution operator and  $\delta$  is the Dirac function.

In a DP combiner, each gaussian beam is truncated and collimated by a lens. The intensity distribution in the image plane is

$$I_{array}(\rho, k) = |\text{FT}(\psi_{array}(r, k))|^2 \quad (17)$$



**Figure 4.** Effects of the gaussian field of the fibers on the imaging process, for various values of the diaphragm radius  $R_o$  as a fraction of the beam radius  $\omega$ . From up to down : Profile of one gaussian beam with the corresponding diaphragm, cross-section of the output pupil of the fiber densifier in the maximum densification case ( $\gamma = 10$ ), densified PSF, cross-section of the PSF. The case of the uniform illumination is represented in dotted lines. For strongly truncated sub-pupils (left), the pupil-plane irradiance distribution is almost uniform and the image pattern is narrow, but little power is transmitted. For weakly truncated sub-pupils (right), the power in the focal-plane is rejected from the center to the far peaks, as if the full pupil is diluted. An optimum (middle) provides the maximum on-axis irradiance.

which can be written as

$$I_{array}(\rho, k) = |\text{FT}(\psi(r, k))|^2 \times \left| \sum_{n=1}^{N_{tel}} \exp\left(\frac{-2i\pi}{\lambda F_o} \rho \cdot \rho_o(n)\right) \right|^2 \quad (18)$$

By replacing  $R_o$  by  $\gamma R_i$  in equation 12, we can write the maximum on-axis irradiance as

$$I_{array}(0, k) = I(0, k) = \frac{2P_i R_i^2}{\pi \omega_0^2} \gamma^2 \frac{(1 - e^{-k^2})^2}{k^2} \quad (19)$$

Although the notion of pupil vanishes with fibers, the output sub-pupil width is defined by the truncated beam diameter  $D_o$  of the diaphragm. Thus,  $\gamma = \gamma_d / \gamma_b$ , as defined previously.  $\gamma_b$  corresponds to the magnification factor of the interferometric image in the focal plane. To simplify, we assume that  $\gamma_b = 1$ .

The experimental arrangement allows independent adjustment of the two parameters  $\gamma$  and  $k$ . The diaphragm radius  $R_o$  is chosen in such a way that  $R_o = \gamma_d R_i$ . The normalized radius  $k$  is adjusted by the focal length  $F_o$ .

It is shown by equation 19 that the maximum on-axis irradiance is independent of the geometry of the array. It

depends only on the diffraction envelope of a sub-pupil (a gaussian function convoluted with an Airy function). Thus, the densification maximizes the on-axis irradiance when  $\gamma$  increases whatever  $k$ . For a given  $\gamma$ , the maximum on-axis irradiance is obtained with  $k = 1.12$ , as in the case of a single aperture (Siegman 1989).

In an IRAN combiner, the intensity distribution is similar, the difference being only in the envelope shape. Thus, the intensity recorded in the pupil plane is (Vakili et al. 2004)

$$I_{array}(r, k) = |\psi(r, k)|^2 \times \left| \sum_{i=1}^{N_{tel}} \exp\left(\frac{-2i\pi}{\lambda F_o} r \cdot \rho_o(n)\right) \right|^2 \quad (20)$$

As the maximum of the envelope (a truncated or untruncated gaussian function) is constant whatever  $D_o$ , the truncation has no effect on the central peak intensity and reduces only the field by vignetting. Then, the truncated radius is chosen such that  $k > 2$  to transmit the total power.

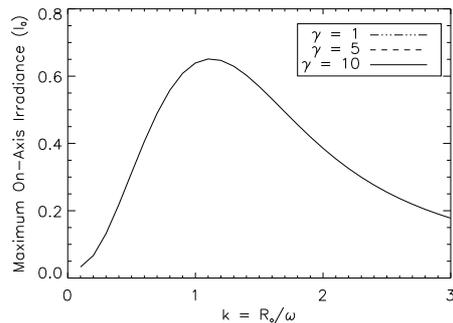
#### 4 PERFORMANCE ANALYSIS OF A DENSIFIED PUPIL FIBER COMBINER

In the previous section, it was seen that there is no optimization for the diaphragm of the sub-pupils in the case of IRAN. Concerning the DP scheme, numerical simulations have been performed to study the effect of truncated gaussian beams on the focal-plane irradiance distribution. As the main interest is the sensitivity gain, we use criteria aiming at maximizing the irradiance contained in the central interferometric peak, compared to the irradiance in the side-lobes. We show that the optimum truncated radius is a trade-off between the loss of transmission and the efficiency of the densification.

The simulations are performed in a perfect case, without any noise or wavefront errors and for an on-axis star. We consider a pupil composed of 4 circular sub-apertures on a large square pattern with a side length of 50 m and a telescope diameter of  $D_i = 5$  m. Then the maximum densification corresponds to  $\gamma = 10$ . With an operating wavelength of  $\lambda = 0.6 \mu\text{m}$  and a maximum baseline of about 76 m, the spatial resolution ( $resel = \lambda/B_{max}$ ) reaches 1.6 mas. The DIF equals to 1.7 resels. Each sub-pupil has a gaussian irradiance distribution with a common free parameter  $k$ .

Fig. 4 presents the calculated Point Spread Functions in the maximum densification case for various values of the  $k$  parameter. The intensity is normalized so that the total transmitted power is unit. It means that the integral of the irradiance of the full pupil equals to 1 with a uniform illumination. In the case of a gaussian illumination of the sub-pupils, the total transmitted power is weighted by 0.8, which corresponds to the optimum coupling efficiency of a single-mode fiber (Shaklan & Roddier 1988).

Finally, in the following parts, all the parameters are normalized so that each value of the gaussian illumination is divided by the corresponding value of the uniform illumination ( $k = 0$ ). This normalization allows to compare the effects of the gaussian beams to the uniform illumination case.



**Figure 5.** Variation of the on-axis irradiance as a function of the truncation ratio  $k$  for various values of the densification factor  $\gamma$ . The 3 curves with  $\gamma = \{1, 5, 10\}$  are superimposed. Maximizing  $I_0$  yields the value of  $k = 1.12$  whatever  $\gamma$ . Thus, the densification factor  $\gamma$  has no influence of the optimum  $k$  value. Note that the 3 cases shown in Fig. 4 correspond to  $k = 0.4$ ,  $k = 1.1$  and  $k = 2$ .

#### 4.1 On-axis irradiance

The first criterion consists in maximizing the on-axis irradiance  $I_0$ . In the case of our 4 telescopes configuration, numerical simulations give the value of  $k = 1.12$  whatever  $\gamma$ . The results of the simulation are shown in Fig. 5, where  $I_0$  is plotted as a function of  $k$ .

The criterion can also be achieved by maximizing the encircled energy contained in the main central lobe given by

$$E_0(\theta_0) = 2\pi \int_0^{\theta_0} I_{array}(\rho) \rho d\rho \quad (21)$$

where  $\theta_0$  corresponds to the first minimum from the center of the focal plane irradiance distribution. This second criteria leads to the same optimum value of the truncation ratio :  $k = 1.12$ .

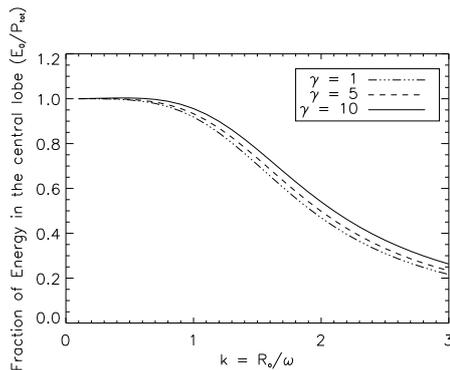
#### 4.2 Transmission

The fractional transmitted power in Eq. 15 remains valid whatever the number of sub-apertures. This equation shows that the transmission does not depend on the densification factor  $\gamma$ . Indeed, the global intensity picked-up by the detector is fixed by the diaphragm radius  $k$  of each beams. The fraction of power is equal to 22 per cent when  $k = 0.4$ , 73 per cent when  $k = 1.1$ , and practically 80 per cent when  $k = 2$ , corresponding to the maximum coupling efficiency of a single-mode fiber. Then, for the optimum  $k$  value, 20 per cent of power is lost owing to the fiber and about 8 per cent owing to the diaphragm.

#### 4.3 Image quality

We will now consider some criteria aiming at quantifying the image quality of the direct image. We have estimated firstly the fraction of energy contained in the central peak and secondly the level of the residual halo.

Fig. 6 shows the fraction of energy contained in the central peak as a function of  $k$ , defined as the ratio of central lobe energy divided by the total energy. This is an estimator of the spread effect of light, which reflects the efficiency of the densification. If the truncation ratio is low, typically



**Figure 6.** Variation of the ratio of the energy of the central lobe divided by the total energy as a function of  $k$  for various values of  $\gamma$ . The more the diaphragm radius is increased, the more the light is spread from the central peak to the side-lobes in the halo. This effect is more drastic for an higher level of densification.

$k \leq 0.5$ , this fraction is unaffected and is the same as in the uniform illumination case. Then it decreases rapidly up to around  $k = 2.5$ . The shape of the curve is the same for any level of densification and is rather pronounced for  $\gamma = 10$ . For an optimum  $k$  radius, the central peak shows a diminution of 11 per cent, 10 per cent and 8 per cent, respectively for  $\gamma = 1$ ,  $\gamma = 5$  and  $\gamma = 10$ , compared to the uniform beams.

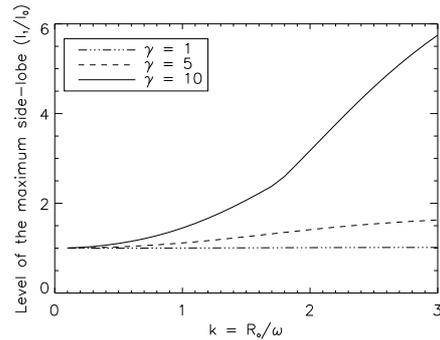
In completeness, Fig. 7 represents the ratio of the irradiance of the secondary maxima divided by the on-axis irradiance  $I_0$ . This is an estimator of the maximum level of the residual halo surrounding the central peak. This parameter must be improved to limit the confusion problem (Riaud et al. 2004), which corresponds to the crowding effect between the different sources present in the field of view. The source crowding is due to the convolution process of the observed sources with the PSF, as with a classical telescope (single aperture). This effect becomes important when the instrument has a weak quality for its PSF and it is directly related to the PSF extension. That is why the maximum densification scheme is well adapted. Moreover, the use of single-mode fibers requires a suitable diaphragm radius to limit the corruption of the image quality.

## 5 DISCUSSION AND PERSPECTIVES

If a fiber image densifier (IRAN) is used, the width of the diaphragm of the output beams is sufficiently enlarged to maximize the transmitted power. Less than 1 per cent of the flux is lost if

$$\frac{R_o}{F_o} > 2 \frac{\lambda}{\pi \omega_0} \quad (22)$$

However, we have shown that there is an optimum for the diaphragm diameter  $D_o$  when a fiber pupil densifier (DP) is used. This optimum is firstly linked to the truncated gaussian irradiance distribution in a sub-pupil, which provides the maximum  $I_0$  in the focal plane. The optimum is also decorrelated from the geometry of the array, as demonstrated in section 3. Simulations in section 4 show that it can be interpreted as a trade-off between the loss of transmission and the efficiency of the densification. The optimization aims at maximizing the fractional energy of the central



**Figure 7.** Variation of the ratio of the secondary maxima irradiance divided by the central lobe irradiance as a function of  $k$  for various values of  $\gamma$ . The more the diaphragm radius is increased, the more the maximum level of the residual side-lobes is high, compared to the central peak. This effect is drastic in the maximum densification case ( $\gamma = 10$ ). It has practically no effect in the Fizeau case ( $\gamma = 1$ ).

$k$	0.4	1.1	2
$\psi(R_0)/\psi(0)$	0.85	0.30	0.02
$I_0$	0.22	0.65	0.39
$E_0$	0.22	0.67	0.42
$I_1/I_0$	1.07	1.55	3.42
$E_0/P_{tot}$	1.00	0.92	0.52
$P_{transm}$	0.22	0.73	0.80

**Table 1.** Normalized main parameters in the case of the maximum densification ( $\gamma = 10$ ) for 3 values of  $k$  as shown in Fig. 4.  $\psi(R_0)/\psi(0)$  is the fractional intensity at the aperture edge compared to that at the center,  $I_0$  is the on-axis irradiance,  $E_0$  is the energy in the central lobe,  $E_0/P_{tot}$  corresponds to the fraction of the energy contained in the central lobe on the total energy,  $I_1/I_0$  represents the ratio of the irradiance of the maximum side-lobe to the central peak,  $P_{transm}$  is the fractional transmitted power.

lobe and minimizing the maximum level of the residual halo, given by the highest side-lobe. The main parameters corresponding to Fig. 4 are resumed in table 1 in the maximum densification case.

Neither the geometry of the array (function of number, arrangement and shape of the sub-pupils), nor the densification factor has an influence on the optimum  $k$  value. To properly adjust the diaphragm diameter  $D_o$  with the gaussian field distribution of each sub-pupil, the output focal length of the fiber pupil densifier is chosen in such a way that

$$F_o = 0.36 \frac{\lambda}{\omega_0} R_i \gamma \quad (23)$$

$R_o$  is fixed by the  $\gamma$  value, such as  $R_o = \gamma R_i$ .  $F_o$  is imposed by the wavelength and by the characteristics of the fibers, and is also proportional to  $\gamma$  to provide the same angular aperture of the exit beams.

Table 2 compares the case of the truncated gaussian beams to a uniform illumination. The on-axis irradiance is approximately 35 per cent of what would be obtained for uniform illumination of the full aperture. The maximum level of the secondary maxima  $I_1/I_0$  increases drastically

$\gamma$	1	5	10
$\psi(R_0)/\psi(0)$	0.38	0.31	0.30
$I_0$	0.66	0.65	0.65
$E_0$	0.66	0.66	0.67
$I_1/I_0$	1.00	1.14	1.55
$E_0/P_{tot}$	0.89	0.90	0.92
$P_{transm}$	0.75	0.73	0.73

**Table 2.** Normalized main parameters in the case of the optimum truncated gaussian illumination ( $k = 1.1$ ) for 3 values of  $\gamma$ . See the definitions in Tab. 1.

with  $\gamma$  whereas the fraction of the total energy contained in the central lobe  $E_0/P_{tot}$  does not decrease much. It means that most of the light spreading from the central lobe falls into the few side-peaks next to the center, according to the densification effect which reduces the number of peaks in the image.

Thus, the gaussian field of the fibers increases the spread effect of light in the focal-plane by an energy dilution from the central peak to the side-lobes. This effect should be treated by specific deconvolution algorithms for imaging applications. It must be taken into account for very high dynamic range applications, such as coronagraphy. The use of pupil apodisation techniques (Aime 2005) or of beam shaping techniques (Hoffnagle et al. 2000) may also improve the quality of the imaging process.

A direct imager called VIDA (Lardière et al. 2005) has been proposed as a second generation instrument for the VLTI. It consists of a densified pupil beam combiner using single-mode fibers in optical wavelength, associated with a coronagraphic mode mounted at the densified focus. A demonstrator is being developed in laboratory (Patru et al. 2006) in order to prepare the feasibility studies of VIDA and to evaluate the technological requirements for future projects of hypertelescopes.

## REFERENCES

- Aime C., 2005, A&A, 434, 785  
Aristidi E. et al., 2004, Proc. SPIE, 5491, 763  
Buck A.L., 1967, Proc. IEEE, 55, 448  
Coudé Du Foresto V. et al., 1997, A&As, 121, 379  
Delage L. et al., 2000, Appl. Opt., 39, 34  
Fizeau A.H., 1868, C. R. Acad. Sci. 66, 932.  
Haskal H.M., 1979, Appl. Opt., 18, 13  
Hoffnagle J.A. et al., 2000, Appl. Opt., 39, 30  
Kervella P. et al., 2002, Proc. SPIE, 4838, 858  
Labeyrie A., 1996, A&As, 118, 517  
Lardière O. et al., 2005, ESO Astrophysics Symposia Proceedings, in press  
Lardière O. et al., 2006, MNRAS, to be published  
Mahajan V.N., 1986, JOSA, 3, 4  
Nourrit V. et al., 2001, JOSA, 18, 3  
Patru F. et al., 2006, Proc. SPIE, to be published  
Perrin G. et al., 2002, Proc. SPIE, 4838, 1290  
Perrin G. et al., 2006, Science, 311, 194  
Riaud P. et al., 2004, Proc. of the 37th Liège International Astroph. Colloquium, 1  
Saleh Bahaa E.A., 1991, Fundamentals of photonics (New York : John Wiley)

- Shaklan S. and Roddier F., 1988, Appl. Opt., 27, 2334  
Siegman A.E., 1989, Lasers (University Science, Mill Valley, Calif.), Sec. 18.4.  
Vakili F. et al., 2004, A&A, 421, 147  
Yura H.T., 1995, Appl. Opt., 34, 15

## 9.3 Réglages du système

### 9.3.1 Déroulement des opérations

De nombreux tests échelonnés sur 2 ans ont été menés avant intégration du densifieur, pour qualifier chacun des sous-systèmes avant leur insertion dans SIRIUS.

J'ai d'abord encadré pendant 3 mois un stagiaire, Ludovic Laplaud<sup>1</sup>, qui a testé la résolution et la stabilité des positionneurs PZT utilisés pour l'injection et la sortie des fibres. J'ai aussi co-encadré un autre stagiaire, Fabrice Thomas<sup>2</sup>, qui a écrit et testé les algorithmes d'injection automatique, conjointement avec l'ingénieur informaticien Jean-Michel Clause, en charge de toute la partie informatique et contrôle de SIRIUS.

Il a fallu ensuite spécifier et suivre la conception mécanique du densifieur, effectuée par Alain Roussel, Yves Hugues et Sandra Bosio. Il a fallu aussi tester et préparer les racks fibrés livrés par le laboratoire XLIM, en vérifiant leur taux d'extinction et en annulant la dispersion chromatique différentielle. Un montage spécifique de type Mach-Zender a été entièrement développé par Michael Dubreuil, opticien, qui a conçu, intégré et exploité un banc d'égalisation des fibres (EDF) présenté en annexe F (Patru, 2006). Il a pris en charge 2 stagiaires, Fabrice Thomas et Sébastien Reithinger<sup>3</sup>, qui ont à tour de rôle participé aux nombreux tests d'égalisation.

Le premier montage densifieur SIRIUS à 2 bras fibrés a été assemblé en août 2006. Après avoir spécifié tous les scénarios de commande des différents éléments du banc, j'ai co-encadré un stagiaire, Olivier Mathieu<sup>4</sup>, qui a validé l'ensemble des algorithmes de pilotage automatique. Cela a abouti à l'intégration du densifieur 4 UTs en novembre 2006. Le densifieur à 8 faisceaux n'a pas été réalisé, faute de temps et d'argent (pour l'achat de 24 autres platines PZT). Il est prévu pour la mi-2007.

### 9.3.2 Procédure d'alignement

La procédure d'alignement du densifieur SIRIUS est détaillée en annexe C. Plusieurs éléments doivent être réglés successivement :

1. la polarisation différentielle en entrée et en sortie des fibres, en alignant tous les axes neutres avec la méthode polariseur/analyseur croisés ;
2. la dispersion chromatique différentielle avec les lignes à retard fibrées, sur un banc de calibration spécifique EDF (Equilibrage Des Fibres) ;
3. l'injection dans les fibres, en maximisant le taux de couplage avec le module d'injection ;
4. la photométrie différentielle, en égalisant les flux entre voies avec le module d'injection ;
5. la collimation et la focalisation des faisceaux en sortie, en superposant convenablement les taches images au foyer de la CCD avec le module de sortie.
6. les différences de marche (ou temps de groupe), en cohérençant l'interféromètre avec les lignes à retard dans l'air ;
7. les différences de chemins optiques avec les cophaseurs fibrés, pour atteindre une précision meilleure que  $\lambda/10$  ;

### 9.3.3 Alignement des axes de polarisation

#### Méthode polariseur/analyseur croisés

L'alignement des axes neutres des fibres est vérifié grâce à la méthode polariseur/analyseur croisés. En plaçant un polariseur en entrée et un autre en sortie de la fibre et en pivotant le polariseur en sortie, on détermine le taux d'extinction maximale entre polarisations.

<sup>1</sup>UT Mesures Physiques de l'Université de Limoges

<sup>2</sup>UT Mesures Physiques de l'Université de Limoges

<sup>3</sup>BTS Génie Optique au Lycée Victor Bérard à Morez

<sup>4</sup>Ecole Nationale Supérieure de Physique de Grenoble (ENSPG)

Le taux d'extinction est défini par :

$$\tau = \frac{I_p}{I_s + I_p} \quad (9.21)$$

où  $I_s$  est le flux sur l'axe de propagation choisi et  $I_p$  est le flux sur l'axe parasite. Ce taux s'exprime le plus souvent en décibel (dB) :

$$\tau_{dB} = 10 \log \left( \frac{I_p}{I_s + I_p} \right) \quad (9.22)$$

Si les axes de polarisation sont désalignés de l'angle  $\theta$ , le taux d'extinction devient (Vergnole, 2005) :

$$\xi = 10 \log \left( \left( 1 - 10^{\frac{\tau}{10}} \right) \sin^2(\theta) + 10^{\frac{\tau}{10}} \cos^2(\theta) \right) \quad (9.23)$$

Le mauvais alignement des axes de polarisation induit une perte de contraste des franges d'interférence qui s'exprime par :

$$C_{polar} = \frac{1}{1 + \left( \frac{1}{2} \frac{\tau_1}{1-\tau_1} \right) + \left( \frac{1}{2} \frac{\tau_2}{1-\tau_2} \right)} \quad (9.24)$$

où  $\tau_1$  et  $\tau_2$  sont les taux d'extinction des fibres des voies 1 et 2. On distingue l'axe de propagation utilisé et l'axe parasite. Les 2 champs sur chacun des 2 axes sont incohérents.

### Mesures des taux d'extinction

Le dispositif polariseur/analyseur croisé est d'abord étalonné à vide (sans les fibres), ce qui donne un taux d'extinction  $\tau_{vide}$ . Lorsqu'on mesure ensuite les taux d'extinction des fibres, la différence avec  $\tau_{vide}$  correspond au résidu de lumière parasite qui se propage sur l'axe rapide de la fibre. Il est possible de minimiser le taux d'extinction en jouant manuellement sur l'orientation des fibres en entrée et en sortie.

En pratique, les axes neutres des fibres ont d'abord été repérés visuellement avec un microscope. En entrée, une bague serrée sur le mandrin de la fibre a un méplat qui est mis perpendiculaire à l'axe de propagation (l'axe lent). En sortie, cet axe est orienté selon l'ergot du connecteur FC-PC. Les fibres sont insérées en entrée dans une ferrule en mettant le méplat à l'horizontal. En sortie, tous les connecteurs FC-PC sont orientés de la même façon. Ce montage permet une superposition des axes à quelques degrés près. On se contente de mesurer le taux d'extinction après montage des fibres. Les résultats sont donnés dans le tableau 9.9, avec des taux d'extinction compris entre 22dB et 27dB, à comparer à  $\tau_{vide} = 31dB$ . La contribution des fibres en terme de polarisation varie entre 4 à 9dB.

Le montage à 4UT utilise les LAR 7, 8, 5 et 9. Si on calcule la perte de contraste engendrée par la polarisation différentielle avec l'équation 9.24, on trouve  $0.997 < C_{polar} < 0.998$  pour chacune des bases, soit un facteur d'atténuation inférieur à  $C_{polar} < 0.3\%$  dans tous les cas. Cela dit, ces pertes de contraste sont estimées par rapport à la fibre de référence du montage EDF. En pratique, on s'attend à des pertes plus importantes, car il faut tenir compte de l'angle différentiel des axes de polarisation des fibres prises 2 à 2.

### 9.3.4 Equilibrage en dispersion des fibres

#### Méthode du spectre cannelé

La dispersion chromatique différentielle est mesurée par la méthode du spectre cannelé (Tango, 1990). Le calcul de la densité spectrale du mélange interférométrique permet de remonter à la phase spectrale du spectre cannelé (Vergnole, 2004). La phase spectrale mesurée est directement reliée à la contribution de la fibre en terme de dispersion chromatique.

Ce terme de phase spectrale est ajusté aux moindres carrés par un développement limité en série de Taylor autour de la fréquence moyenne du spectre  $\nu_0$ . Cet ajustement s'écrit sous la forme :

LAR	$I_p$	$I_s$	$\tau$	$\tau_{dB}$
1	$4.5 \cdot 10^{-3}$	0.76	$5.9 \cdot 10^{-3}$	-22.3
2	$4.0 \cdot 10^{-3}$	1.10	$3.6 \cdot 10^{-3}$	-24.4
3	$24.0 \cdot 10^{-3}$	0.95	$25.0 \cdot 10^{-3}$	-16.1
4	$3.0 \cdot 10^{-3}$	1.10	$2.7 \cdot 10^{-3}$	-25.6
5	$2.8 \cdot 10^{-3}$	1.20	$2.3 \cdot 10^{-3}$	-26.3
6	$2.6 \cdot 10^{-3}$	1.10	$2.4 \cdot 10^{-3}$	-26.3
7	$2.4 \cdot 10^{-3}$	1.00	$2.4 \cdot 10^{-3}$	-26.2
8	$1.8 \cdot 10^{-3}$	0.87	$2.1 \cdot 10^{-3}$	-26.8
9	$3.0 \cdot 10^{-3}$	0.95	$3.1 \cdot 10^{-3}$	-25.0

Tab. 9.9 – Taux d’extinction des fibres de SIRIUS.

Les mesures ont été effectuées avec une photodiode Silicium avec  $I_s$  et  $I_p$  en Volt. Toutes les fibres sont assez homogènes, avec un taux d’extinction compris entre  $22dB < \tau_{dB} < 27dB$ . Seule exception, la LAR3 dégradée a visiblement subi une contrainte mécanique pendant un transport (elle a été mise de côté).

$$\Phi(\nu) = a_0 + a_1(\nu - \nu_0) + a_2(\nu - \nu_0)^2 + a_3(\nu - \nu_0)^3 \quad (9.25)$$

où les termes d’ordre supérieur à 3 sont négligés.  $a_0$  est une constante.

Le coefficient d’ordre 1 de la phase spectrale correspond à la différence de temps de groupe  $\tau_g$ .  $a_1$  est annulé grâce à la LAR dans l’air qui égalise les trajets optiques.

Les coefficients d’ordre 2 et 3 correspondent à la dispersion chromatique.  $a_2$  est annulé en jouant sur la longueur géométrique de chaque fibre grâce à la LAR fibrée.  $a_3$  évolue peu si on étire la fibre. Il est avant tout fonction des différences géométriques entre fibres. C’est pourquoi les fibres proviennent toutes de la même bobine pour minimiser ce coefficient.

Quand les fibres sont équilibrées en dispersion, le contraste des franges d’interférence est maximal.

### Le banc d’équilibrage des fibres (EDF)

Un montage préliminaire est nécessaire pour équilibrer les fibres en dispersion. Un interféromètre de type Mach-Zender a été réalisé, combiné en sortie avec le spectrographe visible du GI2T/REGAIN (Mourard, 2001), qui possède une haute résolution spectrale ( $R = 30000$ ) nécessaire à la mesure du spectre cannelé. Sur l’un des bras se trouve une fibre de référence, et sur l’autre bras est monté l’un des 9 tronçons de fibres de SIRIUS à tester. Le montage EDF est décrit par la figure 6 dans l’annexe F (Patru, 2006).

### Méthode d’annulation des coefficients de dispersion

On utilise une interface Labview développée par le laboratoire XLIM (Vergnole, 2005), qui normalise le spectre cannelé, calcule la courbe d’ajustement et détermine les coefficients de la phase spectrale. La procédure d’alignement et les méthodes de mesures sont détaillées par Dubreuil (2006), et par deux stagiaires (Thomas, 2006; Reithinger, 2006).

Dans un premier temps, on souhaite annuler le temps de groupe (coefficient  $a_1$ ). On enregistre plusieurs spectres cannelés en faisant varier la DDM avec la LAR dans l’air. Le spectromètre mesure des spectres en échelle de longueur d’onde, tandis que le logiciel travaille en échelle de fréquences. Les fichiers spectres sont donc convertis en échelle de fréquences normalisée autour de  $\nu_0$ .

$$\nu_i = \frac{c}{\lambda_i - \lambda_0} \quad (9.26)$$

avec  $c$  la célérité de la lumière et  $\lambda_0$  la longueur d’onde moyenne. En pratique, l’échelle en fréquence est non linéaire et doit être corrigée de sorte que seul le terme d’ordre 1 du spectre cannelé évolue pour chaque

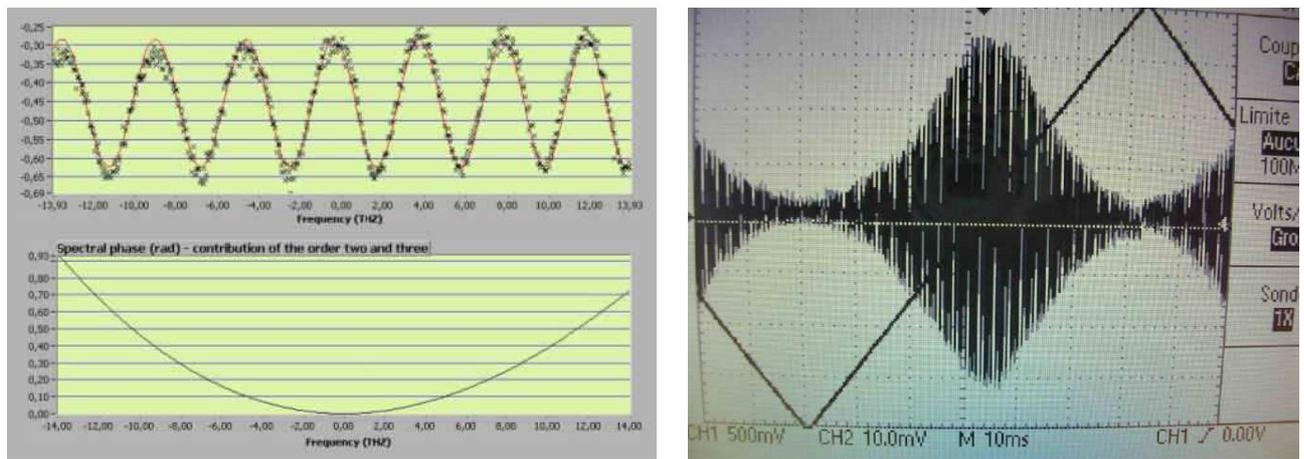


Fig. 9.13 – Contrôle de la dispersion chromatique différentielle sur SIRIUS.

A gauche sont montrés le spectre cannelé normalisé (haut) et la phase spectrale correspondante pour les contributions d'ordre 2 et 3 (bas). Cet outil sous Labview est utilisé pour annuler les coefficients de dispersion. A droite sont montrées les franges temporelles obtenues sur EDF en modulant la DDM via un signal triangulaire de fréquence 8Hz et d'amplitude 64V (après amplification). Les franges d'interférence apparaissent dans une enveloppe de modulation définie par la rampe. Le minimum de dispersion correspond au maximum de contraste des franges.

valeur de DDM. Une fois l'évolution du contraste en fonction de la DDM établie, on connaît la position de la LAR dans l'air qui annule la DDM, c'est-à-dire le coefficient  $a_1$ .

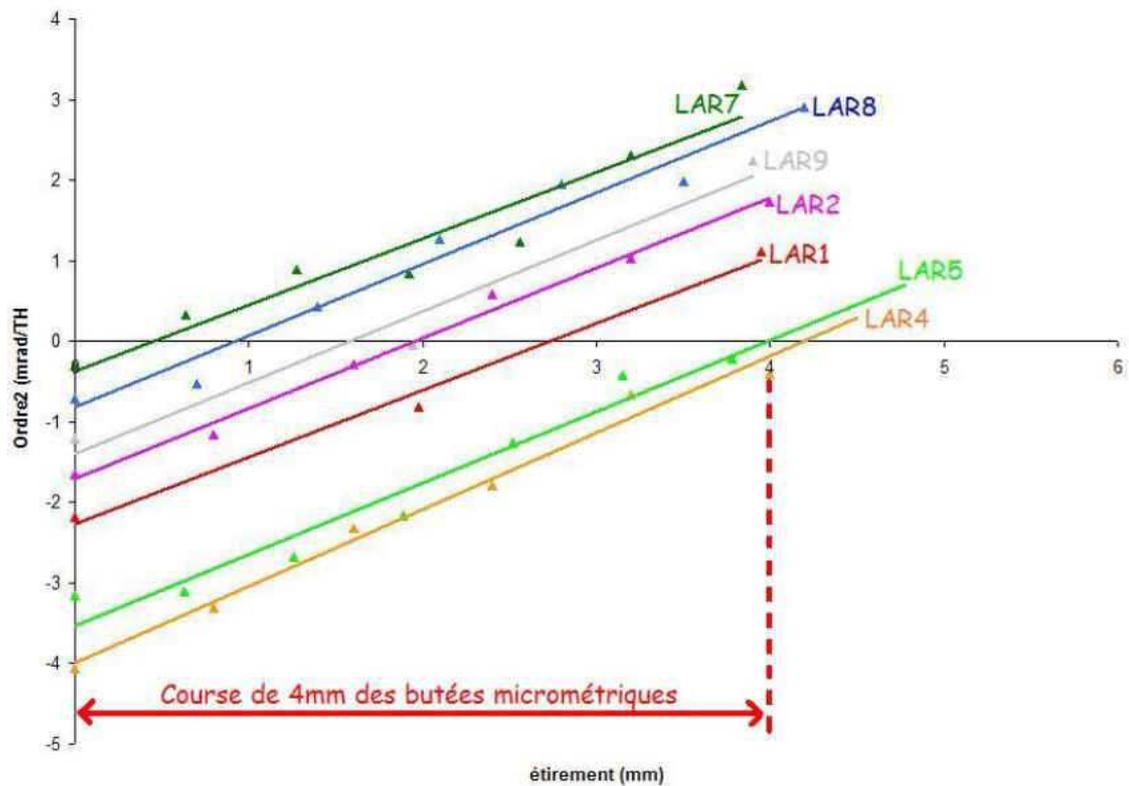
Ensuite, les coefficients de dispersion ( $a_2$  et  $a_3$ ) sont mesurés par une analyse spectrale. On enregistre plusieurs spectres cannelés pour différents étirements de la LAR fibrée. Chaque spectre est normalisé et ajusté afin d'en déduire la phase spectrale correspondante (Fig. 9.13). On obtient ainsi la courbe d'évolution des coefficients d'ordres 2 et 3 en fonction de l'étirement de la fibre. Le minimum de la phase spectrale correspond à une contribution des ordres 2 et 3 nulle. On repère ainsi la position de la LAR fibrée qui minimise la dispersion chromatique différentielle.

Enfin, pour contrôler le bon équilibrage des fibres entre elles, on recherche le maximum de contraste qui correspond au minimum de dispersion différentielle. Le contraste est obtenu par une modulation temporelle du chemin optique, en enregistrant les variations de flux avec un détecteur monopixel. Nous appliquons à la céramique PZT d'une des deux fibres un signal triangulaire. Nous recherchons la DDM nulle en déplaçant la LAR air jusqu'à la visualisation de franges d'interférence à l'oscilloscope (Fig. 9.13).

## Résultats

Les résultats obtenus sur les 9 lignes à retard sont résumés dans la figure 9.14, qui donne l'évolution du coefficient d'ordre 2 en fonction de l'étirement de la fibre. Toutes les LAR fibrées ont été égalisées en jouant sur la butée micrométrique de sorte à annuler précisément l'ordre 2 de la dispersion chromatique. La contribution de l'ordre 3 reste négligeable dans notre étude, vue les faibles longueurs de tronçon de fibres. Le fait d'étirer la fibre génère un chemin d'air qu'il faut ensuite compenser avec la LAR dans l'air. Pour chacune des LAR fibrées, l'étirement nécessaire rentre dans la course des butées micrométriques des LAR dans l'air de  $\pm 4mm$ . Au passage, deux LAR fibrées ont dû être modifiées mécaniquement, car le chemin d'air à compenser dépassait largement les 4mm de course. Pour le montage SIRIUS, c'est la LAR 8 sur la voie UT2 qui est prise comme référence (la LAR air de la voie UT2 reste en milieu de course).

Ces résultats valident l'efficacité du concept de la LAR fibrée et de la méthode d'annulation de la dispersion chromatique différentielle aux longueurs d'onde du visible.



N° LAR	1	2	4	5	7	8	9
Étirement de la fibre tel que $a_2 \simeq 0$ par rapport à la LAR 6	2.5mm	2mm	4.25mm	4mm	0.5mm	1mm	1.2mm

Fig. 9.14 – Annulation de la dispersion chromatique différentielle sur SIRIUS.

Evolution de l'ordre 2 de la dispersion chromatique différentielle en fonction de l'étirement de la fibre en équivalent chemin d'air, pour chacune des 9 LAR fibrées de SIRIUS. L'annulation de l'ordre 2 correspond à un étirement de la fibre qui reste dans tous les cas inférieur à 4.25mm. Le chemin d'air ainsi généré est compensé par les butées micrométriques des LAR dans l'air.

### 9.3.5 Injection dans les fibres

#### Procédure

Un pré-alignement est effectué avec un montage en inverse. Chaque fibre est alimentée en sortie l'une après l'autre en branchant le connecteur FC-PC sur la source fibrée. Les PZT en injection sont réglés de façon à ce que les faisceaux sortent bien collimatés en passant par les trous du masque Fizeau, que l'on déplace tout le long du faisceau collimaté de 70mm. Une fois cela fait, la source est réalimentée en entrée et le couplage est optimisé en jouant sur les PZT de sorte à maximiser le flux sur chacune des voies.

La procédure de recherche du maximum d'injection est une méthode itérative pour amener la tête de fibre au foyer de la lentille d'injection, en jouant sur les 3 translations PZT. On effectue d'abord une optimisation en manuelle, puis en automatique avec un algorithme de pilotage (Clausse, 2006; Matthieu, 2006). La procédure se décompose en plusieurs étapes :

- Pour une position initiale en Z, on se déplace d'abord pas à pas selon les axes X et Y. Si le flux augmente, c'est que l'on converge vers un optimum; sinon, on se déplace dans l'autre sens. Dès que le flux rediminue, on revient à l'avant dernière position et on s'arrête. On enregistre la valeur de flux  $F_{max}$ .
- On effectue ensuite une incrémentation en Z, puis la même optimisation en X et Y, afin de compenser la dérive hors-axe due au tilt fibre-lentille. Si le flux est plus petit que le flux précédent  $F_{max}$ , on change

le sens de déplacement en Z. La même opération est répétée, jusqu'à ce que la valeur de flux à la fin devienne inférieure à la valeur de l'étape précédente. On est alors proche du point focal.

- Pour affiner le réglage, on diminue la résolution des pas en X,Y et en Z. On recommence tout le point précédent. Plusieurs boucles s'enchainent en diminuant la résolution des pas à plusieurs reprises. On s'arrête quand le flux ne varie quasiment plus d'une itération à l'autre.

Un micro-pas PZT vaut  $30nm$ . Le pas nominal (imposé par le fabricant) est de 16 pas, soit  $\simeq 300nm$ .

On choisit comme pas pour l'optimisation en injection :

- $Z/XY = 150\mu m/15\mu m$  (5000/500) en réglage manuel grossier,
- $Z/XY = 15\mu m/1.5\mu m$  (500/50) en réglage manuel fin,
- $Z/XY \simeq 30\mu m/3\mu m$  (960/96) en réglage automatique grossier,
- $Z/XY \simeq 5\mu m/0.5\mu m$  (160/16) en réglage automatique fin.

## Résultats

La transmission totale ( $T_{total}$ ) de la fibre est définie comme le produit de la transmission optique des coupleurs d'injection et de sortie ( $T_{coupleurs}$ ) par le taux de couplage entre le mode laser et le mode fibre ( $\tau_c$ ), et par la transmission de la fibre fonction de son atténuation intrinsèque  $A_T$  et de sa longueur ( $T_{fibre} = e^{-A_T L}$ ).

$$T_{total} = T_{coupleurs} \cdot \tau_c \cdot e^{-A_T L} \quad (9.27)$$

avec  $T_{coupleurs} \simeq 0.90$  (montage afocal) et  $T_{total} = \frac{P_s}{P_e}$ .  $P_e$  et  $P_s$  sont les flux mesurés respectivement en entrée et en sortie. Comme la fibre est relativement courte ( $L \simeq 12m$ ), on néglige l'atténuation intrinsèque de la fibre ( $< 12dB/km$ ).

Les résultats préliminaires indique des taux de couplages de l'ordre de 40% à 50%. On observe donc des pertes de couplage atteignant les 60%, plus pessimiste que les simulations ZEMAX. Il semble que ces pertes sont concentrées sur les premiers centimètres des fibres, où on observe qu'une partie de la lumière se dissipe dans la gaine. La cause de ce mauvais couplage est liée aux défauts du montage : il y a un tilt de la fibre dans son mandrin auquel s'ajoute certainement un tilt entre les bras du module d'injection. Pour un angle de  $6^\circ$  entre la fibre et son mandrin mesuré sur la fibre la plus défectueuse (à cause de la rainure en V), ZEMAX annonçait 40% de pertes de couplage.

La photométrie différentielle entre voies est due à un éclairage non uniforme de la pleine pupille. On joue si besoin sur l'injection dans les fibres pour minimiser ces écarts à mieux que 10%. Autrement dit, le flux maximal est imposé par le moins bon taux de transmission entre les voies après optimisation du couplage. On dégrade le couplage sur les autres voies en défocalisant le faisceau par en translation en Z du PZT d'injection, suivi d'un recentrement en X,Y pour éviter les ordres parasites autres que le fondamental. En effet, il peut apparaitre des modes de couplages à l'injection, qui se propagent dans la gaine et qui peuvent créer des interférences parasites (si dans la longueur de cohérence  $l_c$ ).

### 9.3.6 Superposition des faisceaux au foyer d'imagerie

Les faisceaux sont d'abord collimatés pour qu'ils convergent tous dans le plan focal du système de focalisation. Puis ils sont superposés au centre de la CCD (au plan focal). Pour cela, on règle un faisceau après l'autre en le sélectionnant avec le masque photométrique. On joue sur les translations PZT du module de sortie :

- en Z pour la collimation et la focalisation, de sorte à maximiser la largeur à mi-hauteur de la tache image ( $FWHM$ ).
- en X,Y pour la superposition des faisceaux en visant le pixel central de la CCD.

La focalisation ne pose pas de problème vue la grande profondeur focale. La superposition se fait à 1 ou 2 pixels près, soit mieux que 10% de la largeur d'une tache image.

Cette opération se fait là aussi en manuel, et avec un programme de pilotage automatique (Matthieu, 2006). On utilise les mêmes pas de déplacements que pour l'injection.

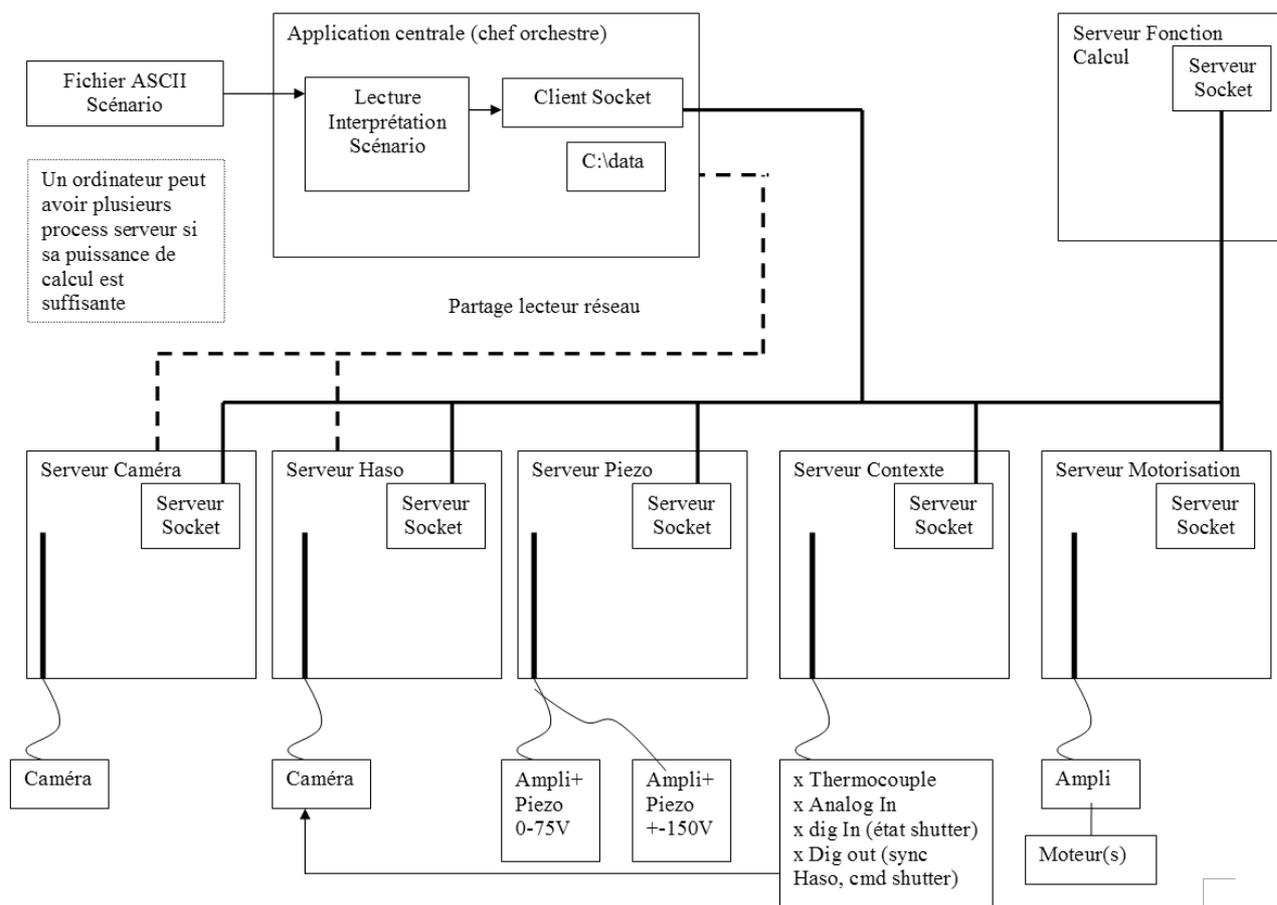


Fig. 9.15 – Schéma de principe du système de contrôle automatique de SIRIUS.

### 9.3.7 Cohérencage et cophasage des faisceaux

Les faisceaux sont d'abord mis en cohérence en déplaçant la ligne à retard dans l'air jusqu'à voir apparaître les franges lasers. Pour cela, on sélectionne successivement les faisceaux 2 à 2 en choisissant les petites bases UT12, UT23, UT34. La voie 2 est prise comme référence, si bien que l'on ne joue que sur les LAR des voies 1, 3 et 4. La sensibilité est de quelques microns pour une longueur de cohérence de l'ordre de  $l_c = 36\mu m$ .

Une fois toutes les franges détectées, le réglage fin des DDM est réalisé en pilotant le cophaseur PZT fibré. Pour chaque jeu de franges (bases UT12, UT23, UT34), on centre le pic frange le plus intense (détecté à l'oeil) au milieu de la tache image en générant de très faibles variations du chemin optique sur l'une des 2 fibres. La sensibilité du cophaseur fibré fournit une résolution à  $\lambda/20$ . Autrement dit, il faut incrémenter de 20 pas pour avoir un défilement des franges égal à une interfrange.

### 9.3.8 Système de contrôle automatique

Un logiciel de type client-serveur gère l'ensemble des sous-systèmes du banc SIRIUS. Un superviseur externe (chef d'orchestre) permet de contrôler les systèmes d'acquisition, de piloter les éléments mobiles et de relever des informations contextuelles (Fig. 9.15). Un tel système devient indispensable pour automatiser les procédures d'alignement et pour assurer une bonne reproductibilité des mesures, en limitant les interventions de l'opérateur, qui perturbent les conditions de l'expérience.

Un fichier scénario établi par l'opérateur est pris en charge par un chef d'orchestre qui communique avec plusieurs serveurs affectés aux différents éléments du banc :

- la caméra CCD ;
- l'analyseur de surface d'onde (ASO) ;

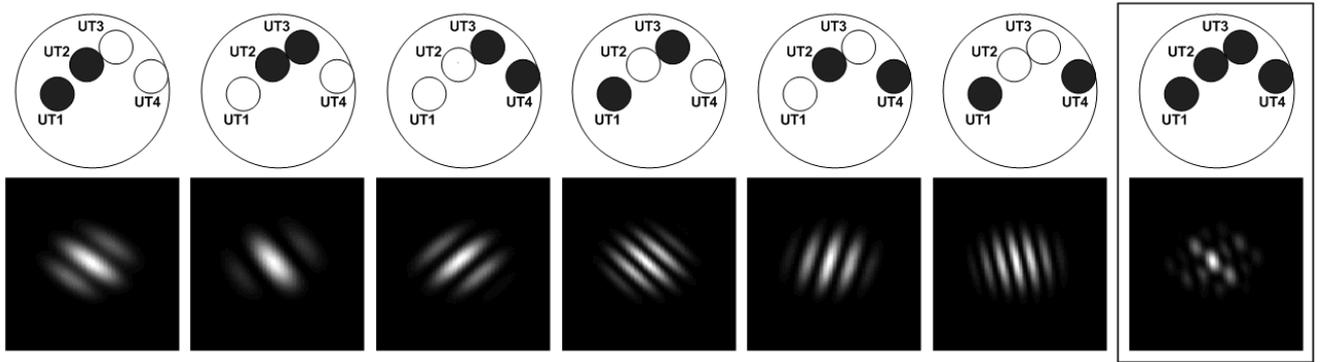


Fig. 9.16 – Images SIRIUS en mode densifié avec 2 UTs et 4 UTs.

Les FEP obtenues base par base avec 2 UTs sont classées de gauche à droite par base croissante (UT23, UT12, UT34, UT24, UT13, UT14). La FEP densifiée à 4 UTs (encadrée à droite) résulte de la superposition des jeux de franges cophasés par paire.

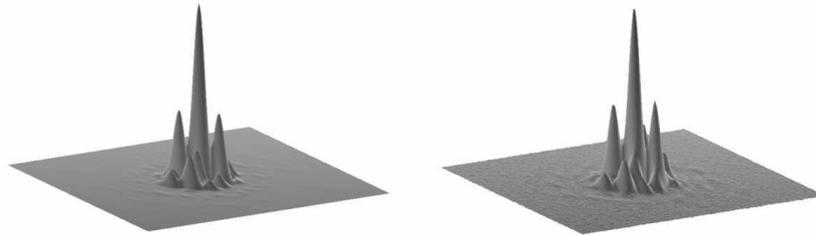


Fig. 9.17 – Comparaison simulation-expérience de la FEP densifiée à 4 UTs.

Les images simulées (gauche) et expérimentales (droite) obtenues avec les 4UTs sont en adéquation.

- l'obturateur placé devant la source, pour enregistrer le bruit de fond de la CCD ;
- le masque de calibration photométrique motorisé, avec une position pour l'image interférométrique (avec tous les faisceaux), une position pour chacun des faisceaux, et une position pour chacune des bases (faisceaux 2 à 2) ;
- les platines de translation piézo-électriques, commandées par un algorithme de recherche du maximum d'injection en entrée (mesure du flux par la CCD), et par un algorithme de superposition des faisceaux en sortie (mesure par la CCD de la position du photocentre et de la largeur à mi-hauteur des taches images) ;
- les cophaseurs fibrés, commandés manuellement en boucle ouverte ; une boucle fermée est envisagée à terme, soit en implantant un algorithme de senseur de franges (optimisation du signal mesuré par la CCD), soit en utilisant les données calibrées de pistons différentiels obtenues avec l'ASO.

On dispose également d'un contrôle de la température mesurée par des thermocouples.

## 9.4 Tests et résultats expérimentaux

### 9.4.1 Caractérisation de la FEP instrumentale

La figure 9.16 montre les images densifiées obtenues pour chaque paire de télescopes, après mise en phase des faisceaux 2 à 2. La figure 9.17 montre le cas à 4 télescopes. Il y a une très bonne corrélation entre les images expérimentales obtenues sur SIRIUS et les images simulées avec HYPERTEL. L'énergie encerclée dans le pic central est de  $E_0 = 36\%$  sur SIRIUS, à comparer à  $E_0 = 38\%$  dans le cas théorique.

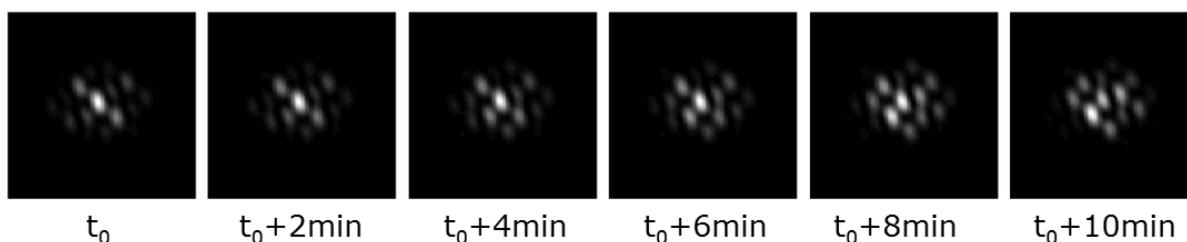


Fig. 9.18 – Stabilité de la FEP densifiée à 4 UTs.

Images prises juste après la mise en phase des faisceaux base par base avec le cophaseur fibré à l'instant  $t_0$ , puis après à intervalle de temps régulier.

Intervalle de temps $t_1 - t_0$	Dérive maximale des franges
$2mn$	$\lambda/10$
$5mn$	$\lambda/6$
$15mn$	$\lambda/4$
$2h$	$\lambda$

Tab. 9.10 – Stabilité dans le temps de l'image densifiée SIRIUS.

Dérive maximale des franges observée en fonction du temps de latence après annulation de la DDM avec le cophaseur PZT. Les faisceaux restent cophasés à mieux que  $\lambda/10$  pendant au moins  $2mn$ . Les pistons différentiels fluctuent lentement dans le temps autour de la DDM nulle à  $\pm\lambda$ .

Le niveau maximal du halo vaut  $I_1/I_0 = 0.48$ , contre  $I_1/I_0 = 0.38$  en théorie. La différence provient surtout de la précision sur le cophasage et la superposition des faisceaux, qui affectent en premier lieu la forme du halo. Notons que la simulation tient compte ici de la troncature des faisceaux gaussiens en sortie des fibres (Patru, 2007).

L'intensification du signal est clairement mis en évidence, puisque le temps de pose nécessaire en densification maximale est de  $5ms$ , contre  $250ms$  en mode Fizeau (sans fibre).

#### 9.4.2 Stabilité de la FEP instrumentale

Après réglage, on teste la stabilité du système sans aucune intervention manuelle ou automatique. On observe des fluctuations lentes des DDM, qui sont dues principalement à la turbulence résiduelle du laboratoire et aux fluctuations thermiques, je pense. La turbulence résiduelle s'atténue au bout de  $30mn$  environ, si on n'intervient pas dans le laboratoire d'optique. Des fluctuations en température ont été observées sur une journée de l'ordre de 2 ou  $3^\circ C PV$ . Ces variations thermiques sont non négligeables et peuvent générer des déplacements dus aux dilatations des matériaux de plusieurs centaines de nanomètres au cours d'une journée.

Cela se traduit essentiellement par une légère fluctuation de l'amplitude des lobes latéraux. L'intensité du pic central elle n'est pas affectée (Fig. 9.18). Au bout de plusieurs dizaines de minutes, le pic central se retrouve excentré et commence à perdre quelques pourcents en intensité, tandis que les lobes du halo montent. Au delà de  $\lambda/2$  de pistons différentiels, deux pics prédominent au lieu d'un, sans que l'on puisse a priori les dissocier.

Des tests ont été effectués avec une image à 2 faisceaux pour quantifier ces dérives. La frange brillante est centrée via le cophaseur PZT à un instant  $t_0$ . Puis, à  $t_1 = t_0 + \Delta t$ , on recentre ce même pic frange en générant à nouveau un étirement de la fibre avec le cophaseur PZT. La correction en déplacement apportée correspond à la dérive basse fréquence des franges entre l'instant  $t_0$  et  $t_1$  (on néglige l'hystérésis du PZT). Les résultats de stabilité en densification maximale sont résumés dans le tableau 9.10.

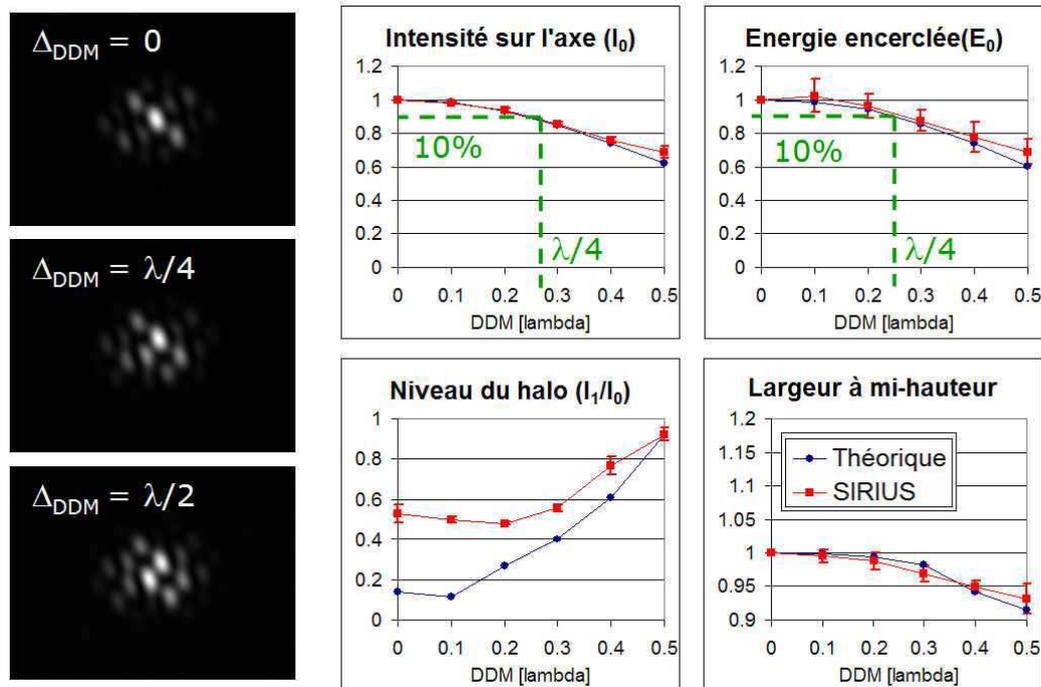


Fig. 9.19 – Influence des pistons différentiels sur la qualité de la FEP à 4UTs.

### 9.4.3 Influence des pistons différentiels

On cherche maintenant à caractériser l'influence des pistons différentiels sur la qualité de la FEP à 4UTs. La figure 9.19 montre l'évolution des paramètres d'imagerie de la FEP en fonction du piston généré sur l'un des 4 faisceaux. Pour cela, on augmente pas à pas le piston sur la voie 1, de 0 à  $\lambda/2$ . Ces mesures sont réalisées en moins de 2 minutes, de sorte que la dérive intrinsèque au système reste négligeable.

L'intensité sur l'axe et l'énergie encerclée chute de 10% pour une DDM de  $\lambda/4$ . Le niveau du halo et la largeur à mi-hauteur du pic central sont peu affectés. Pour une DDM supérieure à  $\lambda/4$ , c'est plus critique. On observe une montée du halo et une déformation du pic central. Au delà de  $\lambda/2$ , on considère que la mise en phase est perdue.

Notons qu'il y a une différence notable entre les simulations et l'expérience concernant le niveau du halo. Ceci vient du fait que les simulations ne tiennent pas compte ici de la troncature du faisceau gaussien. L'enveloppe a été approximée par une simple gaussienne, alors qu'il s'agit en pratique d'une gaussienne convoluée par une Bessel. Cette enveloppe (plus large et moins haute) a pour effet une diminution du contraste, avec un pic central moins intense comparé aux lobes latéraux.

Nous avons étudié ici l'influence de la DDM sur une seule base. Il faut cophaser à mieux que  $\lambda/4$  pour avoir moins de 10% de perte d'énergie dans le pic central. En pratique, il faut tenir compte des fluctuations de phase sur tous les faisceaux. Considérons le cas d'une DDM de  $+\delta$  sur UT12 et  $-\delta$  sur UT23. Les effets vont se cumuler, si bien qu'il faut une contrainte de cophasage 2 fois plus grande, soit  $\lambda/8$ . Je fixe donc la contrainte de cophasage à  $\lambda/10$  pour conserver plus de 90% de l'énergie dans le pic central.

### 9.4.4 Influence de la photométrie différentielle

On cherche ensuite à caractériser l'influence de la photométrie différentielle sur la qualité de la FEP à 4UTs. La figure 9.20 montre l'évolution des paramètres d'imagerie de la FEP en fonction d'une diminution photométrique sur l'un des 4 faisceaux. Pour cela, on défocalise pas à pas la fibre en injection sur la voie 1, de sorte à perdre de 0 à 90% de flux.

L'intensité sur l'axe diminue, du fait de l'atténuation photométrique. Par contre, l'énergie encerclée dans

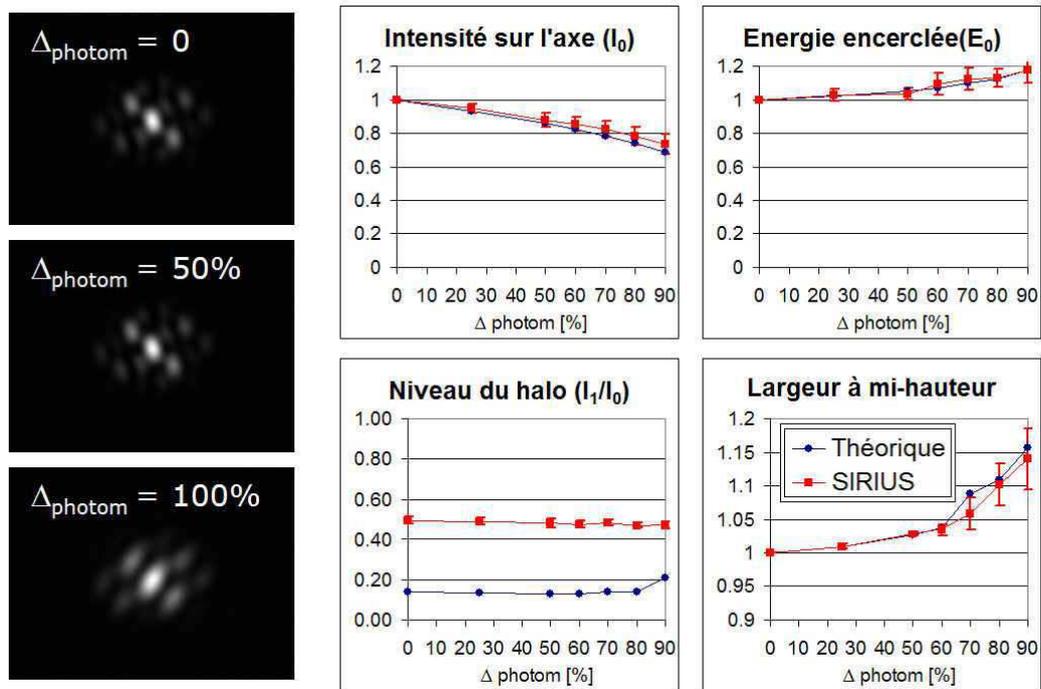


Fig. 9.20 – Influence de la photométrie différentielle sur la qualité de la FEP à 4UTs.

le pic central et le niveau du halo sont très peu affectés. Ceci traduit le fait que la photométrie différentielle provoque une diminution photométrique globale de l'image, mais sans affecter la qualité de l'image.

La largeur à mi-hauteur du pic central bouge peu jusqu'à 60% de perte photométrique. Le cas extrême à 100% correspond à une perte d'un des 4 faisceaux, si bien que la figure d'interférence n'est plus codée que par la pupille à 3 faisceaux UT2, UT3 et UT4. L'augmentation de la largeur à mi-hauteur pour une photométrie différentielle de plus de 50% traduit le fait que l'on passe d'une figure d'interférence de 4 à 3 faisceaux.

Ainsi, une photométrie différentielle inférieure 50% n'affecte pas la qualité de la FEP, mais entraîne seulement une perte de flux global. Le cas où un faisceau est perdu est critique si l'on a peu d'ouverture, comme ici. Avec un grand nombre d'ouvertures, la perte d'un des faisceaux aurait peu de conséquences sur l'image.

Pour conclure, les biais d'imagerie intrinsèques à la photométrie différentielle sont bien moins critiques que ceux liés aux pistons différentiels.

### 9.4.5 Effets de la densification dans le plan (u,v)

Nous avons décrit à la partie II les propriétés d'une image directe, mais qu'en est-il des propriétés d'imagerie dans l'espace de Fourier ? Dans le cas d'un interféromètre de Michelson à 2 télescopes, la densification se traduit par une simple translation du pic de fréquence spatiale à  $B_i/\lambda$  vers une fréquence plus basse (à la position  $B_o/\lambda$ ) dans le cas où on rapproche les sous-pupilles. Si on agrandit les sous-pupilles, l'effet est équivalent et se traduit par un élargissement des pics hautes fréquences.

La dégradation de l'image peut être corrigée simplement par un post-traitement dans l'espace de Fourier (Tallon, 1992). Ce post-traitement peut être généralisé en principe à  $N_T$  télescopes. L'effet de réduction de champ peut être corrigé dans le plan (u,v) pour chaque base  $B_i(p, q)/\lambda$  du réseau, puis par une TF inverse le champ perdu par la densification est retrouvé, tout en ayant bénéficié du gain en sensibilité (Martinache, 2005a).

Cependant, si la pupille est trop densifiée, il y a recouvrement partiel des pics fréquences (Fig. 9.21). Cet

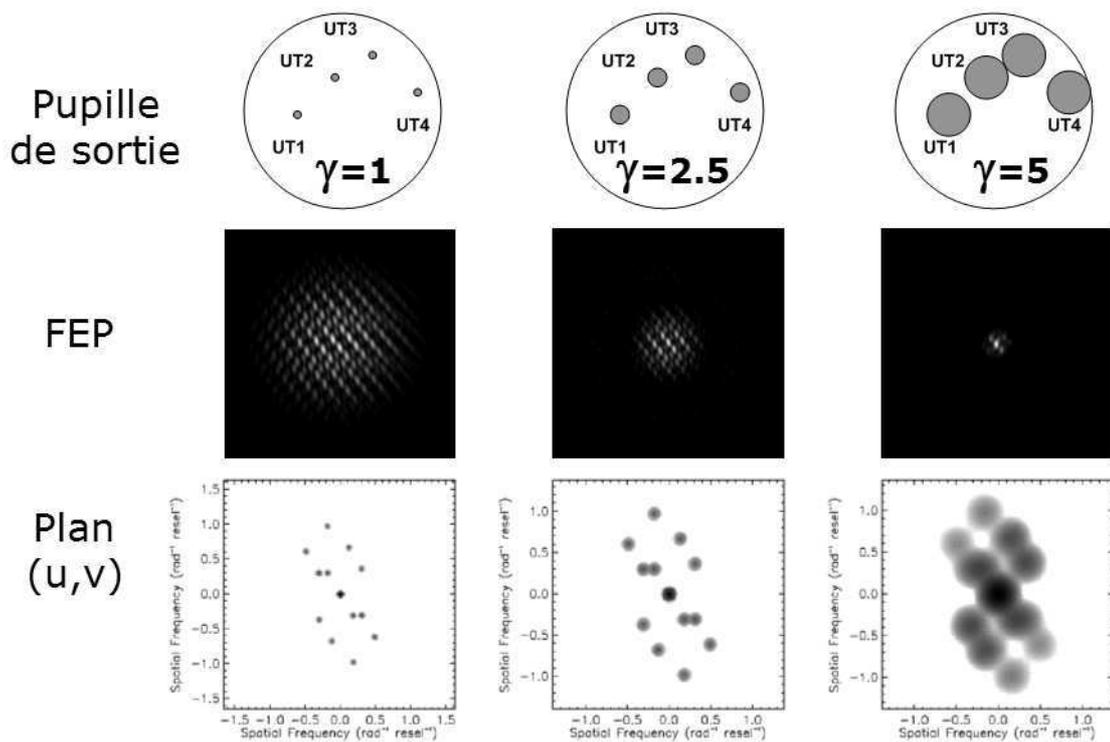


Fig. 9.21 – Effets de la densification de pupille dans le plan de Fourier.

Pupille de sortie (haut), FEP (milieu) et densité spectrale (bas) en échelle logarithmique obtenus sur SIRIUS avec la configuration 4UT en Fizeau, en densification partielle et en densification maximale (de gauche à droite). La largeur de la base du pic haute fréquence vaut  $2D/\lambda$  en Fizeau et vaut  $\gamma 2D/\lambda$  pour une densification où les sous-pupilles sont agrandies. Une trop grande densification entraîne un recouvrement partiel des pics qui rend le plan  $(u,v)$  inexploitable. Comme le diamètre du pic fréquence est le double du diamètre d'une sous-pupille densifiée, la limite supérieure de densification sans recouvrement des pics fréquences vaut  $\gamma_{max}/2$ . En pratique, cette limite est encore plus basse et elle dépend de la plus petite distance entre les pics fréquences du Fizeau. Le cas le plus critique se produit quand deux bases sont quasi-identiques sans pour autant être redondantes. C'est le cas ici avec les bases UT12 et UT23, dont les pics se chevauchent même en densification partielle.

effet de surdensification ne peut plus être corrigé et l'information dans le plan  $(u,v)$  est perdue. Autrement dit, en densification maximale, seule l'image directe est exploitable.

Cet effet est encore plus critique en infrarouge où le bruit thermique pollue les basses fréquences autour du pic central de la densité spectrale, ce qui biaise les contrastes si l'on densifie trop.

Pour contourner ce problème, la visibilité peut être estimée comme le rapport non plus des énergies, mais des amplitudes des pics hautes et basses fréquences. Cependant, cet estimateur est moins rigoureux et beaucoup plus sensible à la turbulence. On s'en sert néanmoins en relatif sur SIRIUS pour les phases de réglages et d'optimisation où l'on souhaite maximiser le contraste.

Si on analyse la densité spectrale, on constate effectivement que les valeurs sont fortement biaisées en densification maximale, du fait du recouvrement des pics. Le contraste défini comme le rapport des intensités n'améliore guère les choses. En densification partielle, ce sont les bases UT12 et UT23 qui sont biaisées, comme attendu.

Cela dit, la stabilité est bonne, avec des fluctuations hautes fréquences du contraste de  $\Delta V^2 = 3\%PV$  en densification maximale et  $\Delta V^2 = 0.3\%PV$  en densification partielle.

## 9.4.6 Echantillonnage d'une image densifiée

Comme la disposition des sous-pupilles reste la même, la taille d'un resel reste la même quel que soit le facteur de densification. On a donc conservé le même échantillonnage de l'image sur la CCD (Eq. 8.2) pour le mode Fizeau et le mode densifié. Cependant, le champ d'imagerie directe densifié est  $\gamma$  fois moins large que le champ d'imagerie Fizeau. Le nombre de pixels utiles est  $\gamma^2$  fois moindre tandis que l'intensité par pixel est  $\gamma^2$  fois plus grande. On pourrait donc échantillonner davantage en augmentant le grandissement jusqu'à  $\gamma$  fois. On se retrouve avec le même flux par pixel qu'en Fizeau, mais avec  $\gamma$  fois plus de pixels par frange (ou par resel). De fait, la densification permet d'améliorer nettement l'échantillonnage de l'image sans changer le temps de pose.

C'est là aussi un intérêt du densifieur, particulièrement intéressant pour les très grandes bases où les franges dans l'image sont très étalées. En ce sens, la densification peut être vue comme une optimisation de l'échantillonnage des franges. En fait, la densification est utilisée bien plus souvent qu'on le pense dans les instruments de recombinaison, en modifiant la taille relative des faisceaux; ceci afin d'optimiser l'échantillonnage de l'information soit dans le plan l'image, soit dans le plan de Fourier, ce qui revient au même.

## 9.5 Discussion

### 9.5.1 Quelles leçons tirer de SIRIUS ?

Les premiers résultats obtenus sur SIRIUS montrent une très bonne corrélation entre les images simulées et expérimentales. Ceci valide à la fois le programme de simulation et le concept de densifieur fibré. Dès lors, le programme de simulation permet d'extrapoler les études de cas astrophysiques à des objets plus complexes difficilement réalisables en laboratoire. Il reste à corréler les simulations et les expériences en présence de turbulence. Le banc SIRIUS peut ainsi servir à spécifier les interfaces systèmes pour le cophasage actif des faisceaux.

Le densifieur fibré est plus complexe que le montage Fizeau de part sa conception et son réglage, mais une fois cela accompli, il est beaucoup plus facile à régler et calibrer grâce à la flexibilité des fibres. J'ai pu constater en pratique que le montage Fizeau a été beaucoup plus difficile à mettre en oeuvre. Il a fallu caractériser complètement le montage pour essayer de calibrer les visibilités instrumentales. D'ailleurs, tous les biais n'ont pu être expliqués. En revanche, les fibres corrigent ou filtrent spatialement les perturbations (photométries différentielles, polarisations différentielles, pistons différentiels, tilts différentiels et défauts d'ordres supérieurs). On n'est plus tributaire des défauts du montage, mais des erreurs de réglage et d'alignement. De plus, les réglages en amont et en aval sont indépendants, ce qui permet de séparer les problèmes. On maximise d'abord le flux en entrée, puis on focalise convenablement les faisceaux en sortie. Il reste après à égaliser les DDM, dont le réglage fin est aussi assuré par les cophaseurs fibrés.

Ainsi, les fibres améliorent grandement la qualité de la FEP, mais la rendent moins lumineuse. On perd du flux, typiquement 50% sur SIRIUS à cause des pertes de couplage des fibres de 20%, plus 8% à cause de la troncature des faisceaux gaussien, auxquels s'ajoutent les défauts de conception.

### 9.5.2 Que prévoir sur le ciel ?

L'étape suivante est de voir les conditions limites de turbulence atmosphérique et d'en déduire les spécifications requises sur l'injection dans les fibres et sur le cophasage des faisceaux pour conserver une image de qualité. En présence de turbulence, l'image est dégradée principalement par les défauts de phase. Le cophasage sur le ciel reste donc le principal point dur. Pour que la recombinaison fibrée soit efficace, l'interféromètre doit assurer :

- la correction du front d'onde de chaque ouverture par des optiques adaptatives (OA),
- le filtrage spatial par les fibres des résidus de phase de chaque OA,
- la correction de tip-tilt (jitter) autour du point de focalisation sur le coeur de fibre,

- la mise en phase des faisceaux grâce à un senseur de DDM qui asservit un système de cophasage en temps réel ( $100\text{Hz}$  dans le visible) à  $\lambda/10$ .

Notons quelques remarques au passage. Premièrement, pour de petites ouvertures, on peut se contenter de filtrer sans OA, mais il faut au moins un correcteur de tip-tilt, sans quoi tout le flux sera perdu à l'injection. Deuxièmement, parvenir à un cophasage à  $\lambda/10$  reste encore critique. Il faut sans doute envisager une métrologie fine à 2 étages : les LAR de l'interféromètre doivent maintenir le cophasage à mieux que  $\lambda$  en amont, le réglage fin étant assuré par un cophaseur intégré dans le recombineur. Troisièmement, les performances à l'injection dans les fibres conditionnent fortement la magnitude ultime. Les observations sur le ciel avec des recombineurs fibrés (VINCI, FLUOR, MIRC) ont montré une perte de 2 magnitudes environ par rapport à des recombineurs classiques.

Quels sont les effets de la turbulence atmosphérique sur la qualité d'imagerie ? Les dégradations induites sur la FEP ont été étudiés en détail pour spécifier l'instrument de recombinaison VIDA (voir Lardière et al. 2004a, 2005 et exposés oraux associés).

Les pistons différentiels inter-ouvertures affectent directement la figure d'interférence. Ils provoquent une dilution de l'énergie du pic central dans les lobes du halo, voir même un éclatement du pic central. Pour stabiliser le pic central, il faut une correction des pistons différentiels à mieux que  $\lambda/4$ , idéalement  $\lambda/10$ .

Les aberrations de phase intra-ouvertures (résidus de l'OA et/ou du correcteur de tip-tilt) ou les fluctuations photométriques différentielles entre faisceaux (s'il y a un filtrage spatial) dégradent de façon équivalente les images. Cela se traduit en pose longue par l'apparition d'un halo dans le champ d'imagerie direct, qui n'affecte pas la figure d'interférence. Les pics d'interférence restent bien figés (car on suppose les faisceaux parfaitement cophasés entre eux). Dans le cas de VIDA, des fluctuations photométriques de l'ordre de 12% génèrent un halo dont le niveau moyen atteint  $10^{-3}$ . Autrement dit, le halo reste 1000 fois plus faible que le pic central.

Ainsi, les fluctuations photométriques liées à l'injection dans les fibres affectent peu la qualité de l'image densifiée, mais se traduisent essentiellement par une perte de flux global et une légère perte de contraste uniforme. Il en résulte que l'image filtrée spatialement gagne en qualité et en stabilité, ce qui permet de faciliter la déconvolution de l'image et le cophasage des faisceaux.

Tout d'abord, l'enveloppe de diffraction est fixe, car sa forme est imposée par la fibre et la troncature du faisceau en sortie. Les faisceaux sont bien superposés car ils sont décorrélés de la turbulence en entrée, si bien que l'enveloppe n'est plus affectée par les effets de tilts différentiels. Ensuite, l'enveloppe ne se déplace pas, quelle que soit la position hors-axe de l'objet. Enfin, l'intérêt du filtrage spatial est qu'il est plus facile de calibrer les fluctuations photométriques, alors que les erreurs de phase intra-pupilles sont plus difficilement quantifiables. La photométrie différentielle est calibrée en mesurant le flux sur chaque voie (en prélevant une fraction du flux de chaque faisceau, ou en imageant un plan pupille, ou en utilisant des coupleurs). Finalement, la connaissance de tous ces paramètres aide à contraindre le travail de déconvolution.

L'autre avantage de la densification monomodale est qu'elle facilite le cophasage. En effet, tous les hauts ordres de la turbulence sont filtrés, de sorte que le problème de cophasage n'est plus centré que sur les pistons résiduels. Comme l'enveloppe est fixe et que la photométrie différentielle influe peu, la FEP est moins perturbée. De plus, la FEP instrumentale prise comme référence est bien connue. Ceci facilite d'une part l'analyse par le senseur de DDM, dont l'information sur les phases résiduelles dépend des caractéristiques instantanées de la FEP (par rapport à la FEP de référence). Ceci facilite d'autre part la correction en temps réel en minimisant le nombre d'actuateurs, qui ne corrigent plus que les pistons. En utilisant les cophaseurs fibrés de SIRIUS, le nombre d'actuateurs est simplement égal au nombre de faisceaux moins 1, et le nombre de degrés de libertés est égal au double (étirement ou rétraction de la fibre).

**Quatrième partie**

**Perspectives**



## Chapitre 10

# Quel avenir pour les hypertélescopes ?

### 10.1 Les enjeux

Vu le besoin qu'expriment aujourd'hui la communauté scientifique et vu les progrès des concepts et des techniques, il paraît clair qu'à l'échelle de 10 ans, les interféromètres optiques seront des instruments imageurs.

La première condition est d'augmenter le nombre de télescopes pour avoir un potentiel d'imagerie suffisant. A l'heure actuelle, les projets d'interféromètres à court terme ne disposent pas de plus de 10 ouvertures (10 prévues sur MROI). Certaines ouvertures peuvent être déplacées entre 2 observations. On mise encore essentiellement sur la super-synthèse, si bien que les observations d'un même objet se font sur 1 ou plusieurs nuits. Les recombineurs travaillent en mode synthèse de Fourier.

L'autre besoin des futurs interféromètres est de pousser aux limites leur sensibilité pour accéder aux objets faibles. Cela passe par le cophasage actif de la pupille d'entrée pour faire de l'imagerie longue pose.

A partir du moment où les réseaux ont un grand nombre d'ouvertures et qu'ils sont cophasés activement, il devient plus intéressant de travailler en mode imagerie directe qu'en mode synthèse de Fourier. Le montage est simplifié, l'image est instantanée et la densification améliore la sensibilité. Cependant, il reste à démontrer sa supériorité en terme de magnitude limite et de signal à bruit.

A moyen terme, le besoin est clairement exprimé de disposer d'un "ALMA optique". Mais la principale difficulté est d'avoir autant de lignes à retard que de télescopes, ce qui complique drastiquement l'infrastructure du réseau. On préférera plutôt un "ARECIBO optique". C'est le concept de CARLINA (Le Coroller, 2004), où l'instrument focal est suspendu au foyer des collecteurs disposés sur une sphère. Un correcteur d'aberrations sphériques (correcteur de Mertz) est monté au foyer. Une autre solution est d'avoir des télescopes mobiles, qui suivent la déformation de la pupille d'entrée vue du ciel et qui compensent les différences de chemin optique liées à la géométrie du réseau. C'est le concept de OVLA (Labeyrie, 1986), où les télescopes restent localisés le long d'une ellipse qui se déforme selon la direction de visée. Reste aussi la solution tout fibrée. Les télescopes sont indépendants, comme les antennes en radio, et sont reliés à un recombineur par une simple fibre. Mais il faut encore concevoir des LAR fibrées avec des courses suffisantes (plusieurs mètres).

A plus long terme, les hypertélescopes du futur avec des bases kilométriques trouveront très certainement leur place dans l'espace avec une myriade de télescopes indépendants (free-flyers). Le nombre de télescopes est avant tout limité par la coiffe de la fusée et par le coût de chaque lancement (un seul est prévu pour DARWIN). La configuration du réseau reste une question ouverte, et elle peut être modulable. L'absence de pesanteur et de turbulence facilite grandement la mise en phase. Des études de vol en formation prévoient un contrôle fin du positionnement relatif des télescopes entre eux pour égaliser "les chemins d'éther" (i.e. les chemins optiques dans le vide comme on est dans l'espace).

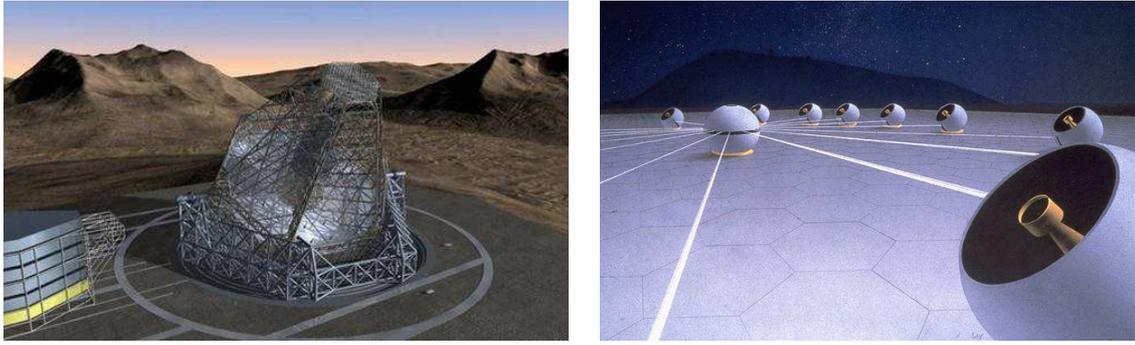


Fig. 10.1 – Projets futurs en Haute Résolution Angulaire.

Il y a complémentarité entre les très grands télescopes de 30 à 100m de diamètre (à gauche) et les interféromètres stellaires optiques (à droite). Seuls ces derniers ont accès à une très haute résolution spatiale avec des bases kilométriques.

## 10.2 Application de la densification à des projets existants

On se cantonne ici à des projets à court terme, existants ou en cours d'étude, à savoir OHANA, CHARA, NPOI et MROI. La figure 10.2 donne les FEP densifiées en bande V ( $\lambda = 600nm$  ici) et illustre le cas des étoiles multiples. Le tableau 10.1 donne les paramètres correspondants de ces réseaux.

### 10.2.1 OHANA

Comme les diamètres des ouvertures de OHANA (Perrin, 2002) sont différents, on utilise la densification hétérogène. OHANA permet l'imagerie d'amas stellaires, moyennant de la déconvolution. Le pic central de la FEP densifiée est déformé (comme pour les 4UTs), à cause de la géométrie du réseau. On détecte cependant bien les 3 étoiles de l'amas.

Remarquons que si on ne se sert pas du télescope KECK1 (ou KECK2), on gagne un facteur 2 en densification. On perd en champ d'information et en champ propre, mais on gagne en sensibilité. Les 3 étoiles de l'amas sortent mieux, car elles rentrent dans le champ propre et elles sont intensifiées par 4. OHANA6 et OHANA7 peuvent être choisies en fonction de la taille de l'objet observé, soit 1 et 2 *mas* respectivement, avec la même résolution de 0.2*mas*.

OHANA est destiné principalement aux systèmes multiples étendues, comme :

- les étoiles multiples dont on veut déterminer les paramètres fondamentaux, dont la masse,
- les amas ouverts,
- les étoiles du centre galactique
- les systèmes en interaction.

### 10.2.2 CHARA

Vue la mauvaise qualité de la FEP de CHARA (ten Brummelaar, 2005), la déconvolution est nécessaire. Cela dit, elle peut tirer partie de la densification avec une intensification de près de 600 par rapport au Fizeau.

Remarquons que, comme pour OHANA, on peut supprimer l'un des 2 télescopes les plus proches de sorte à gagner un facteur 2 en densification, moyennant une perte de champ utile (CLF) et de champ d'information (IF).

### 10.2.3 NPOI

NPOI dispose de 6 télescopes mobiles de 35cm en Y. La pupille d'entrée étant variable, je choisis de maximiser  $\tau_{T_o}$ . Pour cela, 2 ouvertures sont positionnées sur chacun des bras. 3 ouvertures sont sur un même

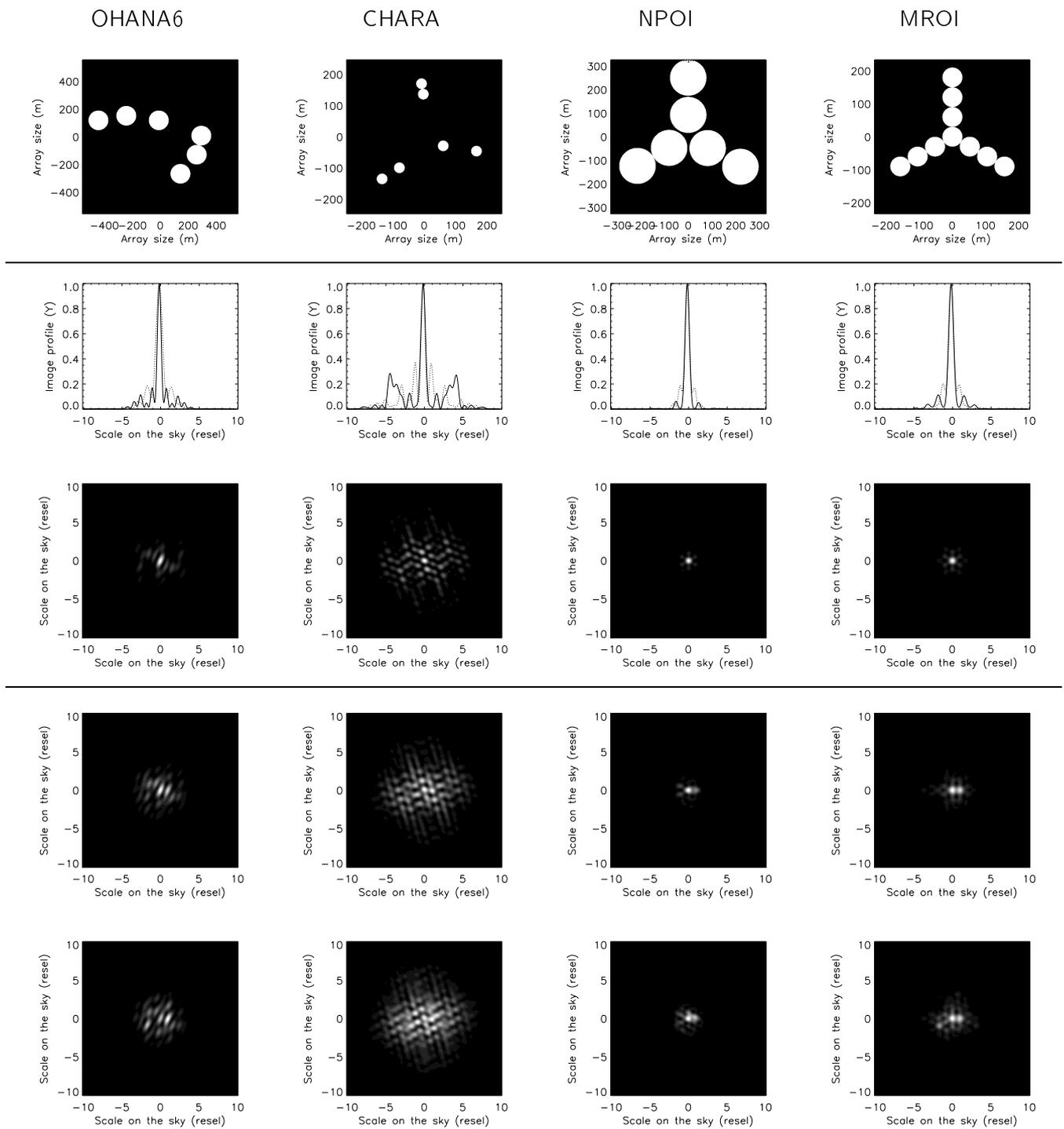


Fig. 10.2 – Potentiel d'imagerie des réseaux OHANA, CHARA, NPOI, MROI. Pupille de sortie densifiée (en haut), FEP densifiée (profils X et Y superposés + image 2D au milieu) et étoiles multiples à 2 et 3 composantes (en bas). La première étoile est sur l'axe, la deuxième à  $1mas$  et la troisième à  $2mas$  de séparation angulaire. Elles sont non résolues et ont la même magnitude.

		OHANA7	OHANA6	CHARA	NPOI6,8	MROI
Nombre de télescopes	$N_T$	7	6	6	6	10
Coefficient de remplissage en sortie	$\tau_{r_o}$	0.05	0.15	0.05	0.40	0.26
Densification maximale	$\gamma_{max}$	111	236	24	437	43
Intensification	$\gamma^2$	12236	55790	592	191090	1833
Resel [mas]	Resel	0.20	0.20	0.46	0.35	0.48
Champ couplé [mas]	CF	206	206	88	354	88
Champ propre [mas]	CLF	1.9	0.9	3.6	0.8	2.1
Champ propre [resel]	CLF	9.2	4.3	7.9	2.3	4.3
Champ d'information [resel]	IF	6.5	5.5	5.5	5.5	9.2

Tab. 10.1 – Paramètres d'imagerie des réseaux OHANA, CHARA, NPOI et MROI.

Configuration de NPOI		2,4	3,5	4,6	5,7	6,8	7,9	8,10
Base maximale [m]	$B_{max}$	22	36	60	98	163	267	437
Densification maximale	$\gamma_{max}$	22	34	62	101	165	270	437
Intensification	$\gamma^2$	480	1177	3855	10301	27226	73020	191090
Resel [mas]	Resel	6.9	4.2	2.5	1.5	0.9	0.6	0.3
Champ propre [mas]	CLF	16.1	10.3	5.7	3.5	2.1	1.3	0.8

Tab. 10.2 – Configurations de NPOI avec une pupille densifiée compacte offrant la meilleure dynamique. Un compromis peut être choisi entre le champ et la résolution en fonction de la taille de l'objet observé.

cercle interne (indice  $i$ ) et 3 autres sur un cercle externe (indice  $j$ ). Le tableau donne les paramètres de ces réseaux, des petites bases (indices 2,4) aux grandes bases (indices 8,10), dont les positions sont données par Armstrong (1998).

Il fournit ainsi soit des images hautes résolutions sur un petit champ, soit des images grand champ à faible résolution (Tab. 10.2). On peut adapter le champ propre à la taille de l'objet, qui doit être compris entre 0.8 et 16mas pour une résolution de 0.3 à 7mas en bande V. La densité d'information est de 2.4 et le champ couplé de 354mas, quelle que soit la configuration utilisée.

La pupille de sortie densifiée étant la même au facteur d'échelle près, la FEP affiche toujours les mêmes caractéristiques. L'intensité relative du premier maximum est de  $I_1/I_0 = 0.175 \pm 0.01$ . La largeur à mi-hauteur du pic central est de  $1.1 \pm 0.03resel$ . L'énergie encerclée atteint les  $48\% \pm 0.03\%$ .

NPOI convient très bien à l'imagerie directe, grâce à sa pupille reconfigurable qui lui permet d'adapter le champ propre aux étoiles plus ou moins grandes d'un facteur 20. Ceci lui confère une grande couverture du ciel.

En résolution maximale, il atteint une intensification de près de 200,000 par rapport au Fizeau, du fait de ses petites ouvertures. Par contre, cette configuration a l'inconvénient d'avoir des bases quasi-redondantes, et surtout un champ propre de seulement 2.3resels. Les sujets d'applications qui s'ensuivent sont principalement :

- les étoiles symbiotiques et les binaires serrées en interaction, en étudiant les variations photométriques dans l'image à des échelles de temps variables (heure, jour, mois).
- la détection de taches sur les géantes rouges, en étudiant les déplacements du photocentre d'une image de typiquement 3 par 3 resels.
- aux applications ITHD, comme les jupiters chauds autour d'une naine brune. Le compagnon est proche de l'étoile centrale (non résolue), avec une séparation de l'ordre de 1resel, comprise entre 0.3 et 15mas en jouant sur les bases.

De nombreuses autres configurations sont possibles, pour de l'imagerie à plus grand champ. Lardière (2003) propose par exemple deux configurations non redondante, avec un intensification de 4000 et un champ d'information de 3.7resels. Il présente le cas d'une binaire. Le domaine d'application s'étend aux

étoiles multiples et autres objets plus étendus.

## 10.2.4 MROI

La configuration de MROI (Creech-Eakman, 2006) n'étant encore pas complètement arrêtée, je considère celle à 10 télescopes proposée par Buscher (2006). A résolution égale (même base maximale), le champ propre de MROI est plus grand que celui délivré par la configuration compacte de NPOI, mais moins contrastée ( $\tau_{r_o}$  décroît inversement à  $N_T$ ). Ceci lui permet d'imager principalement des systèmes multiples. La troisième étoile en bord de champ est bien visible. Grâce à ses 10 télescopes, il peut imager simultanément plusieurs dizaines d'étoiles ponctuelles serrées, ce qui convient bien aux amas globulaires.

## 10.2.5 Et SIRIUS, dans tout ça ?

Le densifieur SIRIUS est tout à fait adapter à ce type de réseaux à petit nombre d'ouvertures ( $N_T \leq 8$ ). Par contre, au delà de 10 faisceaux, le montage fibré se complique. Il faudra sans doute envisager d'autres solutions, basées sur des optiques classiques ou intégrées.

En résumé, SIRIUS a comme avantages :

- la densification, qui améliore grandement la sensibilité et les capacités d'imagerie ;
- un réarrangement aisé de la pupille de sortie, qui compense la déformation de la pupille vue du ciel pour les interféromètres au sol, et qui autorise une densification partielle pour des observations en supersynthèse ;
- le filtrage spatial, qui filtre les perturbations et relâche les contraintes de cophasage ; il convertit les perturbations atmosphériques en fluctuations photométriques, qui affectent beaucoup moins la qualité et la stabilité de l'image densifiée ;
- un système de cophasage fibré intégré dans le recombineur, qui garantit une mise en phase à mieux que  $\lambda/10$ , à condition que le réseau soit au moins cophasé à mieux que  $\lambda$  en amont ;
- une image directe au foyer, où l'information 2D peut être pleinement exploitée par de nouveaux concepts d'instruments scientifiques (coronographe, spectromètre à intégrale de champ).

Cela dit, il faut encore apporter des améliorations au banc SIRIUS pour le rendre complètement opérationnel avec les grands interféromètres.

## 10.3 Développements futurs du banc SIRIUS

### 10.3.1 Système de cophasage

Il faut développer un algorithme de senseur de franges et un système de correction asservi en temps réel (Sect. 6.2.3), qui pilotent simultanément tous les cophaseurs fibrés. Des tests sont effectués en laboratoire en générant de la turbulence avec un masque de phase tournant.

Dans un premier temps, il est prévu un algorithme de type "phase retrieval". Il faut optimiser la FEP densifiée en maximisant l'intensité du pic central, et minimiser en même temps le halo autour (Baron, 2005).

Ensuite, il est possible de tester l'algorithme de speckles dispersés (Borkowski, 2004), pour lequel une maquette de validation a été conçue à l'OHP. On enregistre un jeu d'images en source blanche à différentes longueur d'onde en utilisant plusieurs filtres spectraux dans le visible. Il faut avoir un échantillonnage régulier en nombre d'onde sur la plage du visible imposée par les fibres.

### 10.3.2 Objets complexes

Il est prévu de simuler un système binaire grâce à un montage constitué de 2 fibres monomodes mises côte à côte, développé à l'OCA à Nice. Les 2 fibres sont alimentées par deux sources distinctes. Les coeurs de fibres distants de  $100\mu\text{m}$  représentent 2 composantes stellaires non résolues. Leur séparation angulaire est ajustée en intercalant un objectif de microscope entre les fibres et le plan focal objet. Le contraste photométrique est ajusté en faisant varier le flux de l'une des 2 sources. Une autre solution à l'étude est

d'imager 2 étoiles au foyer du collimateur à l'aide d'un montage constitué de 2 sources dont on superpose les faisceaux via une lame séparatrice.

Pour tester les modes d'imagerie à très haute dynamique avec un coronographe par exemple, on peut simuler un système étoile-planète avec la source binaire, avec un fort contraste entre les flux injectés dans chaque fibre. On peut ainsi estimer la dynamique extrême du signal en présence de turbulence.

Pour des objets plus complexes, type surface stellaire, des masques avec dépôt sont envisagés, qui modulent la transmission photométrique sur la surface de l'objet. On peut étudier par exemple la probabilité de détection d'une tache stellaire de faible contraste.

Enfin, il reste à faire des images en source blanche, chose omise jusque là pour des questions de flux. Il faut racheter une source blanche suffisamment puissante.

### 10.3.3 Configurations de réseaux

Il est d'abord prévu de passer de 4 à 8 faisceaux avec la configuration hétérogène de VIDA. On envisage ensuite les configurations KEOPS8 et CORNWELL8, ainsi que n'importe quelle configuration d'un projet à court terme. En l'état actuel, il suffit de changer les bras du module d'injection (lentilles + fibres) et du module de sortie (fibres), ainsi que le masque supportant les lentilles de collimation du module de sortie. Ceci représente une trentaine de pièces mécaniques à usiner.

### 10.3.4 Observations sur le ciel

Après avoir qualifié le densifieur SIRIUS en laboratoire, des observations sont prévues sur le ciel. Le banc est adapté pour faire du masquage de pupille sur un télescope monolithique. La configuration en entrée ne se déforme pas quelle que soit la position de la source observée et pendant tout le temps d'observation. Il n'y a pas besoin de réarranger la pupille en temps réel.

Les perturbations propres à chaque sous-pupille ne sont plus négligeables ( $D > 20cm$  sur MéO). Cela va se traduire par des pertes de flux en entrée des fibres et une fluctuation de la photométrie différentielle. Une correction en amont par une optique adaptative devient nécessaire pour limiter ces effets, s'il y a trop de turbulence.

A terme, il est prévu de tester un densifieur fibré sur des interféromètres actuels. SIRIUS ne peut pas être utilisé tel quel. Il faut un système capable de suivre la déformation de la pupille en entrée. Ceci implique de revoir la conception du module de sortie. Il faut rajouter 2 translations en X,Y sur chacun des sous-modules, qui tiennent à la fois la fibre et l'optique de collimation. De plus, il faut un densifieur à focale variable pour ajuster la taille des faisceaux selon la direction de visée.

Remarque au passage, si on fait de même sur le module d'injection, on peut a priori s'adapter à n'importe quelle configuration de réseau en entrée.

### 10.3.5 Traitement et analyse des données

Beaucoup de travail reste à faire quant-au post-traitement des images densifiées. SIRIUS fournit des données, qui servent à tester les algorithmes de traitement et d'analyse. J'ai développé un premier outil, mais ce travail doit être approfondi.

L'objectif est de restituer le plus fidèlement possible la distribution de brillance de l'objet étudié à partir des données observationnelles. Ces données proviennent :

- soit du domaine des fréquences en Synthèse d'Ouverture, avec un échantillon de visibilités et de clôtures de phase ;
- soit du domaine spatio-temporel en Imagerie Directe, sous la forme d'une carte de brillance, image de l'objet convolué par la FEP.

Il existe en Synthèse d'Ouverture Optique une multitude de méthodes de reconstruction d'images (voir par exemple (Haniff, 1987)). Le problème est sous-dimensionné car les termes de clôture ne donnent qu'une information partielle sur les phases. Il faut recourir à des hypothèses a priori sur l'objet. Plus il y a du bruit,

plus les barres d'erreurs sur les visibilitées et les phases sont grandes, et plus la reconstruction d'image est incertaine.

En Imagerie Directe, la restitution de l'objet à partir de l'image brute nécessite de faire de la déconvolution. Le problème est ici sur-dimensionné, car il existe plusieurs solutions compatibles avec les données, du fait que l'échantillonnage spatial de l'interféromètre est incomplet. Il faut là aussi imposer des contraintes a priori sur l'objet (régularisation). Là encore, plus les données sont bruitées, plus la solution aura tendance à diverger de l'objet réel. Dans le cas d'une image densifiée, la réduction du support d'imagerie pose problème et fait perdre de l'information (Sect. 5.3.3).

On peut encore envisager un mode hybride de reconstruction d'image, utilisant simultanément l'image directe et le plan de Fourier. Dans ce cas, une trop forte densification rend difficilement exploitable la densité spectrale de Fourier où les pics fréquences se chevauchent (Sect. 9.4.5). Une densification partielle peut aider là aussi.

L'objectif ultime est de comparer toutes ces méthodes de traitement d'image (Synthèse d'Ouverture Optique, Imagerie Directe ou méthode hybride) à partir d'images turbulentes et bruitées, en chiffrant les performances globales après exploitation complète des données. Avec quelle précision sont restitués les paramètres astrophysiques? Quel niveau de turbulence et quel rapport signal à bruit sont acceptables dans chacun des cas?

Une collaboration est entamée avec le CRAL<sup>1</sup> pour la reconstruction d'images en synthèse d'ouverture, et avec le LUAN<sup>2</sup> pour la déconvolution. Un algorithme de déconvolution spécifique aux images densifiées a été développé au LUAN (Aristidi, 2005; Schutz, 2004). Les premières simulations, dans le cadre de VIDA entre autre, ont donné des résultats concluant. Mais pour l'heure, ce travail est resté en suspend.

### 10.3.6 Instruments d'imagerie au foyer densifié

Le banc SIRIUS sert à la R&T de nouveaux concepts instrumentaux en recombinaison multi-axiale fibrée.

En synthèse d'ouverture, il n'y a pas besoin de conserver l'homothétie entrée/sortie de la pupille. On peut par exemple réarranger la pupille de sortie en une configuration linéaire adéquate, compatible avec la spectro-imagerie (Le Bouquin, 2006). Autre exemple, Perrin (2007) propose une méthode de masquage de pupille monomode sur un grand télescope. La pupille est décomposée en plusieurs sous-pupilles cohérentes, chacune étant injectée dans une fibre monomode. L'utilisation de fibres permet de filtrer spatialement et de réarranger la pupille de sortie non redondante de sorte à échantillonner convenablement les franges. Il en résulte une grande précision sur la mesure des visibilitées. Ce montage peut être facilement testé avec 8 faisceaux sur SIRIUS, en adaptant la configuration des fibres en sortie.

En imagerie directe, on souhaite exploiter au mieux l'information 2D de l'image densifiée grâce à un instrument de science approprié (Sect. 6.5). Un instrument de type coronographe ou un spectromètre à intégrale de champ est placé au foyer densifié, là où l'information est distribuée spatialement. Il peut être installé sur la table optique en aval du densifieur, à place de la CCD.

Notons que le mode coronographique implique une bande spectrale étroite, car il est difficile de cophaser simultanément toutes les longueurs d'ondes, à cause là encore de la dispersion chromatique des fibres et des optiques (cubes séparateurs, doublets, ...). En effet, un cophasage à mieux que  $\lambda/100$  est requis dans le visible. Le cophaseur fibré a une sensibilité de près de  $3nm$  avec le concept actuel. Cela dit, les conditions environnementales du laboratoire optique de Grasse ne permettent sans doute pas d'atteindre un tel degré de précision. Le but ici n'est pas d'atteindre des performances ultimes, mais de tester et valider le couplage du densifieur de pupille fibré avec un instrument de science.

---

<sup>1</sup>CRAL : Centre de Recherche Astronomique de Lyon ([http://www-obs.univ-lyon1.fr/accueil\\_cral\\_fr.php](http://www-obs.univ-lyon1.fr/accueil_cral_fr.php))

<sup>2</sup>LUAN : Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice (<http://www-luan.unice.fr>)



## **Cinquième partie**

### **Conclusions**

Les futurs grands interféromètres prévoient un grand nombre de télescopes et un cophasage actif des faisceaux, pour gagner en potentiel d'imagerie et en sensibilité. Si les deux conditions sont remplies, observer en mode hypertélescope fournit une image directe instantanée, grâce à un montage multi-axial plus simple à mettre en oeuvre que les recombineurs par paires couramment utilisés en synthèse d'ouverture optique. De plus, dans le cas d'un interféromètre à pupille diluée, un hypertélescope compense les faiblesses du Fizeau, en optimisant les propriétés de l'image grâce à la technique de densification. Premièrement, une image densifiée est beaucoup plus lumineuse, ce qui améliore fortement la sensibilité et la rend compatible avec la coronographie. Deuxièmement, il est montré que la densification concentre tous les photons dans la seule zone utile pour l'imagerie directe sans perte de champ utile.

Pour démontrer cela, il a d'abord fallu redéfinir les limitations intrinsèques au réseau de télescopes. Du fait que la pupille d'entrée est diluée ( $D_i \ll B_{max}$ ), un hypertélescope ne s'intéresse qu'aux hautes fréquences spatiales vues par les bases, et non aux basses fréquences vues par chaque ouverture. La fonction d'étalement point (FEP) est alors égale au produit de la fonction d'interférence, qui dépend uniquement du réseau, par l'enveloppe de diffraction, dont la largeur dépend de la recombinaison. En augmentant la taille relative des faisceaux, la densification réduit la largeur de l'enveloppe et modifie la réponse photométrique de centre à bord, mais n'affectent jamais la qualité de la fonction d'interférence.

Ainsi, les capacités d'imagerie directe d'un interféromètre dilué sont imposées par la pupille d'entrée, indépendamment du mode de recombinaison. La largeur et la qualité du champ réellement utilisable, appelé le champ propre (CLF), sont limitées par la géométrie du réseau. Le nombre de taille d'éléments de résolutions (resel) dans l'image, défini par le champ d'information (IF), est fonction du nombre de bases non redondantes du réseau et ne peut excéder le nombre de télescopes au carré ( $N_{resels} < N_T^2$ ). C'est la limite de saturation de champ (ou limite de crowding).

Des simulations ont également montré que le choix de la configuration du réseau (géométrie d'ensemble et nombre d'ouvertures) est un compromis entre la résolution, la dynamique, le champ et l'objectif astrophysique.

- La résolution spatiale est donnée par la plus grande base ( $resel = \lambda/B_{max}$ ).
- Le champ propre est fonction de la plus petite base typique du réseau ( $CLF = \lambda/s$ ), qui correspond aussi au plus grand trou dans la couverture du plan (u,v).
- La dynamique est fonction du taux de remplissage de la pupille de sortie densifiée ( $\tau_{ro} = \frac{S_{sous-pupilles}}{S_{pupille\ pleine}}$ ).

J'ai défini aussi la densité d'information, comme le rapport entre les diamètres du champ d'information et du champ propre. Plus l'information est dense, plus l'image obtenue est fidèle. Autrement dit, plus il y a de resels de différentes tailles sur un champ réduit, meilleure est la restitution des paramètres astrophysiques de l'image. La densité d'information augmente aussi avec le remplissage de la pupille de sortie  $\tau_{ro}$ , car si la pupille densifiée est quasiment pleine, la fonction d'interférence est très proche de celle d'un télescope géant équivalent recouvrant le réseau.

Ainsi, maximiser  $\tau_{ro}$  améliore à la fois la dynamique et la fidélité de l'image, mais minimise le champ propre. Si on privilégie un champ plus grand, la qualité d'imagerie est dégradée en conséquence et perd en contraste.

La condition sine qua none pour imager une source complexe est que l'objet ne déborde pas du champ propre ( $D_{objet} < \lambda/s$ ). Sinon, il y a repliement de champ dans la fonction d'interférence. Le champ propre est pollué et perd en contraste, jusqu'à saturation du champ si la source est beaucoup plus grande.

D'autre part, il faut utiliser une configuration non-redondante, pour maximiser le champ d'information (et donc réhausser la limite de crowding). De plus, la non-redondance limite les effets de repliement de champ dus à des sources couplées environnantes. Cet effet est critique quand une source brillante se trouvent hors du champ propre et dans le champ couplé (CF), qui dépend de la taille des ouvertures ( $CF = \lambda/D_i$ ).

Finalement, la configuration la mieux adaptée est de type KEOPS, dont le pavage régulier et non redondant des télescopes permet de maximiser  $\tau_{ro}$ . La pupille densifiée est uniforme (pic central proche de la fonction d'Airy) et non-redondante (halo plus uniforme). Cette configuration optimise la dynamique, indispensable pour imager des surfaces stellaires faiblement contrastées. Pour imager un amas stellaire, constitué d'un ensemble d'objet ponctuels, on peut préférer un réseau de type OVLA, certes moins contrasté, mais plus large, ce qui limite l'atténuation photométrique en bord de champ. Dans le cas d'un réseau à faible

nombre d'ouvertures, il vaut mieux adopter une configuration de type CORNWELL pour élargir le champ propre, sans quoi un champ trop réduit n'est pas compatible avec une image.

Côté recombinaison, la densification maximale est optimale car elle égalise le champ d'imagerie directe (DIF) avec le champ propre. Cependant, une densification partielle est préconisée dans certains cas, pour uniformiser la photométrie sur tout le champ propre, ou pour étendre le champ d'imagerie au champ couplé et ensuite déconvoluer, ce dernier cas ne s'appliquant que sur un objet "pauvre" (un amas de quelques étoiles par exemple). D'autre part, une densification variable sur un même objet peut avoir un grand intérêt pour faciliter la déconvolution. Un compromis est à trouver entre le gain en signal à bruit et la largeur de l'enveloppe de diffraction contenant l'information. Enfin, une densification variable est nécessaire pour envisager des observations en mode super-synthèse.

Plusieurs modes de recombinaison sont possibles, à commencer par la densification de pupille (DP) ou la densification d'image (IRAN). L'avantage du mode DP est qu'il permet une densification maximale ( $\gamma_{max}$ ), contrairement au mode IRAN qui est limité à  $\gamma_{max}/2$  (soit une intensification 4 fois moindre). De plus, le montage optique du mode DP est plus simple à mettre en oeuvre et moins critique en alignement. En revanche, le mode IRAN a une enveloppe de diffraction plane sur le champ propre, ce qui doit faciliter la déconvolution. Si maintenant on utilise des fibres optiques, on perd la notion d'image ou de pupille, car c'est la fibre qui code l'enveloppe.

La réalisation du densifieur fibré SIRIUS a été riche d'enseignements. La très bonne corrélation entre les images simulées et expérimentales a permis de valider ce nouveaux concept de densification monomodale.

Les études ont montré que les propriétés de la densification fibrée sont très similaires à celles de la densification de pupille. Par contre, les fibres font perdre du flux, 20% au moins à l'injection. De plus, il faut redéfinir la pupille de sortie, en tenant compte de l'éclairement gaussien en sortie des fibres. Nous avons mis en évidence un optimum sur le choix du diamètre du diaphragme des faisceaux, qui induit 8% de pertes de flux. Cet optimum est un compromis entre la perte en transmission et l'efficacité de la densification, de sorte à maximiser l'intensité sur l'axe de la FEP. Il en résulte une intensification 35% plus faible qu'un recombinateur classique.

La flexibilité des fibres sert à reconfigurer la pupille de sortie densifiée en fonction de la déformation de la pupille d'entrée selon la direction de visée sur le ciel. Autre avantage, l'utilisation de fibres facilite grandement le réglage du système. L'intérêt est de décorrélérer l'entrée et la sortie du montage, ce qui permet de dissocier les problèmes. La procédure d'alignement se concentre sur les degrés de liberté à l'injection et à la sortie des fibres, puis sur l'égalisation des différences de marche (DDM) avec le cophaseur fibré. L'image densifiée est proprement restituée si les faisceaux restent cophasés à mieux que  $\lambda/10$ .

Grâce au filtrage spatial des fibres monomodes, les perturbations atmosphériques sont converties en fluctuations photométriques, ce qui a un avantage certain en imagerie directe. En effet, une image densifiée est beaucoup moins sensible à la photométrie différentielle qu'aux pistons différentiels. Grâce à la densification monomodale, une mauvaise qualité du front d'onde n'affecte pas ou peu la qualité de l'image directe, mais se traduit essentiellement par une diminution globale du flux et une légère chute de contraste uniforme dans l'image. Il en résulte que l'image filtrée spatialement gagne en qualité et en stabilité, ce qui permet de faciliter la déconvolution de l'image et le cophasage des faisceaux. Finalement, une recombinaison fibrée est moins sensible mais plus précise qu'une recombinaison classique, à la fois pour calibrer les visibilités en mode synthèse d'ouverture, et pour stabiliser l'image directe en mode densifié.

Le densifieur SIRIUS a un réel potentiel d'imagerie sur le ciel, moyennant encore plusieurs améliorations techniques. La solution fibrée convient très bien aux interféromètres au sol. A terme, des applications sont envisagées sur le ciel, d'abord en faisant du masquage de pupille sur un télescope monolithique, puis en proposant un concept similaire sur un interféromètre existant. Les réseaux actuels, comme le VLTI, CHARA, NPOI, MROI ou OHANA, sont capables de produire des images directes, moyennant recours à la déconvolution.

Les études menées ici montrent l'intérêt et la faisabilité des hypertélescopes. Le concept arrive à maturité, et les difficultés techniques peuvent être surmontées. C'est une porte ouverte vers de nouvelles cibles astrophysiques. Comme pour César, il faut rendre à l'interférométrie ce qui appartient à l'interférométrie :

l'image !

**Sixième partie**

**Bilan de compétences**



# Chapitre 11

## Conduite de projet de recherche

### 11.1 Cadre général et enjeux de la thèse

#### 11.1.1 Les instruments focaux de nouvelle génération en interférométrie

Une prospective internationale est menée sur les nouveaux concepts d'instruments de science pour les futurs grands projets en interférométrie stellaire optique. Un appel à proposition a été lancé par l'Observatoire Européen Austral (ESO<sup>1</sup>) sur les instruments de deuxième génération au VLTI<sup>2</sup> sur le Mont Paranal au Chili, capables de recombinaison la lumière provenant de 4 à 8 télescopes du réseau. Des études conceptuelles sont également envisagées sur de nouveaux interféromètres comme CHARA, NPOI, MROI ou OHANA. La même problématique se retrouve dans l'espace avec par exemple les projets PEGASE ou DARWIN.

#### 11.1.2 Sujet : L'imagerie directe en interférométrie stellaire optique

Du fait du nombre croissant de télescopes, les interféromètres optiques sont en passe de devenir de véritables imageurs. Il faut néanmoins repenser le concept des instruments de recombinaison, qui deviennent de plus en plus complexes.

L'imagerie directe est une nouvelle technique séduisante qui simplifie grandement le montage optique du recombineur. Un hypertélescope est un imageur direct qui utilise les techniques de densification de pupille et de cophasage des faisceaux et qui optimise les propriétés de l'image.

Je me suis engagée dans cette thèse, sur un sujet novateur où les axes de recherche ne manquent pas. J'ai mené une étude approfondie des capacités d'imagerie des hypertélescopes, afin de chiffrer les performances attendues et les pré-requis techniques. J'ai réalisé en parallèle un banc de test d'imagerie, nommé SIRIUS, qui sert à spécifier les besoins instrumentaux et à démontrer que les difficultés peuvent être maîtrisées. J'ai également participé aux études de faisabilité du projet VIDA, un précurseur des hypertélescopes, proposé à l'ESO comme instrument de 2ème génération au VLTI.

#### 11.1.3 Encadrement et financement

Ma thèse s'est déroulée à l'Observatoire de la Côte d'Azur (OCA<sup>3</sup>) à Grasse, au Département GEMINI (UMR 6203), sous la direction de Denis Mourard. Il a lancé une prospective R&T sur les futurs instruments imageurs en interférométrie optique, en s'appuyant sur la longue expérience de Nice en matière de Haute Résolution Angulaire.

Ma thèse a été financée par une bourse doctorale cofinancée Région/Organisme de recherche, en cotutelle avec une entreprise. Le salaire d'un montant de 1174Euros net/mois sur 3 ans est versé moitié-moitié par l'OCA et la région Provence Alpes Côte d'Azur (PACA). J'ai été suivi par Alcatel Alenia Space (AAS<sup>4</sup>) à

---

<sup>1</sup>ESO : European Southern Observatory ([www.eso.org](http://www.eso.org))

<sup>2</sup>VLTI : Very Large Telescope Interferometer ([www.eso.org/projects/vlti](http://www.eso.org/projects/vlti))

<sup>3</sup>OCA : Observatoire de la Côte d'Azur ([www.obs-azur.fr](http://www.obs-azur.fr))

<sup>4</sup>AAS : Alcatel Alenia Space ([www.i-space.cnes.fr/prt\\_alcatel.htm](http://www.i-space.cnes.fr/prt_alcatel.htm))

Cannes, où ont été organisées plusieurs rencontres d'échanges scientifiques et techniques entre les thésards et les acteurs industriels. J'ai également bénéficié de fonds de l'OCA pour les déplacements en missions de travail ou en congrès scientifiques.

## 11.2 Déroutement et gestion du projet

### 11.2.1 Collaborations et supports techniques

Le projet SIRIUS est mené en collaboration avec le Collège de France et l'équipe LISE<sup>5</sup> (O. Lardière, A. Labeyrie) et le laboratoire XLIM<sup>6</sup> (F. Reynaud, L. Delage), soutenu par l'INSU<sup>7</sup> et le CNES<sup>8</sup>.

Le banc d'imagerie SIRIUS a été développé à l'OCA au laboratoire optique de Grasse (classe 100000). Nous nous sommes appuyés sur la longue expérience et le savoir-faire du laboratoire XLIM en matière d'interféromètres à fibres optiques monomodes. La conception a donné lieu à plusieurs réunions de spécifications avec des ingénieurs et techniciens de l'OCA. La réalisation a été accomplie par les ateliers mécaniques de Nice et de Calern et par de la sous-traitance externe.

### 11.2.2 Moyens humains

Une quinzaine de personnes, ingénieurs et techniciens optiques, mécaniques et informatiques, ont été impliquées dans le projet, ce qui représente plus de 10 ans cumulé de temps passé (Tab. 11.2.2), sans compter le temps de fabrication des ateliers mécaniques.

J'ai aussi encadré pendant 3 mois un stagiaire de l'IUT de Mesures Physiques de Limoges pour les tests préliminaires d'actuateurs fins piézo-électriques. J'ai aussi co-encadré 5 autres stagiaires pour les phases de pré-alignement, les tests de préparation des fibres et les systèmes de contrôle automatique de SIRIUS.

### 11.2.3 Coût du projet

Le banc SIRIUS a été financé par l'OCA, le département GEMINI et l'INSU (Tab. 11.2), soit une contribution financière totale de 115 kEuros sur 3 ans.

## 11.3 Compétences et savoir-faire

### 11.3.1 Ecoles et congrès scientifiques

J'ai participé à plusieurs écoles et congrès scientifiques (Tab. 11.3.1). J'ai également suivi une formation d'une semaine sur les méthodes de communication scientifique en Anglais.

### 11.3.2 Observations au GI2T

Le GI2T/REGAIN est dédié à l'étude de la physique des étoiles, en mesurant des paramètres fondamentaux comme le diamètre. Pendant mon stage de DEA à l'UNSA<sup>9</sup> et pendant la première année de la thèse, j'ai préparé des programmes d'observation sur des étoiles géantes rouges, mené une vingtaine de nuits d'observation et réduit les données. Mais ce programme n'a pas abouti suite à l'arrêt définitif du GI2T en 2005.

---

<sup>5</sup>LISE : Laboratoire d'Interférométrie Stellaire et Exo-planétaire ([www.oamp.fr/lise/index.html](http://www.oamp.fr/lise/index.html)) à l'Observatoire de Haute Provence

<sup>6</sup>XLIM : Unité Mixte de recherche de l'Université de Limoges ([www.xlim.fr/fr/index.jsp](http://www.xlim.fr/fr/index.jsp)), dont dépend aujourd'hui le laboratoire optique de l'IRCOM

<sup>7</sup>INSU : Institut National des Sciences de l'Univers ([www.insu.cnrs.fr](http://www.insu.cnrs.fr))

<sup>8</sup>CNES : Centre National d'Etudes Spatiales ([www.cnes.fr](http://www.cnes.fr))

<sup>9</sup>UNSA : Université de Nice Sophia Antipolis ([portail.unice.fr](http://portail.unice.fr))

NOM	LABO	GRADE	FONCTION	ETP (an)
Denis Mourard	OCA	A1	PI	1
Fabien Patru	OCA	Thésitif	Co-I et Expl.	3
Laurent Delage	IRCOM	Pr.	Conception	1
François Reynaud	IRCOM	Pr.	Conception	0.2
Olivier Lardièrè	LISE	PostDoc	Conception	0.1
Antoine Labeyrie	LISE	Pr.	Conception	0.1
Daniel Bonneau	OCA	A1	Conception	0.2
Pierre Antonelli	OCA	IR	Système	0.1
Stéphane Lagarde	OCA	IR	Système	0.1
Yves Bresson	OCA	IE	Optique	0.2
Alain Spang	OCA	T	Optique	0.2
Alain Roussel	OCA	IE	Mécanique	0.5
Yves Hugues	OCA	T	Mécanique	1
Sandra Bosio	OCA	T	Mécanique	1
Jean-Michel Clausse	OCA	IE	Informatique	1
Arnaud Therond	IUT Informatique (Nice)	Stagiaires	Informatique	0.2
Jonathan Vigneron	IUT Informatique (Nice)	Stagiaires	Informatique	0.1
Olivier Matthieu	ENSPG (Grenoble)	Stagiaires	Informatique	0.3
Michael Dubreuil	OCA	T	Intégration	1.5
Steven Aime	SupOptique (Paris)	Stagiaires	Intégration	0.2
Ludovic Laplaud	IUT Mesures Physiques (Limoges)	Stagiaires	Intégration	0.3
Fabrice Thomas	IUT Mesures Physiques (Limoges)	Stagiaires	Intégration	0.3
Sébastien Reithinger	BTS Génie Optique (Morez)	Stagiaires	Intégration	0.2

Tab. 11.1 – Moyens humains du projet SIRIUS.  
ETP : Estimation du temps passé (en nombre d'années).

### 11.3.3 Simulations numériques

Pour étudier les capacités d'imagerie d'un hypertélescope, j'ai repris et amélioré un programme de simulation, nommé HYPERTEL, en étroite collaboration avec le LISE. J'ai ensuite greffé à ce programme des outils d'analyse d'une image densifiée à partir d'un ensemble de critères d'imagerie qualitatifs. Puis je me suis intéressé aux multiples moyens d'optimiser l'image d'un hypertélescope et de restituer les paramètres astrophysiques d'intérêt.

Le module de sortie du logiciel de simulation est le même que le logiciel d'analyse des images SIRIUS. La confrontation simulation/expérience est la clé de ce travail d'analyse. Les résultats ont servi à définir les spécifications générales des futurs grands réseaux en mode hypertélescope.

### 11.3.4 Instrumentation optique

La thèse m'a permis de me spécialiser dans la gestion de projet d'un instrument scientifique, principalement dans le domaine de l'optique. J'ai eu en charge à la fois la conception, la réalisation, l'intégration et l'exploitation du banc d'imagerie.

La difficulté a été de parvenir à une version aboutie du densifieur SIRIUS sur une période de 3 ans. Rien n'était défini au départ, si bien que plusieurs réunions à l'OCA et au XLIM ont été nécessaires pour converger vers le concept du densifieur à fibres optiques monomodes. J'ai pris ensuite en charge toute l'étude opto-mécanique du montage Fizeau, qui sert de base au montage optique final. J'ai écrit le cahier des charges du densifieur fibré, et j'ai suivi de près la conception mécanique à Nice. J'ai spécifié les besoins d'automatisation du banc, afin de le rendre entièrement pilotable par un chef d'orchestre global. Il a aussi fallu définir l'ensemble des procédures de réglages et d'alignements. Puis j'ai mené plusieurs campagnes

Origine des ressources	Montant (kEuros)
CNES	30
INSU 2004	20
INSU 2005	20
PPF HRA et BQR	25
Soutien de base du laboratoire	20
Total	115

Tab. 11.2 – Budget du banc d'imagerie SIRIUS.

Colloque	Lieu	Titre
SF2A 2004	Paris	Semaine de l'Astrophysique Française Scientific Highlights
SPIE 2004	Glasgow (GB)	Astronomical Telescopes and Instrumentation New Frontiers in Stellar Interferometry
ESO 2005	Garching (D)	Workshop : The Power of Optical/IR Interferometry Recent Scientific Results / 2nd Generation VLTI instrumentation
SF2A 2005	Strasbourg	Semaine de l'Astrophysique Française Scientific Highlights
JENAM 2005	Liège (Belgique)	Joint European and National Astronomy Meeting " Distant Worlds" Technology Roadmap for Future Interferometric Facilities
IAUC 2005	Villefranche-sur-mer	International Astronomical Union (Colloq. N°200) Direct Imaging of Exoplanets : Sciences and Techniques
SPIE 2006	Orlando (USA)	Astronomical Telescopes and Instrumentation Advances in Stellar Interferometry

Tab. 11.3 – Participation à des colloques scientifiques.  
(durée moyenne de 1 semaine chacun).

de mesure, afin de caractériser le banc et de mettre en avant l'efficacité et la faisabilité du concept de densification monomodale.

## 11.4 Résultats et impacts de la thèse

### 11.4.1 L'intérêt du mode hypertélescope

Le besoin exprimé par la communauté scientifique en matière d'interférométrie stellaire optique est d'augmenter le nombre de télescopes pour faire de l'imagerie et de cophaser les faisceaux pour pouvoir observer des objets peu brillants. Si ces 2 conditions sont remplies, il devient plus intéressant de travailler en mode imagerie directe qu'en mode synthèse de Fourier. En effet, un hypertélescope fournit une image directe instantanée, avec un fort gain en sensibilité sans perte de champ utile (contrairement aux idées préconçues). Il a été démontré que le champ utile d'un interféromètre dilué est imposé par la géométrie du réseau, indépendamment du mode de recombinaison. La densification de pupille optimise l'image en ajustant le champ d'imagerie direct avec le champ réellement exploitable par l'interféromètre. Ainsi, des observations en mode hypertélescope ont d'ores et déjà leur rôle à jouer pour faire de l'imagerie en interférométrie.

Des études préliminaires sur l'influence des fibres dans le processus d'imagerie ont mis en évidence un optimum pour redéfinir la pupille de sortie du densifieur. Les résultats expérimentaux sur SIRIUS ont montré que la densification monomodale améliore la qualité et la stabilité de l'image d'un hypertélescope. De plus, la flexibilité des fibres du densifieur SIRIUS permet une reconfiguration entrée/sortie plus aisée de la pupille,

ce qui convient bien aux nouveaux interféromètres comme le VLTI, CHARA, NPOI, ou encore OHANA.

### **11.4.2 Les perspectives**

Au niveau du laboratoire GEMINI, le banc d'imagerie SIRIUS sert maintenant aux activités de R&T en interférométrie optique. Grâce à la collaboration entre l'OCA, le LISE et le XLIM, le laboratoire GEMINI a acquis des compétences en matière d'expertise scientifique sur les projets à long terme des hypertélescopes. Il reste à convaincre l'ensemble de la communauté scientifique de l'efficacité de la méthode et de son intérêt pour les projets à moyen terme.

Sur le plan personnel, j'ai pu appréhender un projet instrumental dans son ensemble, en procédant étape par étape, en gérant les problèmes techniques, les délais de fabrication et la communication d'informations au sein d'une équipe. J'ai appris la nécessité d'être rigoureux et de gagner en efficacité, en anticipant les points durs et en travaillant conjointement avec chacun des intervenants.



## **Septième partie**

### **Annexes**



## **Annexe A**

# **Schéma d'implantation du banc SIRIUS**

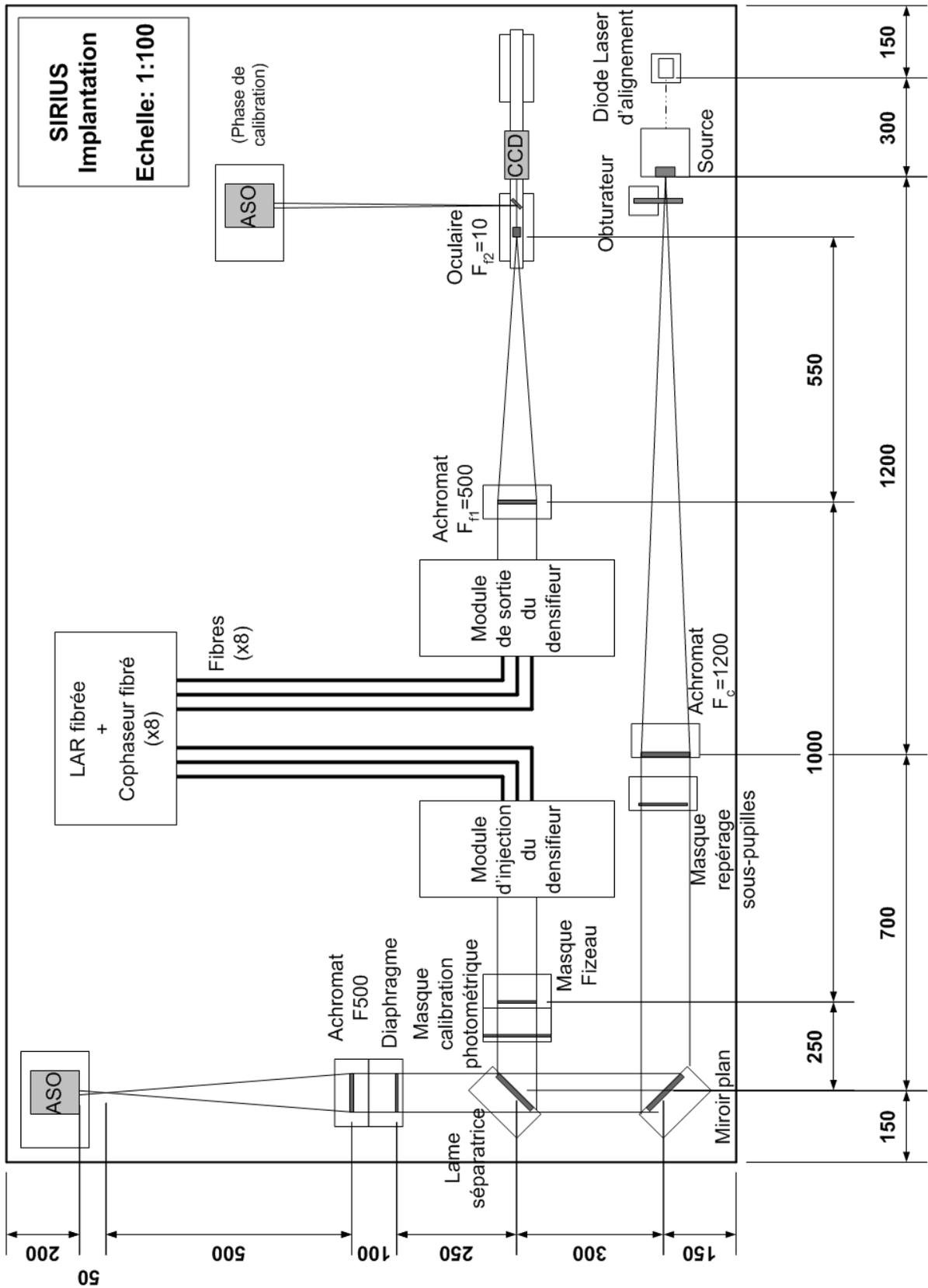


Fig. A.1 – Schéma d'implantation des éléments du banc SIRIUS.

## Annexe B

# Procédure d'alignement du montage Fizeau

On utilise comme outils de réglage :

- une diode laser d'alignement, dont le faisceau, aligné sur les trous de la table, définit l'axe optique de référence pour tout le montage,
- des diffuseurs calques, pour visualiser l'image ou la pupille du faisceau le long de l'axe optique,
- des masques d'alignement, équivalent au masque Fizeau, avec les trous des sous-pupilles et un trou au centre à hauteur de travail (150mm). Les semelles sont marquées d'un trait au milieu pour faciliter le pré-alignement du masque avec les trous de la table,
- une équerre marquée à 150mm de hauteur,
- des butées rondes pour un repositionnement des éléments escamotables,
- des glissières d'alignement pour translater certains éléments (réglage en focalisation),
- une lunette autocollimatrice,

### Diode laser d'alignement

Connecter la fibre de la diode laser sur le module d'alignement. Mettre en place le module en orientant la direction du faisceau parallèlement aux trous de la table. Puis régler l'horizontalité du faisceau, tel qu'il passe au centre des 2 supports d'alignement placés en aval, l'un près et l'autre le plus loin possible, en jouant sur le goniomètre de la diode laser. Ne plus toucher au laser qui sert de référence pour contrôler l'alignement des éléments (en ayant retiré le module source).

### Miroir plan

Régler la position du miroir au milieu de la dynamique des vis du support réglable. Positionner le miroir plan à 45° tel que la tache du faisceau se réfléchisse au centre du miroir repéré avec un diffuseur calque gradué. Régler le tip-tilt (avec les vis de réglage) de sorte à renvoyer bien perpendiculairement le faisceau le long des trous de la table en utilisant un support d'alignement placé sur le bord opposé de la table.

### Lame séparatrice

Positionner la lame séparatrice tel que la tache du faisceau se réfléchisse au centre de la fenêtre délimitée par le cadre du support vu sous 45° d'angle (soit légèrement à gauche du centre de la surface vue en entrée), le centre étant repéré avec un diffuseur calque gradué. Régler l'inclinaison (avec les vis de réglage) de sorte que le faisceau réfléchi côté imagerie et le faisceau transmis côté analyse passent chacun au centre de deux supports d'alignement, l'un placé près et l'autre loin en aval. La direction des faisceaux doit rester parallèle aux trous de la table ; le faisceau transmis subit un léger déplacement radial horizontal de l'ordre de 2mm (déplacer le support d'alignement en conséquence).

## Doublets (collimateur + focalisateurs CCD et ASO)

Chacun des 3 supports des achromats est mis en place dans l'alignement du faisceau en s'aidant des marques centrales des semelles et des trous de la table. On dispose deux supports d'alignement de part et autre du support de l'achromat que l'on déplace à convenance. La tache du faisceau est réfléchi au centre de l'achromat repéré avec un diffuseur calque gradué. Le tip-tilt est ajusté en desserrant la vis du haut de façon à faire passer le faisceau transmis au centre du support d'alignement en aval et le faisceau réfléchi en amont. Dans le même temps, le reflet sur les face du doublet se superpose avec le faisceau en amont.

## Rail X de la CCD

Repérer à la règle la position du foyer image de l'achromat de focalisation. Positionner le rail (plus des 3/4 du rail se trouve en aval du foyer) et l'aligner d'abord en s'aidant des trous de la table.

Placer un masque de référence en aval du rail. Rerégler si besoin l'horizontalité du faisceau de référence en jouant sur le tip-tilt du miroir plan et de la lame séparatrice. Monter ensuite l'oculaire sur le rail. La tache image doit rester centrée sur le masque de référence quand l'oculaire est déplacée d'une extrémité à une autre du rail. Centrer au besoin la tache en déplaçant radialement le rail. Retirer ensuite l'oculaire et placer la CCD sur le rail. Visualiser avec Easygrab et translater la CCD en X et Y pour centrer la tache à l'écran. De même, la tache doit rester au milieu de l'écran quand la CCD est déplacée d'un bout à l'autre du rail.

## Diaphragme et masque Fizeau

Positionner le diaphragme avant l'achromat de focalisation de l'ASO (semelles en contact) en alignant son centre avec le faisceau laser à l'aide d'un rond de 70mm marqué au centre sur un calque. Puis positionner le masque Fizeau monté dans son support en alignant son centre (trou de 2mm) avec le faisceau. Le diaphragme et le masque sont placés à égales distance de la lame séparatrice pour que les plans pupilles soient conjugués. Retirer le masque Fizeau.

## Source

Le coeur de la tête de fibre de la source est utilisé pour simuler une étoile non résolue (FEP de référence).

Mettre en place un filtre spatial sur le module source. Connecter la fibre de la diode laser dans son mandrin en laissant légèrement dépasser la tête de fibre. Faire coulisser le mandrin de sorte que la tête de fibre vienne en butée sur le filtre spatial. Bloquer le mandrin de la fibre et retirer le filtre spatial. Positionner le module source en amenant la tête de fibre au plus près du foyer de l'achromat de collimation.

On règle d'abord la position de l'objet sur l'axe en centrant le faisceau au milieu d'un masque de référence placé juste après le module source. On règle ensuite le focus avec la lunette autocollimatrice, pour que la source soit collimatée à l'infini le long de l'axe optique du banc.

Placer la lunette autocollimatrice sur la voie imagerie entre l'achromat de collimation et le miroir plan en alignant grossièrement la lunette sur l'axe optique du système. Alimenter l'ampoule à 6V (tension maximale!). Régler la netteté du réticule au niveau de l'oculaire de la lunette. Régler la lunette à l'infini avec un miroir plan accolé sur l'ouverture en jouant sur la focalisation jusqu'à ce que la croix lumineuse soit nette. Régler la focalisation en translantant longitudinalement à la main le module source le long d'une cale d'alignement jusqu'à obtenir une image nette de la tache de diffraction correspondant à la plus petite largeur du lobe central et à un maximum d'intensité. Retirer la lunette autocollimatrice.

Enfin, positionner l'obturateur devant la source.

## CCD et Oculaire

La position relative de l'oculaire et de la CCD définit le grandissement de l'image. L'oculaire est déplacé pour régler la netteté de l'image.

Reculer la CCD sur le rail en aval du foyer du doublet de focalisation et positionner l'oculaire sur le rail à une position voisine du foyer, légèrement en aval. Déplacer l'oculaire avec la vis micrométrique de sorte à focaliser le faisceau sur la CCD. Visualiser avec la CCD l'aspect de la tache de diffraction. Celle-ci doit avoir conservé un aspect symétrique et un maximum élevé dans la tache d'Airy. Remettre le masque Fizeau et vérifier le grandissement de l'image. L'enveloppe de diffraction doit occuper environ les 2/3 de l'écran CCD. Si l'image est trop petite, recommencer le réglage précédent (sans le masque) en reculant la CCD et en réajustant la position de l'oculaire. Retirer le masque Fizeau et visualiser la tache d'Airy sur la CCD. Régler la focalisation en déplaçant la CCD de sorte à avoir le premier anneau d'Airy le plus net possible. Remettre le masque Fizeau et acquérir une image. Valider enfin le grandissement avec le programme d'analyse en vérifiant l'échantillonnage (au moins 3 fois Shannon, soit 6 pixels par resel).

## Masque de calibration photométrique

Allumer le système de pilotage du masque de calibration photométrique. Initialiser puis déplacer le masque à sa position nominale (aucun faisceau occulté). Positionner ce masque en amont du masque Fizeau, semelle contre semelle. Translater le module de sorte à aligner chacun des faisceaux transmis par le masque de calibration avec les trous du masque Fizeau. On peut vérifier avec la CCD que le flux transmis avec et sans le masque de calibration est le même (pas de vignettage). Repérer la position du module en ajoutant une butée ronde.

## ASO

Repérer la position du foyer image de l'achromat de focalisation sur l'ASO. Positionner l'ASO après le foyer de sorte que l'entrée du senseur soit éclairée par un disque de 12mm de diamètre environ. Régler le tilt grossier en alignant l'ASO sur les trous de la table.

Acquérir des images en continue avec l'ASO en mode zonal - mesure absolue du front d'onde. Aligner l'ASO sur l'axe (X,Y) avec les platines de translation, de sorte à centrer la pupille à l'écran. Régler en focalisation (Z) en translatant longitudinalement à la main l'ASO le long d'une cale d'alignement, de sorte à éclairer un maximum de micro-lentilles de la matrice sans atteindre les bords de la matrice qui mesure 12x12mm. Faire un Trimmer.

Rabattre le trou de centrage de l'ASO et passer en mode caméra alignement. Régler le tilt en jouant sur les platines de réglages. Repasser en mode zonal - mesure absolue du front d'onde. Faire un New Lens.

Vérifier avec l'ASO que le faisceau parallèle de 70mm de diamètre transmis sur la voie analyse n'est pas vigneté par la lame séparatrice. Sinon, translater la lame séparatrice et recommencer les réglages.

## Masque de repérage des sous-pupilles

Positionner le masque de repérage des sous-pupilles sur l'ASO entre le miroir plan et la lame séparatrice perpendiculairement au faisceau d'entrée collimaté. Placer une glissière contre le support et la brider. Visualiser le flux de l'image avec la CCD. Translater le masque de repérage des sous-pupilles jusqu'à maximiser le flux. Repérer la position du masque en ajoutant une butée ronde. Enregistrer une image de référence avec l'ASO. La position des sous-pupilles correspond aux pixels éclairées de l'ASO. Retirer le masque.

## **ASO en sortie (pour la calibration du front d'onde entrée/sortie)**

Mettre en place le petit miroir plan de renvoi à 45° entre l'oculaire et la CCD. Retirer le masque Fizeau pour avoir le diaphragme de 70mm. Repérer la position de l'ASO en entrée par des butées. Déplacer l'ASO à sa position en sortie. Recommencer la procédure comme en entrée, en enregistrant à nouveau une image de référence avec le masque de repérage des sous-pupilles.

## **Objet**

Dans le cas d'un disque uniforme, mettre en place le filtre spatial sur le module source. Coupler la fibre avec le trou source en déplaçant radialement le filtre spatial. Pour cela, maximiser le flux en sortie de fibre, visible à l'oeil. Contrôler avec l'ASO si l'éclairement est bien uniforme sur toute la pupille. Il faut ensuite amener l'objet au foyer du collimateur en utilisant la lunette autocollimatrice, en reculant le module source d'environ 1mm. En pratique, la profondeur focale est suffisamment grande (quelques millimètres) de sorte qu'il n'est pas utile de rerégler la focalisation.

## **Source blanche**

Remplacer la fibre monomode de la diode laser par la fibre multimode de la source blanche dans le mandrin. Recoupler la fibre avec le trou source. Ajouter un filtre spectral au niveau de la CCD.

## Annexe C

# Procédure d'alignement du densifieur fibré

### Module d'injection des fibres

Positionner le module d'injection selon les trous de la table. Ajuster la position en X en accolant le masque Fizeau de sorte à avoir les trous alignés sur les lentilles d'injection, et en faisant passer le laser de référence dans le trou milieu du masque. Brider le module d'injection sur la table.

Positionner manuellement tous les PZT et les LAR dans l'air à mi-course.

Insérer les fibres dans le mandrin de façon à ce que la tête de fibre soit au plus près du foyer de la lentille d'injection (10mm pour les UTs).

Aligner l'axe lent de chaque fibre à la verticale en mettant les ergots à l'horizontal avec le niveau à bulle.

Placer les 2 masques de référence 4UT sur la voie collimation (après le doublet) et sur la voie imagerie (masque Fizeau).

Pour chaque fibre :

- Connecter en inverse la source laser avec le connecteur FC-PC de la tête de fibre de sortie.
- Translater pas à pas les PZT en X et Y avec le soft, pour collimater le faisceau.
- Translater pas à pas les PZT en X et Y avec le soft, pour mettre le faisceau collimaté à l'horizontal. Le faisceau doit passer par la sous-pupille des 2 masques de référence, et doit se focaliser sur le coeur de fibre de la source.

Reconnecter la source laser en entrée et les fibres sur le module d'injection.

Remarque :

Il faut minimiser le tilt du faisceau focalisé sur la tête de fibre en assurant l'horizontalité des faisceaux, quitte à ce que les faisceaux soient vignettés. Si les faisceaux sont vignettés, on peut essayer de corriger le montage mécanique :

- soit enlever les goupilles du bras lentille et ajuster la position au serrage des vis.
- Intercaler des cales de faibles épaisseurs sur un des sous-modules.

### Module de sortie des fibres

Placer le masque de collimation sur le support trait-point-plan avec le tiroir de mise en place. Vérifier que le faisceau laser de référence (sans le module source) passe bien par le trou milieu du masque de collimation.

Connecter les fibres sur le module de sortie. Pour compenser le jeu mécanique des connecteurs FC-PC, les tourner jusqu'en butée dans le sens horaire.

Positionner tous les PZT en milieu de course.

Positionner le cadre de sorte à aligner au mieux, les fibres en face des lentilles du support de collimation. Le module de sortie est placé avec une cale 3mm après support trait-point-plan (position correspondante à une bonne distance tête de fibre - lentille de collimation lorsque les piezos sont à mi-course en Z). Brider

le module de sortie sur la table. Translater manuellement les PZT en X,Y pour affiner le réglage de sorte à avoir les têtes de fibres en face de chaque lentille de collimation at au plus près du foyer.

## Optimisation manuelle entrée/sortie

Pour chaque fibre :

- Positionner le masque photométrique sur la voie correspondante.
- Optimiser manuellement avec le soft les PZT en sortie, de sorte à ramener le faisceau sur la CCD jusqu'à ce qu'il soit visible à l'écran. Amener le photocentre de chaque tache image au centre de la CCD ( $X = 382$  et  $Y = 287$ ).
- Optimiser manuellement avec le soft les PZT en entrée (si besoin).

Remarques sur la procédure manuelle d'injection :

Cette opération consiste à optimiser le couplage dans chacun des tronçons de fibre au moyen des PZT d'entrée (X,Y,Z). La méthode consiste à maximiser le flux de sortie en jouant sur les translations Tx et Ty pour une position de Tz. Puis on répète cette opération en incrémentant Tz pas à pas jusqu'à obtenir le couplage maximum. Dans un premier temps, scanner Tx et Ty de façon à être sûr de ne pas être optimisé sur un maximum secondaire. Attention à ne pas choisir des pas de PZT trop petit ou trop grand au début de l'optimisation. S'il n'y a pas de flux visible à la CCD (même en pose longue) jouer sur la défocalisation en Z pour voir apparaître un flux de sortie.

## Optimisation automatique entrée/sortie

Fermer l'obturateur, enregistrer un dark, puis retirer complètement le shutter (car il se ferme inopinément à cause de sur-tension, et il peut planter les algorithmes automatiques).

Pour chaque fibre :

- Démarrer la CCD en mode mesure (cliquer sur "Activer mesure").
- Positionner le masque photométrique sur la voie correspondante.
- Vérifier que la dynamique soit au moins supérieure à  $150ADU$ .
- Lancer l'optimisation automatique OutZ.
- Lancer l'optimisation automatique OutXY.
- Lancer l'optimisation automatique InXY.
- Lancer l'optimisation automatique InXYZ.
- Relancer l'optimisation automatique InXY.

Remettre l'obturateur.

## Photométrie différentielle

Avant égalisation de la DDM, uniformiser les photométries de chaque voie. Pour cela, prendre comme référence la voie ayant le flux le plus faible et défocaliser en Z (injection) les autres.

## Polarisation différentielle

Placer en entrée le polariseur de façon à générer une polarisation rectiligne selon l'axe lent des fibres. Ensuite, jouer avec la rotation Rz du polariseur de façon à maximiser le flux (cette rotation corrige à la fois les écarts angulaires générés lors de la phase du réglage des ergots, ainsi que les écarts angulaires entre l'ergot et l'axe neutre de la fibre qui peut atteindre 2 à 3°).

## Egalisation des DDM

La voie prise comme référence est la UT2. Pour chaque autre voie (UT1, UT2 & UT4), translater en Z avec la ligne à retard dans l'air, jusqu'à visualiser à l'oeil les franges. Attendre que les platines soient stabilisées, quand les franges arrêtent de défiler à l'écran. Puis vérifier et refaire au besoin l'injection, si elle a été dérégulée.

Pour chaque base (UT12, UT23 & UT34) :

- Positionner le masque photométrique sur la base correspondante.
- Piloter manuellement avec le soft le cophaseur fibré pour maximiser le contraste des franges ou l'intensité sur du pic central ( $I_{max}$ ).
- Réduire le pas et caler la frange centrale (la plus lumineuse) sur le centre de l'écran CCD (qui correspond au photocentre des taches images).

Positionner le masque photométrique avec tous les faisceaux. Capoter, sortir de la salle d'optique, et laisser reposer 30 minutes au moins. Compenser les dérives en maximisant l'intensité du pic central.



## Annexe D

# Rappels sur les fibres optiques

Ce bref résumé s'inspire principalement de Saleh Bahaa (1991) et (Vergnole, 2004, 2005). Il met en avant les notions utiles ici dans la thèse.

### D.1 Propagation des modes électro-magnétiques

Une fibre optique à saut d'indice est un guide d'onde diélectrique circulaire, constitué d'un coeur d'indice  $n_c$  entouré d'une gaine concentrique d'indice  $n_g$ . L'indice  $n_c$  étant légèrement inférieur à  $n_g$ , le rayon lumineux se réfléchit sur la gaine et se propage dans le coeur. La condition de réflectance interne totale est assurée si l'angle d'incidence du rayon lumineux à l'entrée de la fibre reste petit. L'ouverture numérique de la fibre  $N_A$  est définie comme le sinus du plus grand demi-angle d'acceptance  $\theta$  qu'un rayon incident peut avoir en entrée de fibre pour que la lumière reste confinée dans le coeur.

$$N_A = \sin(\theta) = \sqrt{n_c^2 - n_g^2} \quad (\text{D.1})$$

Plusieurs modes du champ électromagnétique peuvent se propager. Le coeur d'une fibre multimode est assez large pour supporter plusieurs modes guidés simultanément. Une fibre monomode ne propage a priori qu'un seul mode guidé, mais le nombre de modes est fixé par la fréquence de coupure normalisée (ou fréquence réduite) définie comme :

$$V = 2\pi N_A a / \lambda \quad (\text{D.2})$$

avec  $a$  le rayon du coeur de la fibre. La fréquence réduite dépend donc des caractéristiques de la fibre ainsi que de la longueur d'onde de travail.

Une fibre est dite unimodale si la condition  $V < 2.405$  est respectée. Seul le mode fondamental se propage, que l'on note  $HE_{11}$ . Si la différence d'indice est relativement faible (i.e.  $(n_c - n_g)/n_c \ll 1$ ), ce qui est souvent le cas, le mode est polarisé rectilignement et est noté  $LP_{01}$  (approximation du guidage faible).

Le nombre de modes guidés peut aussi être déterminé à partir de la longueur d'onde de coupure d'une fibre monomode.

$$\lambda_c = \frac{2\pi}{2.405} a N_A \quad (\text{D.3})$$

Si la longueur d'onde de travail est inférieure à la longueur d'onde de coupure, plusieurs modes vont se propager dans la fibre et il n'y a plus unicité du chemin optique. Cet effet, appelé dispersion intermodale, empêche de connaître précisément la phase du rayonnement incident.

### D.2 Taux de couplage et filtrage spatial

Considérons un faisceau incident de distribution circulaire uniforme qui est focalisé sur le coeur d'une fibre monomode. L'image obtenue au foyer est une tache d'Airy. La fibre transmet l'énergie contenue dans la

tache centrale mais rejette l'énergie contenue dans les anneaux de diffraction. Le taux de couplage optimal est alors au mieux de 80% (Shaklan, 1988). Ce taux de couplage est encore dégradé si le faisceau est mal focalisé sur le coeur de fibre, dû à un mauvais alignement ou à la présence de turbulence.

Un front d'onde perturbé injecté dans une fibre monomode ressort sous la forme d'une onde plane avec très peu d'aberrations. Le flux lié au front d'onde perturbé n'est pas transmis par la fibre. Une fibre monomode filtre spatialement le front d'onde à la manière d'un trou spatial (à noter qu'une fibre monomode filtre mieux qu'un trou (Keen, 2001)). Les propriétés de filtrage spatial transforment ainsi les perturbations résiduels du front d'onde sur chaque sous-pupille en des fluctuations photométriques plus faciles à étalonner.

De la même manière, un déplacement radial hors-axe de la source (correspondant à un tilt du front d'onde en entrée) entraîne une diminution photométrique en sortie. La source s'éteint si elle est désaxée de  $\lambda/D_i$ . C'est ce qui limite en pratique le champ d'imagerie d'une fibre monomode (Guyon, 2002c).

### D.3 Biréfringence

Le mode guidé  $LP_{01}$  est polarisé rectilignement dans la fibre selon 2 directions orthogonales. Mais en pratique, les défauts de fabrication sur la géométrie circulaire des fibres et les contraintes extérieures entraînent la levée de la dégénérescence entre ces 2 modes de polarisation. Les vitesses de propagation des 2 modes ne sont plus les mêmes, conduisant à un déphasage complexes entre les deux modes et à une variation de leur état de polarisation au cours de la propagation dans la fibre.

Pour pallier à ce problème, il existe des fibres à maintien de polarisation qui sont fortement biréfringentes. Le coeur à géométrie non circulaire définit 2 axes neutres de propagation orthogonaux, l'axe rapide et l'axe lent. Ces axes correspondant à 2 modes propres de polarisation qui ne se propagent pas à la même vitesse de sorte qu'il n'y a pas de couplage entre eux.

### D.4 Dispersion chromatique

Dans le cas d'une onde polychromatique, chaque composante spectrale se propage à la vitesse de phase  $V_\phi$  :

$$V_\phi = \frac{c}{n} \quad (D.4)$$

avec  $c$  la vitesse de la lumière et  $n$  l'indice de réfraction du matériau de la fibre qui est fonction de la longueur d'onde. Le paquet d'onde lui se propage à la vitesse de groupe  $V_g$  :

$$V_g = \frac{c}{N_g} = \frac{1}{\tau_g} \quad (D.5)$$

avec  $\tau_g$  le temps de groupe, et  $N_g$  l'indice de groupe défini comme :

$$N_g = n - \lambda \frac{dn}{d\lambda} \quad (D.6)$$

La propagation induit un allongement temporel du paquet d'onde et une diminution de l'amplitude crête. Cet allongement est fonction de 3 paramètres : la longueur de la fibre, la largeur spectrale de travail (variation en  $(\Delta\lambda)^2$ ) et la dispersion des vitesses de groupe, notée  $D$ . La dispersion des vitesses de groupe est un effet chromatique lié :

- aux matériaux constituant la fibre, puisque son indice de réfraction  $n$  dépend de la longueur d'onde (dispersion du matériau notée  $D_m$ ),
- à la géométrie du guide et à la différence d'indice entre le coeur et la gaine  $\Delta n$ , dont dépend la distribution lumineuse du mode fondamental dans la fibre (dispersion du guide notée  $D_g$ ).

La dispersion des vitesses de groupe peut s'écrire :

$$D = D_m + D_g = -\frac{\lambda}{c} \frac{\delta^2 n}{\delta \lambda^2} - \frac{\Delta n}{c \lambda} V \frac{\delta^2(Vb)}{\delta V^2} \quad (D.7)$$

où  $V$  est la fréquence réduite définie dans l'équation D.2 et  $b = \frac{n_e^2 - n_g^2}{n_c^2 - n_g^2}$  est la constante de propagation normalisée avec  $n_e$  l'indice effectif du guide (fonction du matériau et du guide).

## D.5 Eclairage gaussien d'une fibre monomode

Le front d'onde est aplani par la fibre mais la distribution d'intensité en sortie n'est plus uniforme. Une fibre transforme en effet un champ quelconque en entrée en un champ gaussien en sortie. Le mode fondamental  $LP_{01}$  de la distribution d'éclairage d'une fibre monomode est approximé par une fonction Gaussienne. La distribution d'amplitude en sortie de fibre dans un plan perpendiculaire à la direction de propagation s'écrit :

$$\psi(r, z) = A_0 \frac{\omega_0}{\omega(z)} e^{-\frac{r^2}{\omega(z)^2}} \quad (D.8)$$

où  $r$  est la coordonnée radiale et  $A_0$  l'amplitude de l'onde sur l'axe.  $\omega_0$  est le rayon du faisceau gaussien au niveau du coeur de la fibre en sortie, pour lequel l'intensité vaut  $1/e = 0.368$  fois celle sur l'axe. Due à la divergence du faisceau, le rayon  $\omega$  augmente avec la distance de propagation  $z$  entre le plan considéré et la sortie de la fibre.

$$\omega(z) = \omega_0 \sqrt{1 + \left( \frac{\lambda z}{\pi \omega_0^2} \right)^2} \quad (D.9)$$

En champ lointain, si  $z$  est grand, cette relation devient :

$$\omega(z) = \frac{\lambda z}{\pi \omega_0} \quad (D.10)$$

Le rayon  $\omega_0$  dépend des caractéristiques de la fibre et de la longueur d'onde.

$$\omega_0 = a \left( 0.65 + \frac{1.619}{V^{1.5}} + \frac{2.879}{V^6} \right) \quad (D.11)$$

où  $a$  est le rayon du coeur de fibre et  $V$  est la fréquence réduite. On a  $\omega_0 = 1.1a$  à la longueur d'onde de coupure de la fibre ( $V = 2.405$ ).

L'angle d'injection dans la fibre doit vérifier :

$$\theta = \frac{\omega(z)}{z} = \frac{\lambda}{\pi \omega_0} = \frac{\lambda}{1.1\pi a} \quad (D.12)$$



**Annexe E**

**Article SPIE 2004**



# An interferometric imaging test bench: The densified pupil concept applied to the VLTI.

F. Patru<sup>1</sup>, D. Mourard<sup>1</sup>, O. Lardière<sup>2</sup>, A. Spang<sup>1</sup>, J.M. Clause<sup>1</sup>, P. Antonelli<sup>1</sup>,  
Y. Bresson<sup>1</sup>, S. Lagarde<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Observatoire de la Côte d'Azur, France

<sup>2</sup> Osservatorio Astrofisico di Arcetri, Italy

## ABSTRACT

We describe a test bench designed to study the performances of interferometric imaging systems. The main goal is to study the densified pupil concept in the framework of the VLTI. This work is linked to the proposition of a second generation instrument called VIDA (VLTI Imaging with a Densified Array). This bench aims at comparing the imaging performances of the aperture synthesis, Fizeau and densified pupils beam combination schemes and at specifying the technical requirements like cophasing and tip-tilt correction. A Fizeau assembly, using a multi-apertures mask and associated with a wavefront sensor, has been designed. It allows to measure the differential piston between sub-apertures and to link them to the characteristics of the image recovered. A densified assembly is under study by using reflective surfaces or optical fibers to carry the beams and to densify the pupils before the combination.

## INTRODUCTION

Within the framework of conceptual studies on the instrumentation of second generation for the VLTI, the Observatoire de la Côte d'Azur is involved in the proposal VIDA (VLTI Imaging with a Densified Array). This instrument is a direct imaging system based on a densified pupil beam combiner<sup>1,2</sup>. The goal is to apply the hypertelescope principle<sup>3</sup>, initially foreseen for many sub-apertures, with only a small number of pupils like in the case of the VLTI. The goal is to produce direct snapshot imaging in optical interferometry at high angular resolution and at high sensitivity and dynamic-range for compact objects in the visible and infrared wavelengths. A coronagraphic mode can be mounted at the densified focus<sup>4</sup>. The scientific targets foreseen are multiple stellar systems, stellar surfaces and envelopes, exoplanets, active galactic nuclei or quasars. The most interesting scientific cases seem to be the study of the binary stars with a small angular separation, the stellar surface structures by providing spectrally resolved images and the detection of exoplanets with the associated coronagraphic mode, that may be superior to classical coronagraphy or nulling interferometry<sup>5</sup>. The VLTI will then serve as a good precursor before the next ground-based or spatial projects of hypertelescopes<sup>6</sup>.

The pupil densification modifies the entrance pupil in a densified exit pupil by an homothetic transformation of the positions of the sub-apertures centers and/or by a zoom of the sub-aperture surfaces<sup>3</sup>. The densification factor is defined by  $\gamma = (d_0/B_0) / (d_i/B_i)$ , where  $d_i$  and  $d_0$  are the entrance and the exit sub-pupil diameters,  $B_i$  and  $B_0$  the sub-pupil baselines. The interferometric image features depend of the exit pupil since the wavefront has no memory of its arrangement in the entrance pupil. The interest of this imaging mode lies in the fact that the densification improves significantly the dynamic of the signal with respect to the Fizeau scheme. The light is now concentrated in a central interference peak which is magnified by  $\gamma^2$  and surrounded by a halo of dispersed speckles. The imaging field is infinite in principle but limited by the telescope's aberrations<sup>7</sup>. The field of view (FOV), corresponding to the sub-aperture diffraction lobe with an angular diameter of  $\lambda/d_i$ , is divided by  $\gamma$ . Thus the diameter of the usable field, called the Direct Imaging Field (DIF), is of the order of  $\lambda/((\gamma-1).d_i)$ . To optimize the image, the densification factor can be chosen in order to have the best trade-off between the dynamic-range and the field of view. For a compact object, the densification could be maximized. For an extended object, a lower pupil densification will offer a lower on-axis intensification but a wider field. For a given  $\gamma$ , the intensification is optimal for sources located within the central half of the DIF<sup>1</sup>.

F. Patru: Email: [fabien.patru@obs-azur.fr](mailto:fabien.patru@obs-azur.fr)

The hypertelescope principle has already been verified with a small-scale demonstrator using many sub-pupils on a periodic array<sup>8</sup>. An improved optical scheme<sup>9</sup>, using a pair of micro-lens arrays, shows that using a converging micro-lenses as the first array provides a wider field. Two critical points of the densification have been highlighted. First of all, the imaging capability is limited by the number of resolution elements ( $\text{resel}=\lambda/B_{\text{max}}$ ) contained in the DIF. It must stay below the number of spatial frequencies to avoid the field saturation. In the case of the VLTI, the low number of sub-apertures will obviously limit the (u,v) plane coverage but it is not a drastic problem for stellar physics and exoplanet finding. Second of all, any objects outside the DIF give dispersed light components in the center field, called confusion noise which reduces the signal to noise ratio<sup>9,10</sup>. Without particular image processing, this artifacts will limit the imaging properties of a densified beam combiner. If the sources density is weak, it is possible to determine the position of these objects and to reconstruct an image by increasing the field of view. These two benches have also been tested on the sky but without wavefront monitoring.

With respect to the numerical simulations and for the purpose of direct imaging, the beams must be cophased in real time with an accuracy better than  $\lambda/10$  rms for the classical direct imaging mode and better than  $\lambda/120$  rms for the coronagraphic mode<sup>2</sup>. The cophasing specification is the main limitation currently foreseen in VIDA. However, during the last years, great progresses in the cophasing domain have been achieved<sup>11</sup>. Either in space or in ground-based experiment, it is now time to think in terms of cophased arrays, which will greatly enhance the scientific capabilities.

In order to evaluate the influence of these cophasing aspects and to prepare the feasibility studies of the VIDA program, a test bench is now developed and it will be tested on the sky at the coude focus of the 1.5 meter telescope MeO (Métrologie Optique) at Calern Observatory. This demonstrator called SIRIUS (Système Interférométrique de Recombinaison pour l'Imagerie sur l'Univers Stellaire) is based on a multi-aperture mask experiment. The purpose is to evaluate the imaging performances of different interferometric imaging modes by the recombination of few beams collected by a small number of sub-apertures (up to eight) in different non-redundant configurations. The bench is used to study the technical specifications required like cophasing. Several recombination modes are planned, either directly (Fizeau mode) or with pupil densification (densified mode) or associated with a coronagraph (coronagraphic mode).

## DESCRIPTION OF THE SIRIUS BENCH

### 1. General characteristics

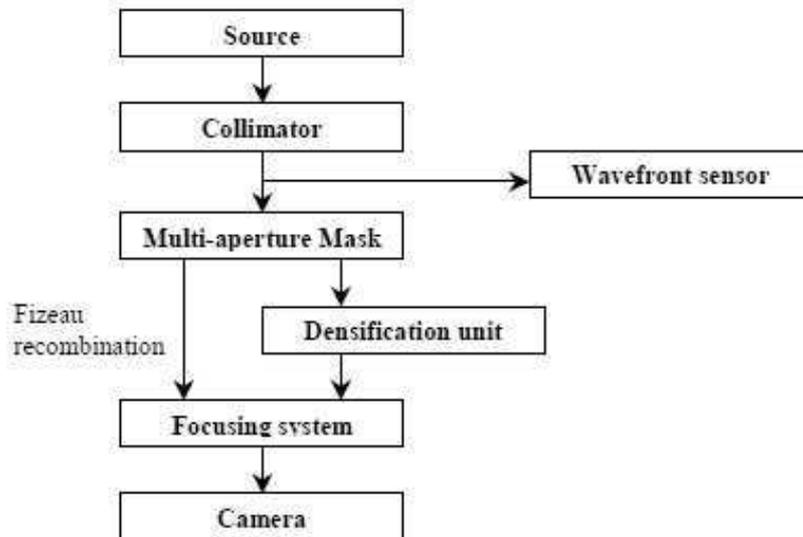


Figure 1: Principle of SIRIUS optical bench

The SIRIUS optical system (see Fig. 1) works in the visible domain (0.4 to 0.8  $\mu\text{m}$ ) and it is planned to extend the spectral range up to the near-infrared. The central wavelength and the spectral bandwidth are selected by a set of spectral filters. The optical system dedicated to imaging must be as achromatic as possible to analyze the chromatic features due to the densification. The source is able to simulate different kind of astrophysical objects by using different spatial filters. It is foreseen to study single stars unresolved or partially resolved and binaries with different angular separations. The light is collimated as a beam of 70mm in diameter, which corresponds to the properties of the coude focus of the telescope MeO. A multi-aperture mask follows with several holes whose positions and sizes correspond to configurations of the VLTI. The longest baseline of the VLTI reaches about 200m so that the scale between SIRIUS and VLTI corresponds to 1 : 3000. Then the diameters of the UTs and the ATs will be equivalent to 2.73mm and 0.6mm respectively (see Fig. 2). A focalization system combines the beams on a CCD camera.

		VLTI	MeO	SIRIUS
Scale		1 : 1	1 : 150	1 : 3000
Pupil Diameter	$D_{i\text{ pupil}}$	$\approx 200\text{ m}$	1.5 m	70 mm
UT Diameter	$d_{i\text{ UT}}$	8.2 m	55 mm	2.73 mm
AT Diameter	$d_{i\text{ AT}}$	1.8 m	12 mm	0.6 mm
Field of view (width)	FOV	15 mas	2.3 as	45 as
Direct Imaging Field (width)	DIF	3 mas	0.5 as	10 as
Maximum Resolution (width)	Resel	1 mas	0.1 as	3 as

Figure 2: Comparison of the scale, the field and the resolution between VLTI, MeO and SIRIUS with the 4 UTs configuration at 600nm of wavelength

The densification unit is inserted between the mask and the focalization system. Two kinds of assembly are foreseen. Firstly, we have designed an assembly based on flat mirrors. It is typically a ‘‘conformal’’ Michelson scheme<sup>3</sup>. Secondly, a fiber assembly using monomode optical fibers is planned. The technical concept is different but the role should stay the same: to carry the beams from the entrance pupil to the exit pupil with the suitable re-arrangement of the pupil configuration. The fiber configuration will certainly be preferred in the final VIDA design due to its great flexibility as well as for the spatial filtering properties, which allow the tip-tilt correction and improve the Point Spread Function (PSF) quality and stability.

A wavefront sensor (WFS) is installed before the mask. The monitoring of the wavefront surface before the mask allows a direct control of the tip-tilt and piston on each of the sub-apertures in the imaging beam. It will be useful to specify the accuracy required mainly for the OPD correction, and besides to determine the acceptable noise levels and the control quality required in the system. In a second step, the cophasing devices will allow to correct the differential piston errors between the beams. There is no tip-tilt correction foreseen at this stage.

## 2. The SIRIUS configurations

The SIRIUS bench allows to test different sub-pupils configurations of the VLTI that are mainly non-redundant ones. The four UTs are on a fixed position and the four available ATs can moved on 30 discrete stations but with some specific constraints<sup>12</sup>. Six delay lines are planned, allowing the combination of up to 6 telescopes. In the case of SIRIUS, we consider the case of four up to eight telescopes (4 UTs and 4 ATs). The layout and the diameters follow the configuration of the VLTI for a star transiting at zenith. We do not consider, in a first stage, the deformation of the entrance pupil due to the projection effect (declination, hour angle). To approach the study of the supersynthesis effects in the direct imaging process, the spatial filters can be rotated by step of 30 degrees, which correspond typically to two hours of the earth rotation. The idea is to sum snapshot images obtained each two hours to enhance the imaging properties.

Four main configurations are contemplated (see Fig. 3 & 4):

- the homogeneous configuration with 4 UTs (UT1, UT2, UT3, UT4),
- the homogeneous configuration with 4 ATs (A0, B5, J6, M0) corresponding to the largest baseline,
- the homogeneous configuration with 4 ATs (A1, B2, C2, D0) corresponding to the more compact configuration,
- the heterogeneous configuration with 4 UTs and 4 ATs (A1, D2, I1, M0) corresponding to one of the best (u,v) plane coverage (see Fig. 5).

In the last case, the maximum densification factor is constrained by the shortest baseline of the UTs, i.e. when the corresponding output densified pupils are tangent. However, with this factor, the densification of the ATs telescopes is not optimal. Since the entrance field of the ATs is larger than the one of UTs, it is possible to increase the densification factor for the AT pupils<sup>7</sup>, without reducing the Direct Imaging Field but with a gain in image quality. The first level of densification is achieved by increasing the output diameter of the AT pupils in order to fit it to the UT one. By this way, the Airy disc envelopes of the UTs and the ATs are equalized and all the light of the ATs is concentrated into the DIF of the UTs. The second step is done as previously by moving the centers of the sub-apertures. The maximum densification is then limited by the shortest baseline of the two ATs located on the A1 and D2 stations.

Config	4 UTs	4 UTs + 4 ATs	4 ATs (max)	4 ATs (min)
	4 UT	4 UT + A1, D2, I1, M0	A0, B5, J6, M0	A1, B2, C2, D0
$D_{i \text{ pupil}}$	70 mm	70 mm	70 mm	70 mm
$d_i$	2.73 mm	2.73 mm - 0.6 mm	0.6 mm	0.6 mm
$B_{i \text{ max}}$	43.41 mm	48.3 mm	67.3 mm	11.93 mm
$B_{i \text{ min}}$	15.55 mm	15.08 mm	16.22 mm	2.67 mm
$\gamma_{\text{max}}$	5.69	$\gamma_{\text{UT}} = 5.52 - \gamma_{\text{AT}} = 25.14$	27.03	4.44
$D_{o \text{ pupil}}$	12.3 mm	15.4 mm	2.6 mm	15.8 mm
$d_o$	2.73 mm	2.73 mm	0.6 mm	0.6 mm
$B_{o \text{ max}}$	7.63 mm	10.61 mm	1.33 mm	2.68 mm
$B_{o \text{ min}}$	2.73 mm	2.82 mm	0.6 mm	0.6 mm
FOV	45 as	45 as	206 as	206 as
DIF	10 as	10 as	8 as	60 as
Resel	3 as	3 as	2 as	20 as
FOV	16 resels	16 resels	112 resels	20 resels
DIF	3.4 resels	3.4 resels	4.3 resels	5.8 resels
Nresel	9	9	15	26

Figure 3: Characteristics of the 4 main input and output configurations used with SIRIUS at 600nm of wavelength

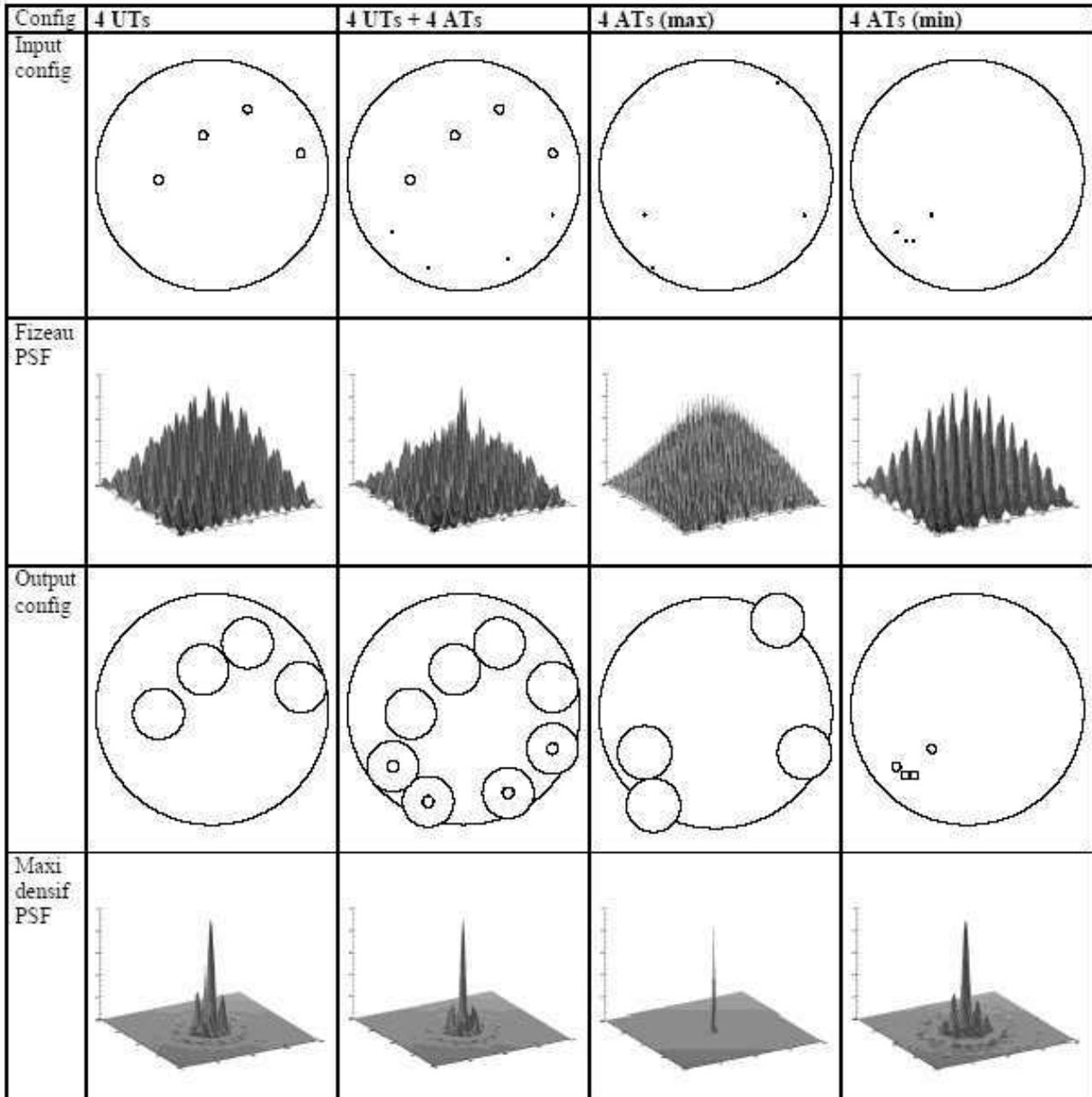


Figure 4: Sub-pupil arrangement and monochromatic PSF at 600nm of wavelength of the 4 main configurations used with SIRIUS for the Fizeau mode (up) and the maximum densification mode (down)

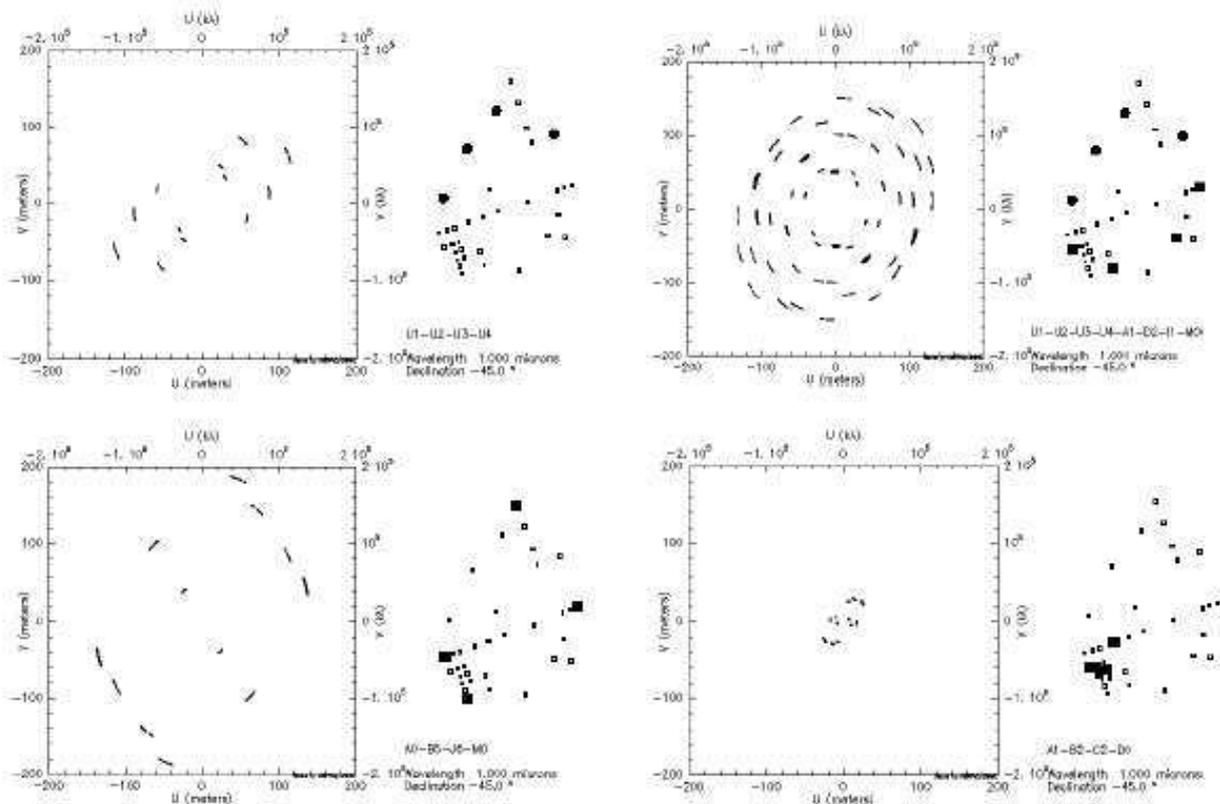


Figure 5: Spatial frequency coverage for one hour of integration time and by taking into account the apertures sizes (left) and sub-apertures positions (right) of the VLTI for 4 main configurations used with SIRIUS.

### 3. Basic elements

**Source:** A 635nm laser diode is used for the alignment of the bench. The voltage of the power supply is retained under the power threshold to produce spatially incoherent light and avoid undesirable interferences. A white light source is used for the scientific studies. The light from the source is coupled with a spatial filter by the adjunction of two aspherical lenses (diameter of 24mm, back focal length of 11.2mm) mounted head to tail.

Spatial filters are used to simulate different astrophysical objects. Three holes of 5 $\mu$ m, 10 $\mu$ m and 20 $\mu$ m are used to reproduce an artificial single star. The 5 $\mu$ m hole was chosen so that it would not be resolved by the maximum baseline of sub-aperture patterns. The other spatial filters will be used to study the contrast variation linked to the resolution of the object. Multiple stellar systems are created by multi-holes masks pierced with a laser. For now, binary systems are foreseen with unresolved stars (5 $\mu$ m) with different separations: 10 $\mu$ m, 20 $\mu$ m, 30 $\mu$ m and 50 $\mu$ m. This range of separation is useful to study the resolving power of the densified system and the properties of the PSF in the field.

**Collimator:** The diameter of the collimated input beam is 70mm. A Newton type assembly is used in order to limit the central obstruction (only one AT position (G2) will be impossible). Hence a small prism (10x10mm<sup>2</sup>) with a reflective coating on the hypotenuse sends the light to a parabolic mirror with a focal length of 660mm. The positioning of the spatial filter is done by two micrometric translations in the plan perpendicular to the optical axe.

**Multi-aperture mask:** The mask transforms the input pupil with a diameter of 70mm in few sub-apertures with a diameter of 2.73mm and 0.6mm corresponding to the UTs and the ATs respectively. Few masks have been built with the suitable holes. Only few configurations have been retain in a first time as previously described (see Fig. 3).

**Camera:** The CCD detector operates in the visible from 400nm to 800nm with a maximum of sensitivity around 600nm. The exposure time can be selected between 20ms and 250ms.

**Spectral filter:** This interferential filter is mounted just before the detector. The spectral bandwidths have been chosen so that the chromatic effects must be negligible compared to the diffraction effects. Therefore, the PSF must stay inside the Airy peak of the system with the full pupil. According to the optical system simulations, the bandwidth must stay below 100nm. Then three spectral filters have been retained around the 600nm wavelength: 10nm, 40nm and 80nm. This range of spectral bandwidths is useful to study the chromatic influence of the source on the direct image.

**Wavefront sensor:** It is a Shack-Hartman analyser with 16 by 16 sub-apertures. The acquisition frequency reaches 1000Hz. The accuracy on the wavefront surface reaches  $\lambda/200$  rms. The wavelength range goes from 350nm to 1100nm. A beam-splitter, put before the Fizeau mask, sends 10% of the light to the WFS. An achromat with a focal length of 400mm adjusts the 70mm pupil diameter with the 2.5mm sensitive area diameter of the WFS, which is positioned after the focal plan of the achromat. The positioning of the WFS is done manually for the translation and the tip-tilt adjustment is done by two micrometric rotating plates. To improve the quality of the wavefront analysis, a field lens is added at the achromat's focus.

#### 4. Design of the Fizeau mode

The Fizeau mode preserves the pupil shape and recombines directly the beams coming from each sub-apertures. The test bench is then used without the densification unit (see Fig. 6). This preliminary step is useful to determine the features of the optical system in terms of flux, chromatism, aberrations and stability. With the use of the wavefront sensor, we will be able to link the characteristics of the direct Fizeau image with the measured errors of piston and tip-tilt on each sub-aperture.

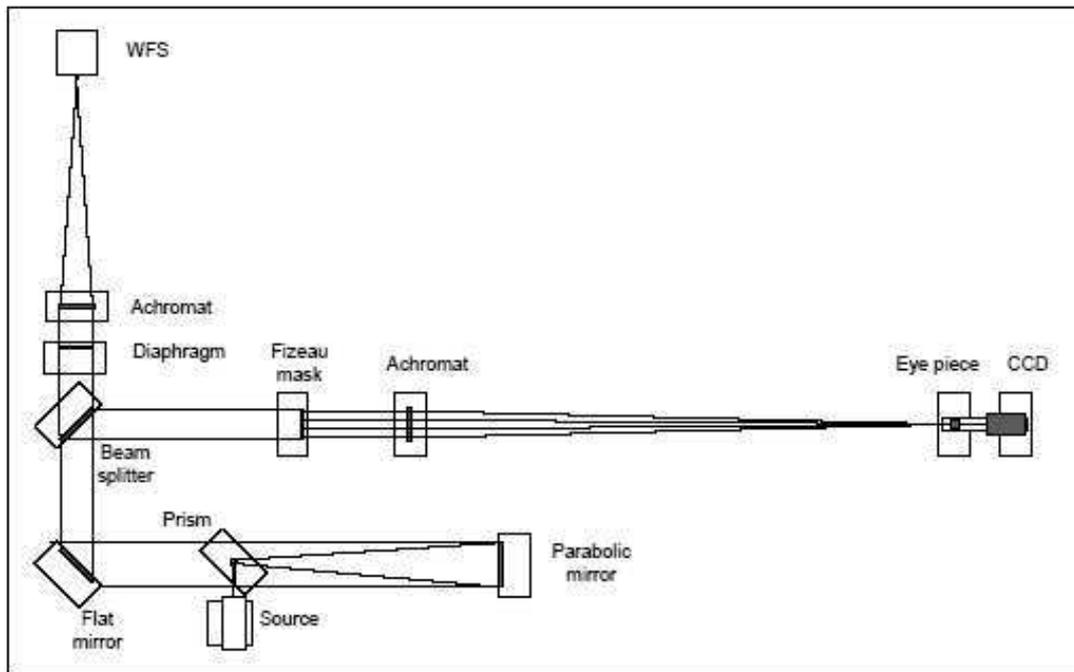


Figure 6: Principle of the reflective densified mode of the SIRIUS bench

**Focusing system:** It is used to focus and combine the beams from the multi-aperture mask to the CCD with the correct magnification allowing a correct sampling of the image. The focal length will of course depend of the wavelength and of the maximum baseline of the configuration. Its range is between 1.5 and 9m. The system uses an achromat combined with an eye piece (focal length of 1200mm and 6mm respectively) with a variable distance between them to adjust the effective focal length.

### 5. Design of the densified mode

The densified mode transforms the entrance pupil in an exit pupil with a various densification factor (see Fig. 7). It is included between 1 (corresponding to the Fizeau mode) and the maximum value depending on the shortest baseline. The densification unit can be inserted in an interferometric focal instrument like an option module to densify the pupil before combination.

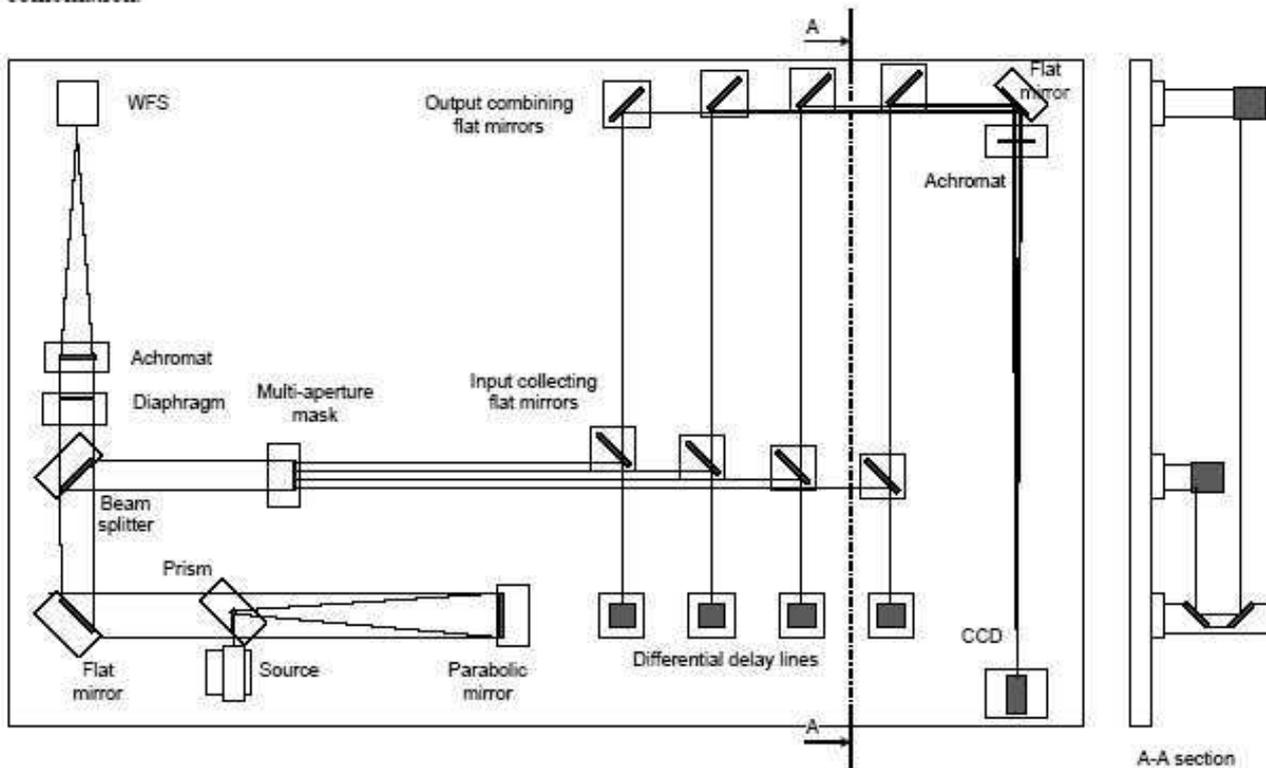


Figure 7: Principle of the reflective densified mode of the SIRIUS bench

The first concept is the reflective densified assembly. It will make use of flat mirrors to carry the beams.

**Collecting mirrors:** The entrance system of densification is composed of separated flat mirrors, one by arm, sending the beam to a delay line. The elements are arranged in staggered rows to make up for the bulk problem and the coin of the reflective surface is used to avoid vignetting.

**Delay line:** It provides a first static correction to compensate the different optical path coming from the sub-pupils reconfiguration. It is constituted by a roof mirror mounted vertically and movable on a micrometric translation plate.

**Combining mirrors:** The exit system is similar with the entry. Flat mirrors reflect the beams to the imaging system with the suitable configuration. The position of this mirror in each beam allows to re-arrange the sub-apertures. For different input configurations, the output mirrors can be adjusted in position in order to achieve the correct densification.

**Focusing system:** It is similar to the Fizeau one but the focal length is now between 0.15 and 1.2m, due to the more compact configuration after the densification. The Michelson scheme does not affect so much the scale of the fine interference structures but changes the image focus<sup>3</sup>. The achromat with a focus length of 1200mm is sufficient in most of the case.

The fiber densified assembly will subsequently carry the beams from the input collecting mirrors to the output combining mirrors.

### EXPECTED IMAGING PERFORMANCES

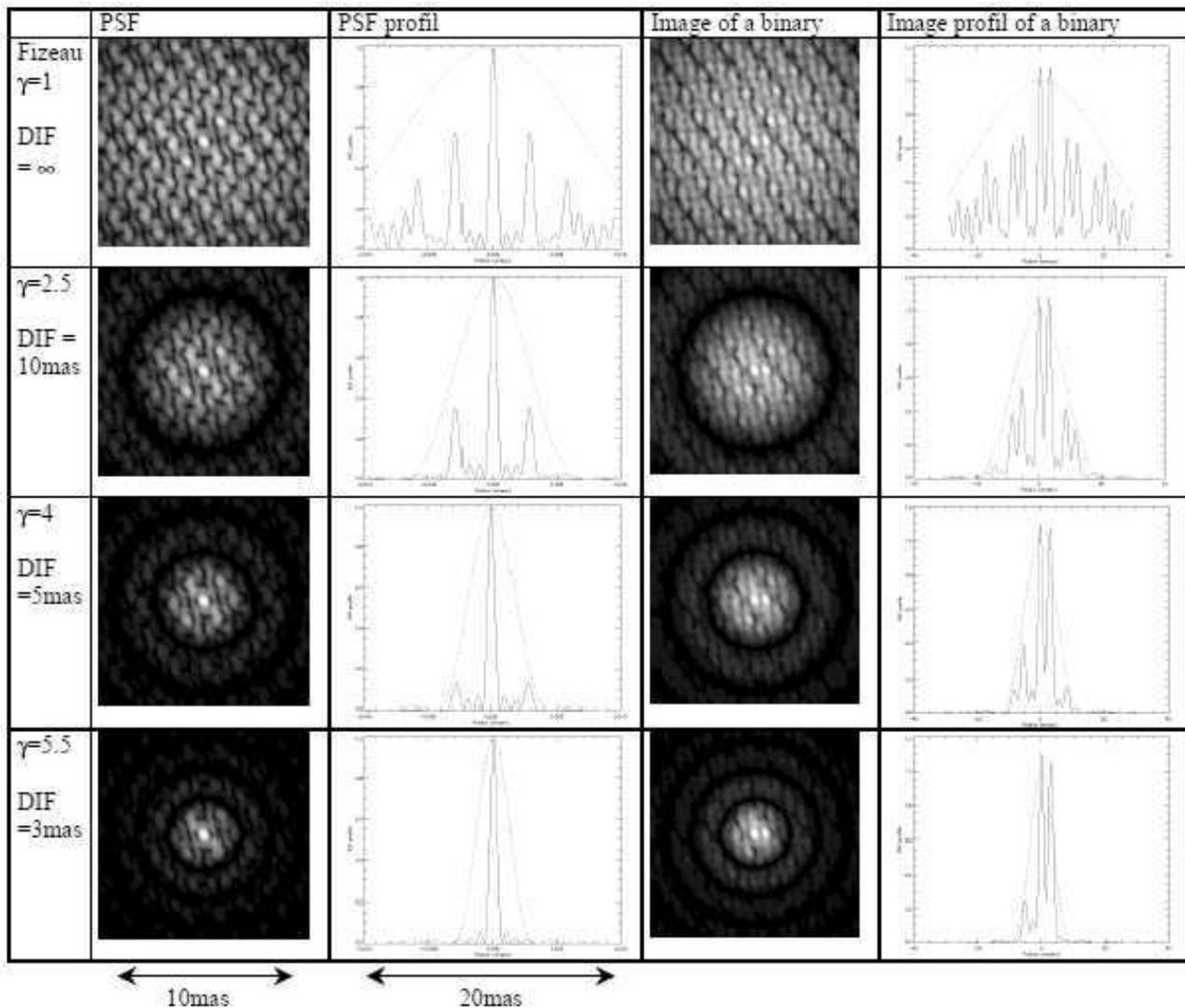


Figure 8: Monochromatic image at 600nm of wavelength of a single star (PSF) and a binary (separation of 1mas, difference of magnitude 0) expected with the 4UTs & 4ATs configuration of the VLTI (FOV = 15mas ; Resel = 1mas ; Width of the image = 10mas ; Width of the profil = 20mas) as a function of the densification factor

Numerical simulations have been done to study the imaging performances of VIDA (see Fig. 8). The monochromatic PSF is calculated by increasing the densification factor from 1 corresponding to the Fizeau mode up to 5.5 corresponding to the maximum densification in the case of the 4UTs and 4ATs heterogeneous configuration. This configuration allows a resolving power of 1mas. The initial FOV (in fact the Airy disc of the UT at 0.6  $\mu\text{m}$ ) has a diameter of 15mas. After the highest densification, all the light is concentrated in the DIF which will have a diameter of 3mas, so that the signal to noise ratio is improved. These simulations are done without readout noise, photon noise and wavefront perturbations.

The case of a system of two un-resolved stars of equal intensities is also represented. The ensuing image is a pseudo-convolution of the object with the PSF<sup>3</sup>. The properties of the convolution are retained only in the DIF. The angular separation is fixed to 1mas. It corresponds to 3as in the case of the SIRIUS bench, which is achieved by using the spatial filter of two holes of 5 $\mu\text{m}$  separated by 10 $\mu\text{m}$ . It is also foreseen to test other binary systems with different angular separations. The spatial filters of 20 $\mu\text{m}$ , 30 $\mu\text{m}$  and 50 $\mu\text{m}$  correspond respectively to 6as, 9as and 15as in the case of SIRIUS and 2mas, 3mas and 5mas in the case of the VLTI. Simulations show that if the second star is outside the DIF, ghost peaks appears and must be treated carefully. Different images processing such as field reconstruction or dedicated deconvolution algorithms are foreseen to reconstruct efficiently the highest field.

The influence of the spectral bandwidth has been also studied (see Fig. 9). For a bandwidth lower than 80nm, the chromatism does not affect so much the image quality of the DIF. The influence of piston and tip-tilt errors has been simulated<sup>4</sup>. The case of resolved stars will be subsequently analyzed. The SIRIUS bench will allow to validate these simulations in the specific cases of VIDA.

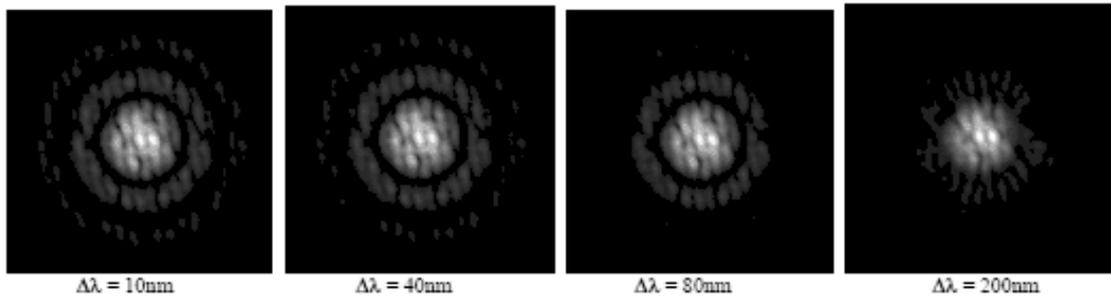


Figure 9: Densified images at 600nm of wavelength of binary (separation of 1mas) expected with the 4UTs & 4ATs configuration of the VLTI as a function of the spectral bandwidth (RGB colors) - Width of the image = 10mas

## FUTURE IMPROVEMENTS

The Fizeau setup has just been built and tested. The WFS will be soon available and will be integrated to the experiment during summer 2004. The next step consists in the detailed design of the reflective densified assembly. We plan also to start the design of the fiber densified assembly. At this stage, cophasing mirrors are foreseen, constituted by flat mirrors mounted on piezo translation stage. An adaptive optic system can be added at the location of the beamsplitter for the wavefront sensor. This device will obviously improve the cophasing and will be mandatory for observation on the sky. The last step will be to test the addition of a coronagraph at the direct densified focus, as proposed by Labeyrie et al.<sup>6</sup>.

## REFERENCES

1. O. Lardière, "VIDA (VLTI Imaging with a Densified Array), a densified pupil combiner proposed for snapshot imaging with the VLTI", Proc. SPIE Vol. 4838, pp. 1018-1027, 2002
2. O. Lardière et al., "VIDA: A hypertelescope on the VLTI: Last instrument design studies and performance analysis", these proceedings, 2004
3. A. Labeyrie, Resolved imaging of extra-solar planets with future 10-100 km optical interferometric arrays, A&As Vol. 118, pp. 517-524, 1996
4. O. Lardière, Coronagraphic Imaging on the VLTI with VIDA, EAS Publications Series, 2004, to be published
5. P. Riaud et al., "Coronagraphic search for exo-planets with a hypertelescope", A&A, Vol. 396, pp. 345-354, 2002
6. A. Labeyrie et al., "Hypertelescope imaging: from exoplanets to neutron stars", Proc. SPIE vol. 4852, Hawaii, 2002
7. A. Labeyrie, "Feasibility of coupling Euro-50 interferometrically to a Carina hypertelescope", 2nd Backaskog conf. on ELTs, Proc. SPIE 5382, in press
8. E. Pedretti et al., "First images on the sky from a hypertelescope", A&A Supp, Vol. 147, pp. 285-290, 2000
9. S. Gillet et al., "imaging capabilities of hypertelescopes with a pair of micro-lens arrays", A&A, Vol. 400, pp. 393-396, 2003
10. P. Riaud et al., "The Hypertelescope and scientific drivers", From optical to millimetric interferometry: scientific and technological challenges. Proceedings of the 36th Liège Int. Astroph. Coll., 2001.
11. C.A. Hummel et al., "First observations with a co-phased six-station optical long-baseline array: Application to the triple star  $\eta$  Virginis", A&A, Vol. 125, pp. 2630-2644, 2003
12. A. Glindemann et al., "Functionnal description of the VLTI", ESO, 2002



**Annexe F**

**Article SPIE 2006**



# Direct Imaging in Interferometry : Technical Aspects and Preliminary Results of a Fibered Pupil Densifier

Fabien Patru<sup>a</sup>, Denis Mourard<sup>a</sup>, Laurent Delage<sup>b</sup>, François Reynaud<sup>b</sup>, Jean-Michel Clausse<sup>a</sup>, Daniel Bonneau<sup>a</sup>, Michael Dubreuil<sup>a</sup>, Alain Roussel<sup>a</sup>, Yves Hugues<sup>a</sup>, Sandra Bosio<sup>a</sup>, Yves Bresson<sup>a</sup> and Olivier Lardière<sup>c</sup>

<sup>a</sup> Observatoire de la Côte d'Azur, Dpt. Gemini, UMR CNRS 6203, avenue Copernic 06130 Grasse, France

<sup>b</sup> XLIM, Dpt. Photonique, UMR CNRS 6172, 123 avenue Albert Thomas 87060 Limoges Cedex, France

<sup>c</sup> Collège de France, Observatoire de Haute Provence, 04870 Saint Michel l'Observatoire, France

## ABSTRACT

We present a test bench designed to study the performances of interferometric recombination systems, mainly for direct imaging applications (hypertelescope principle). It aims at comparing the aperture synthesis, Fizeau and densified pupils beam combination schemes. It allows identification of the technical requirements like photometry and cphasing correction of the futur imaging recombiners for large arrays. A densified assembly has been designed in the visible wavelenghts, using a multi-apertures mask associated with a wavefront sensor. It allows pupil rearrangement and spatial filtering by using single mode fibers. The technical specifications and the conception of the fiber densifier are described here, with a particular attention to the correction of the differential chromatic dispersion.

**Keywords:** interferometry - imaging - direct imaging - pupil densification - monomode fiber

## 1. INTRODUCTION

An interferometric test bench, called SIRIUS, has been developped at the Observatoire de la Côte d'Azur (OCA) to study the recombination schemes for imaging, especially the hypertelescope concept<sup>1</sup>. The pupil densification consists in a rearrangement of the pupil to increase the pupil filling rate by increasing the relative size of the sub-pupils. It improves the direct imaging capabilities of an interferometer by a sensitivity gain without field loss<sup>2</sup>.

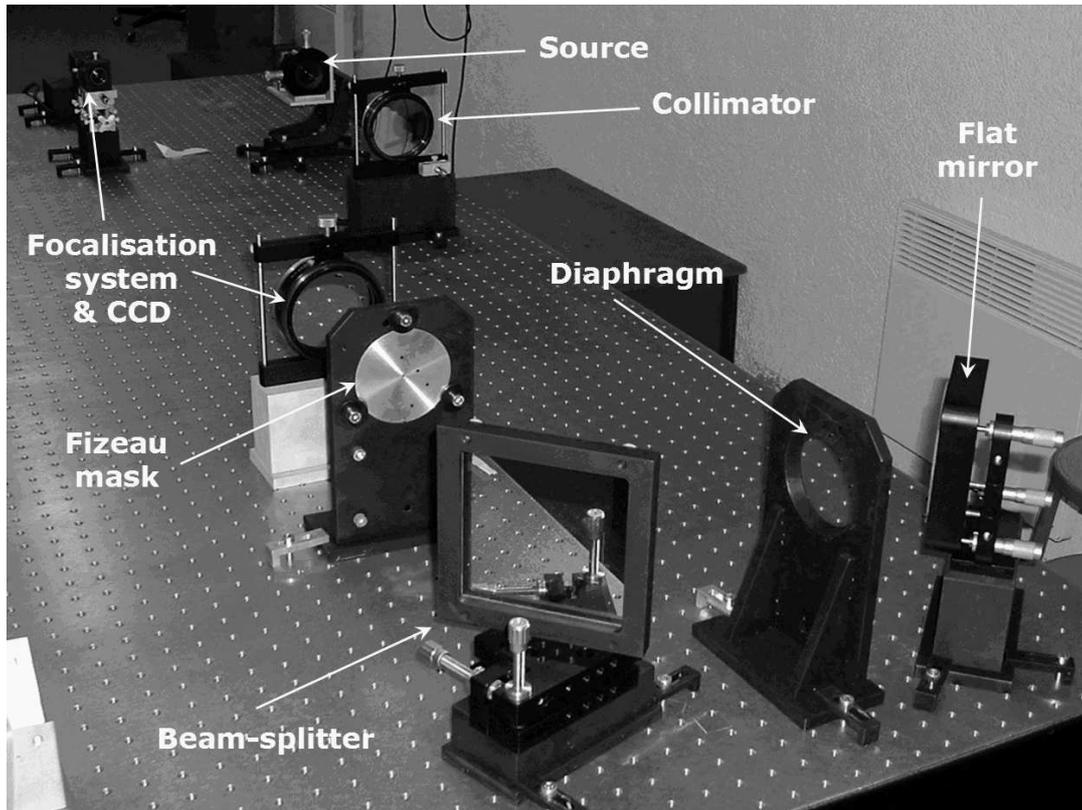
This concept has been proposed for VIDA (VLTI Imaging with a Densified Array), a second generation instrument for the VLTI<sup>3,4</sup>. A pupil densifier is foreseen for CARLINA<sup>5,6</sup> and it can also be considered for future space missions as TPF or DARWIN<sup>7</sup>.

First, a Fizeau scheme has been achieved<sup>8</sup> and is presented by the figure 1. Then a pupil densification scheme has been designed. A Michelson scheme using reflective surfaces has been considered<sup>8</sup>, but it has not been retained due to problems of stability and complexity. Monomode optical fibers allow spatial filtering and offer a more compact and flexible solution for beams combination<sup>9</sup>. A concept of a pupil densifier using up to 8 monomode fibers is presented here.

The attention is focussed in this paper on a fiber delay-line which allow to compensate the differential chromatic dispersion induced by the inhomogeneities between fibers. This fiber delay-line has been developed and mounted by the XLIM laboratory, and are now tested and adjusted. A preliminary experiment has been completed to balance the fibers optical lenghts by the method of channeled spectrum<sup>10</sup>.

---

Further author information: (Send correspondence to F. Patru)  
F. Patru: E-mail: Fabien.Patru@obs-azur.fr, Telephone: +33 (0)4 93 40 53 66



**Figure 1.** SIRIUS bench in the Fizeau mode. An astrophysical object (uniform disk or binary) is simulated by a spatial filter coupled with a fiber source in the visible wavelengths ( $600nm \pm 40nm$ ). A collimator ( $F_c = 1200mm$ ) provides an input pupil of  $70mm$  of diameter. The beam is reflected on a flat mirror and a beam-splitter, where 10% of flux is sent to a wavefront sensor. Then the entrance pupil passes through the Fizeau mask composed of several sub-pupils, which represent the array configuration. Finally, a focalisation system combines the beams on the camera CCD with a magnification of  $G = F_f/F_c$  between 1 and 10. To densify the pupil, a fiber densifier is inserted between the Fizeau mask and the focalisation system.

## 2. THE FIBERED PUPIL DENSIFIER

Several configurations of interferometric arrays are foreseen<sup>8</sup>. To provide an homothetic transformation of the layout of the input pupil, the position of the sub-apertures centers are preserved. To adapt the direct imaging field (DIF) with the object size<sup>2</sup>, the diameters of the sub-apertures are zoomed. Thus, the densification factor corresponds to the ratio of the output and input diameters.

The technical specifications are derived from criteria measuring the quality of the direct image, in terms of intensity distribution. The degradations are quantified by studying the intensity of the central peak and the energy dilution from the central peak to the speckles halo<sup>9</sup>. The technical specifications depends on classical interferometric requirements due to the fibers (as coupling, polarization and chromatic dispersion effects) and on specific problems linked to the combination of fiber imaging and direct imaging properties.

The bench has been designed to maintain the chromatic effects lower than the diffraction effects for a spectral bandwidth of  $80nm$  around  $600nm$ . Numerical simulations allowed to specify the top-level requirements for direct imaging combination schemes. The cophasing requires an accuracy of  $\lambda/4$  in real time<sup>3</sup> for the imaging mode. For that purpose also, the differential photometry should be limited to 10% between the beams and the polarization axes must be aligned with an accuracy higher than  $2.5^\circ$  to avoid differential polarization problems.

To superimpose the polarization axes of the fibers on each arm of the interferometer, we use polarization maintaining monomode optical fibers (HP600), described by table 1. Bow-tie type fibers have been chosen but Panda fibers are now available in the visible wavelength.

However, in the fibered case, the chromatic dispersion effect has to be corrected (see Sect. 3). Moreover, the direct image properties are affected by the gaussian output intensity distribution of the fibers. The new intensity

**Table 1.** Characteristics of the polarisation maintaining monomode fibers (HP600) used on SIRIUS.

Type	Bow-tie
Nominal wavelength	633nm
Cutoff wavelength	550nm ± 50nm
Normalized cutoff frequency	2.68
Numerical aperture	0.14 – 0.18
Material of the fiber core	silica
Diameter of the fiber core	3.2μm
Diameter of the cladding	125μm

**Table 2.** Characteristics of the piezo-electric translators (MS30) from Trioptics (manufacturing specifications and preliminary tests of validation).

Stroke	8mm
Moving speed range	1μm/s to 1mm/s
Working moving speed	0.1mm/s
Minimum resolution	3nm
Nominal resolution	50nm
Precision	200nm
Stability	< 100nm during 8 hours
Initial derive after a switch on	up to 1μm on 3 hours
Hysteresis	< 30nm

distribution in the global entrance pupil degrades the densification efficiency, compared to a uniform intensity distribution. The constraint is to properly fit the unlimited gaussian field to define an output sub-pupil disc with the diaphragm. It has been shown<sup>9</sup> that there is an optimum for the width of this diaphragm, which is a trade-off between the losses of transmission and the efficiency of the densification. The diaphragm radius  $R_o$  has to follow  $k = R_o/\omega(F_o)$  with  $\omega$  the beam radius corresponding to the radial distance at which the amplitude of the beam is equal to  $1/e$  time the on-axes amplitude. This condition provides the same aperture angle of the output beams of each fiber and thus the same envelope shape of the intensity distribution in each sub-pupil, whatever the array configuration or the densification factor. The output aperture angle depends only on the numerical aperture of the fiber, on the diameter of the fiber-core and on the wavelength.

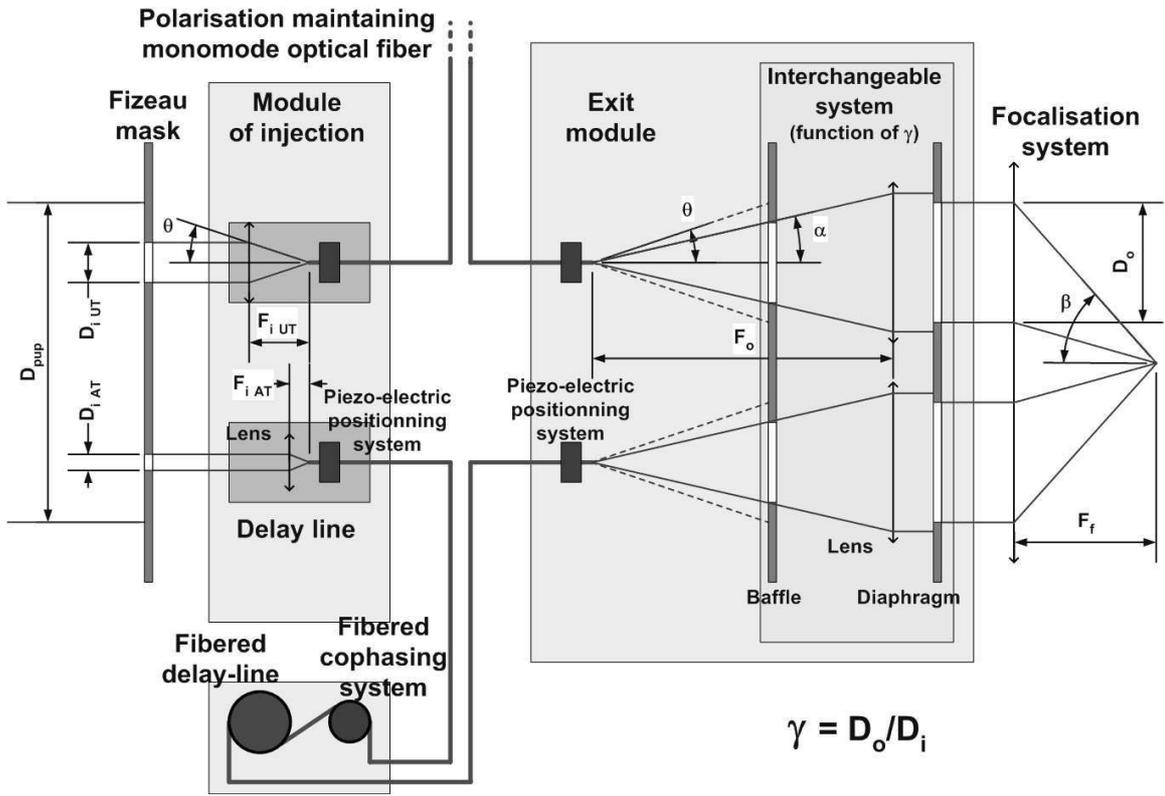
The concept of fibered pupil densifier SIRIUS is described by the figure 2. We distinguish the module of injection, the fiber delay-line, the cophasing system and the exit module.

### 2.1. Module of injection

The maximum of flux is transmitted by optimizing the coupling ratio of the fibers with the injection module (Fig. 3). The characteristics of the piezo-electric translator used on this system are described in table 2. Numerical simulations show that a loss of 10% is produced by a shift of 0.4μm or by a defocus of 10μm of the input fiber core. Then, the differential photometry is minimized by adjusting the coupling ratio of each fiber.

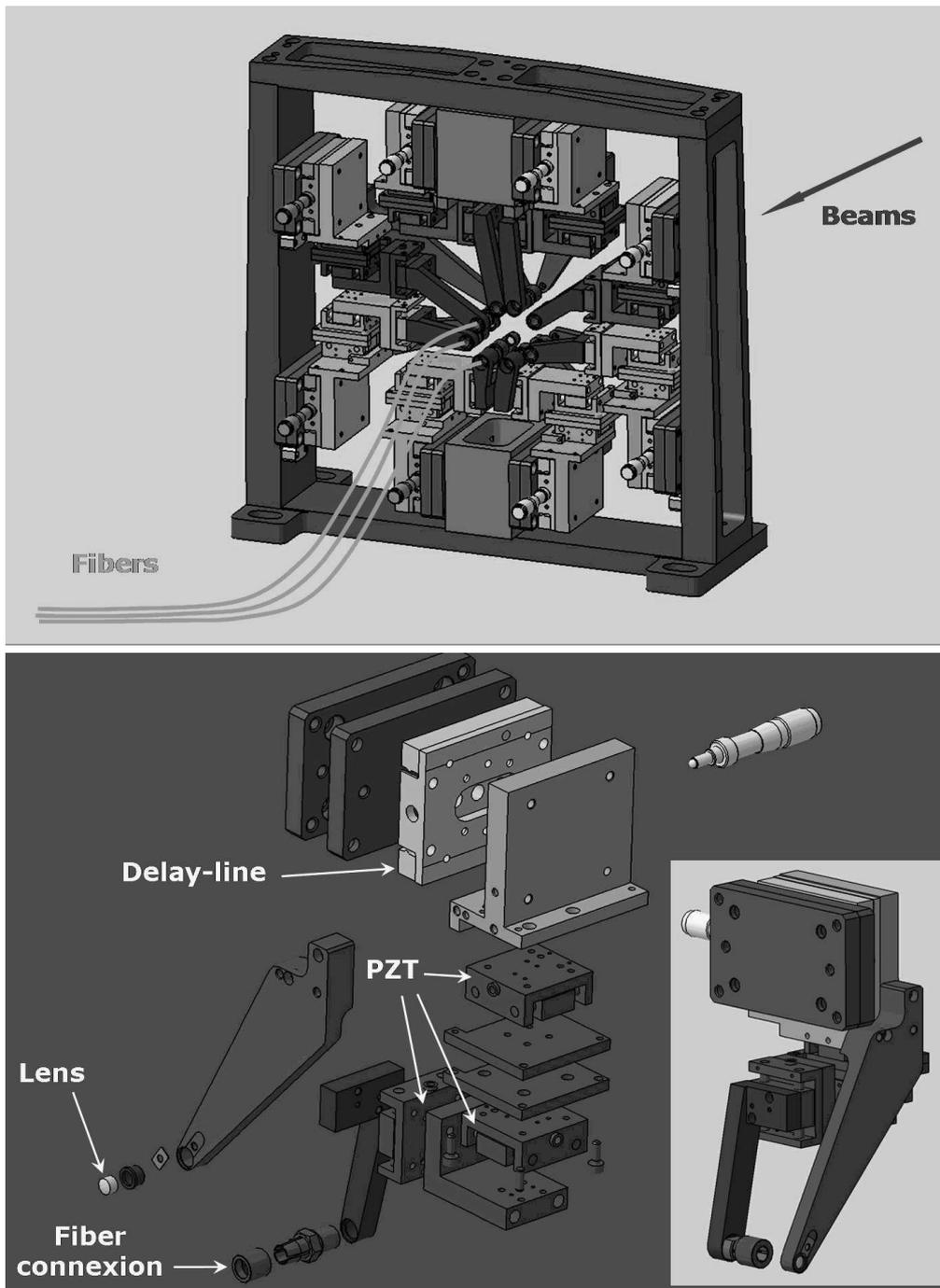
### 2.2. Fiber delay-line

First, the geometrical lengths of the fibers are equalized with an accuracy of  $10m \pm 2mm$  by polishing the tip of the fibers. Then, a fiber delay-line is used to balance the optical lengths of the fibers to cancel the differential chromatic dispersion (Fig. 4). Preliminary tests show that this delay-line can stretch the fiber with a resolution better than 50μm and with a stroke of about 6mm in equivalent air path. Finally, an air delay line with a resolution of 10μm is used to compensate the delay induced by the stretching of the fiber.



Number of beams	$N_T$	up to 8
Diameter of the full entrance pupil	$D_{pup}$	70mm
Numerical aperture of the fiber	$N_A = \sin(\theta)$	$\approx 0.16$ ( $\theta = 9.2^\circ$ )
Diameter of the input beam	$D_i$	0.6mm (AT), 2.7mm (UT) or 4mm
Focal length of the injection lens	$F_i$	vs $D_i$
Aperture angle of the output beam	$\alpha$	$7.2^\circ$
Diameter of the output beam	$D_o$	15mm (UT-AT) or 20mm
Focal length of the collimation lens	$F_o$	vs $D_o$
Maximum factor of densification	$\gamma_{max}$	5.5
Focal length of the focalisation system	$F_f$	vs $G$
Maximum aperture angle of the focalized beams	$\beta$	$\approx 0.5^\circ$

**Figure 2.** Principle and main parameters of the fibered pupil densifier of SIRIUS. The pupil is rearranged by preserving the input/output layout of the array and by increasing the diameters of the sub-pupils. Each beams of the Fizeau Mask is injected in a polarization maintaining monomode fiber, through an injection module. A polarizer at the entry provides a linear polarization to define the axes of propagation. An air delay-line, integrated in the injection module, is used on each arm to correct the intrinsic optical path defaults of the system. The lengths of the fibers are adjusted to cancel the chromatic dispersion with an optical fiber delay-line. The cophasing module is based on a fiber optical path control system. The exit module of the fibers collimates each truncated gaussian beam with the right diameter of the diaphragm. 3 levels of densification are foreseen with 3 interchangeable sets of collimation.



**Figure 3.** The module of injection is composed of 8 sub-modules. A sub-module consists of an achromatic lens and a nano-positioning system composed of 3 piezo-electric translators to bring the fiber core to the focus of the lens. The tilt of the fiber-head is ensured mechanically. The axial rotation for polarisation alignment is allowed by turning the fiber-head in its connector. An air delay-line is integrated in each sub-module by moving together the lens and the fiber head with a micrometric translator.



**Figure 4.** Fibered delay-line and piezo-electric cophasing system, from the XLIM laboratory. Both are integrated in the same box.

### 2.3. Fiber cophasing system

The cophasing system is integrated with the fiber delay-line (Fig. 4) and is based on a piezo-electric system (PZT). This fiber length control system allows modulation or stabilisation at the zero optical path difference (OPD). The stroke of the cophasing module is limited to  $100\mu\text{m}$  to avoid chromatic dispersion. The resolution can reach  $\lambda/100$  with a servo control.

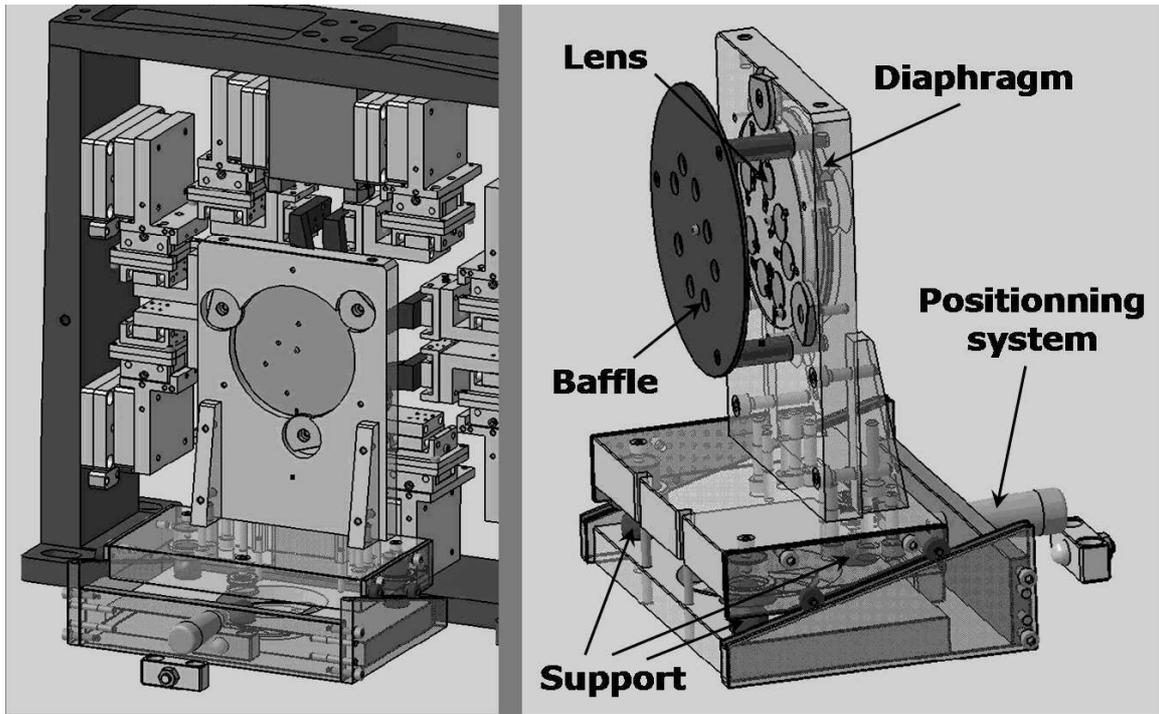
### 2.4. Exit module

To superimpose accurately the spots at the imaging focus, the tilt of each beam is corrected by the exit module upstream of the focalisation system (Fig. 5). A photometric difference of 10% between two sub-images is induced by a radial shift of  $0.35\text{mm}$  or a defocus of  $3\mu\text{m}$  of the output fiber head from the focus of the collimating lens.

For a given entrance pupil configuration, 3 levels of densification are foreseen :

- $\gamma = \gamma_{max}$ , for a maximal densification providing the highest dynamic,
- $\gamma = \gamma_{max}/2$ , for a partial densification,
- $\gamma = 1$ , without densification, i.e. in the case of a fibered Fizeau scheme, which is different from the direct Fizeau scheme (Fig. 1) because the convolution relationship is lost<sup>2</sup> .

The output pupil diameter  $Do$  depends on the input diameter  $Di$  of a sub-pupil and on the level of densification  $\gamma$  :  $Do = \gamma Di$ . The focal length of the collimating lens is chosen to properly adjust the diaphragm diameter  $Do$  with the gaussian field distribution at the output of the fiber<sup>9</sup> . Thus, 3 interchangeable systems are foreseen to collimate the emerging beams, composed of 3 different focal lengths and 3 different diaphragm diameters.



**Figure 5.** The exit module is divided in two parts. The first part is similar to the injection module (left). Each sub-module is composed of 3 piezo-electric translators, but without lens and without air delay-line. The lens is mounted on a separate system (right) which supports the 8 achromatic lenses with the suitable baffles and diaphragms. An accurate positioning system allows to chose between 3 collimating systems, corresponding to 3 levels of densification.

### 3. COMPENSATION OF THE DIFFERENTIAL CHROMATIC DISPERSION

A specific test bench has been designed to correct the differential chromatic dispersion by balancing the optical lengths of the fibers. The test bench consists on a Mach-Zender interferometer with a complete fiber section on each arm. The visible spectrometer of the GI2T/REGAIN<sup>11</sup> is used to provide a high spectral resolution ( $R=30000$ ). The optical scheme is presented in figure 6.

First, the coupling rate is optimized on each arm with the module of injection. Then the neutral axes of the fibers are aligned with the method of crossed polarizer/analyzer. The purpose is to minimize the coupling between the 2 polarization axes of the fiber by maximizing the extinction rate.

Finally, the balance of the fibers is achieved by the channeled spectrum method, which is described in details by Vergnole<sup>12</sup>. The spectrum of the interferometric mixing is computed to deduce the spectral phase of the channeled spectrum. The spectral phase is adjusted by a Taylor series expansion of order 3. The coefficient of order 1, which corresponds to the optical path difference, is cancelled with the air delay-line. The coefficients of order 2 and 3, which corresponds to chromatic dispersion, are cancelled with the fiber delay-line.

The 8 fiber sections, designed for SIRIUS, has been tested on the bench with a reference fiber. The coupling rates of the fibers are of the order of 50%. The power lost is mainly due to a tilt of the fiber-head owing to the connector at the entry. The differential photometry reaches 20% in the worst case and should be corrected with the modules of injection. The extinction rates range from 22dB to 27dB, compared to 31dB without fiber. The polarization contribution corresponds to a misalignment of neutral axes and/or to external mechanical constraints localized in places in the fibers. The correction of differential chromatic dispersion is in progress.

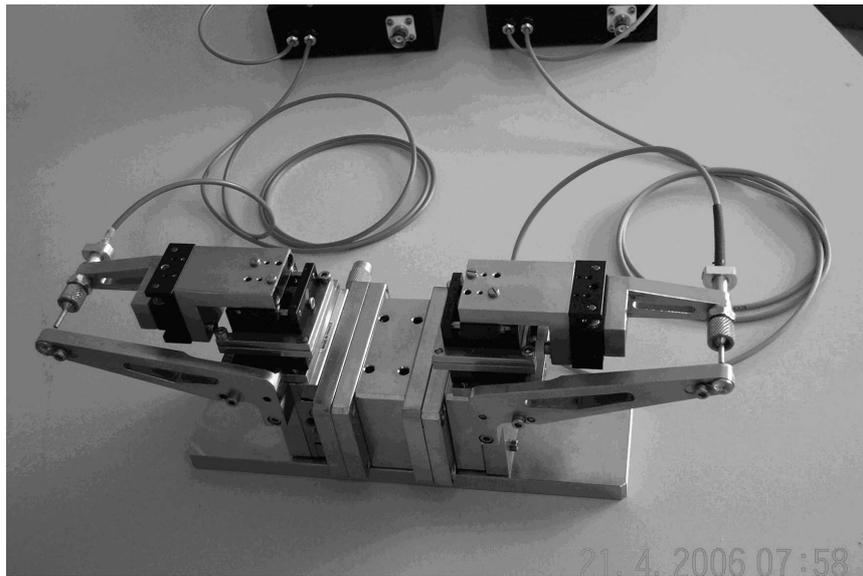
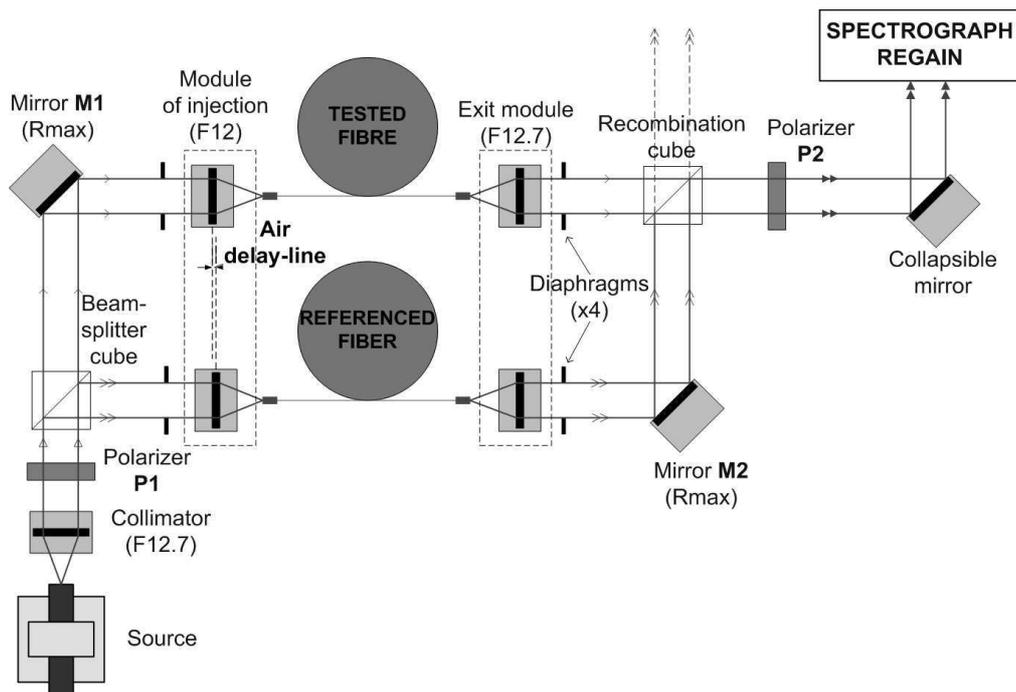
### 4. FUTURE IMPROVEMENTS

The implementation of the SIRIUS bench should be finished this summer. The next step is to test and valid a control system to automate the alignment of the densifier by driving all the piezo-electric degrees of freedom (48 PZT translators and 8 PZT cophasing systems). For that, algorithms are developed to optimize the injection in each fiber, to properly superimpose the sub-images on the CCD and to ensure the cophasing of the beams with a

fringe sensor unit. Afterwards, it is foreseen to valid the fiber densifier SIRIUS by observations on the sky with the telescope MeO at the Calern observatory, and later with a larger telescope equipped with an adaptive optic. The last step will be the addition of a coronagraph at the direct focus, as proposed by Labeyrie<sup>5</sup>.

## REFERENCES

1. A. Labeyrie, "Resolved imaging of extra-solar planets with future 10-100 km optical interferometric arrays," *A&A Suppl. Ser.* **118**, pp. 517–524, 1996.
2. O. Lardière et al., "Direct imaging with highly diluted apertures. I. Field of view limitations," in preparation
3. O. Lardière et al., "VIDA, a hypertelescope on the VLTI: last instrument design studies and performance analysis," in *New Frontiers in Stellar Interferometry*, W A. Traub, ed., *Proc. SPIE* **5491**, pp. 415, 2004.
4. O. Lardière et al., "VIDA, a direct spectro-imager for the VLTI," in *The power of optical/IR interferometry : recent scientific results and 2nd generation VLTI instrumentation*, Garching b. Munchen, ed., *ESO workshop*, 2005.
5. A. Labeyrie, "Hypertelescope imaging : from exo-planets to neutron stars," in *Interferometry in Space*, Shao, Michael, ed., *Proc. SPIE* **4852**, pp. 236–247, 2003.
6. H. Le Coroller, "Tests with a Carlina-type hypertelescope prototype. I. Demonstration of star tracking and fringe acquisition with a balloon-suspended focal camera," in *A&A Suppl. Ser.*, **426**, pp. 721, 2004.
7. C. V. M. Fridlund, "Darwin and TPF technology and prospects," in *New Frontiers in Stellar Interferometry*, W A. Traub, ed., *Proc. SPIE* **5491**, pp. 227, 2004.
8. F. Patru et al., "An interferometric imaging test bench: the densified pupil concept applied to the VLTI," in *New Frontiers in Stellar Interferometry*, W A. Traub, ed., *Proc. SPIE* **5491**, pp. 1613, 2004.
9. F. Patru et al., "Optimization of the direct imaging properties of an optical fibered long baseline interferometer," *MNRAS*, to be published
10. H. T. Shang, "Chromatic dispersion measurement by white light interferometry on meter-length single-mode optical fiber (A)," *JOSA* **71**, pp. 1587, 1981.
11. D. Mourard et al., "The GI2T/REGAIN Interferometer," *C.R.A.S.* **t2, S.IV**, pp. 35–44, 2001.
12. S. Vergnole et al., "Accurate measurements of differential chromatic dispersion and contrasts in an hectometric silica fibre interferometer in the frame of OHANA project," *Optics Communications* **232**, pp. 31, 2004.



**Figure 6.** Optical scheme of the test bench used for the balance of the fibers (top). In a first step, the Mach-Zender interferometer is aligned without fiber. The fiber core of the light source, which simulates an unresolved star, is placed on the focus of a collimator. The polarizer P1 at the entry provides a linear polarization. Then, the beam is split thanks to a non-polarizing beam-splitter cube 50/50. After reflexion of a flat mirror, the beams are recombined by a second beam-splitter cube. The polarizer P1 at the output is used as an analyzer to superimpose the neutral axes of the fibers. The interferometric mixing goes to the spectrometer REGAIN of the G12T. In a second step, a complete fiber section is inserted on one arm and a referenced fiber is used on the other arm. A fiber section is composed of elements designed for SIRIUS, which are the module of injection, the air delay-line, the fiber delay-line and the fiber cophasing system. The photo (bottom) shows the module of injection, composed of 2 sub-modules.



## Annexe G

# Bibliographie de l'auteur

### **PUBLICATIONS DANS DES REVUES A COMITE DE LECTURE**

J. Maire, A. Ziad, J. Borgnino, D. Mourard, F. Martin, S. Jankov, D. Bonneau, and F. Patru, 2005, "Wavefront outer scale deduced from interferometric dispersed fringes", *A&A*, 448, 1225

O. Lardière, F. Martinache, and F. Patru, 2007, "Direct imaging with highly diluted apertures. I. Field of view limitations", to be published in *MNRAS*

F. Patru, D. Mourard, and O. Lardière, 2007, "Optimization of the direct imaging properties of an optical fibered long baseline interferometer", to be published in *MNRAS*

### **PUBLICATIONS DANS DES COLLOQUES INTERNATIONAUX**

F. Patru, D. Mourard, O. Lardière, A. Spang, J.M. Clause, P. Antonelli, Y. Bresson, S. Lagarde, 2004, "An interferometric imaging test bench : The densified pupil concept applied to the VLTI", *Proc. SPIE*, 5491, 1613

F. Patru, D. Mourard, O. Lardière, A. Spang, J.M. Clause, P. Antonelli, Y. Bresson, S. Lagarde, 2005, "First results from SIRIUS, the interferometric imaging demonstrator for VIDA", *Proc. ESO Astrophysics Symposia Proceedings : VLTI 2nd generation instrument*, in press

F. Patru, D. Mourard, O. Lardière, L. Delage, and F. Reynaud, 2005, "Direct Imaging in Interferometry : Concept of a Pupil Densifier using Single-Mode Fibers", *Proc. JE-NAM in Liège (Belgium), Technology roadmap for future interferometric facilities*, 45

F. Patru, D. Mourard, O. Lardiere, L. Delage, and F. Reynaud, 2006, "Direct Imaging in Interferometry : Technical Aspects and Preliminary Results of a Fibered Pupil Densifier", *Proc. SPIE*, 6268, 57

### **PUBLICATIONS DANS DES COLLOQUES NATIONAUX**

F. Patru, D. Mourard, O. Lardière, A. Spang, J.M. Clause, P. Antonelli, Y. Bresson, S. Lagarde, 2004, "An interferometric imaging test bench : The densified pupil concept applied to the VLTI", *SF2A*, 187

F. Patru, D. Mourard, O. Lardière, A. Spang, J.M. Clause, P. Antonelli, Y. Bresson, S. Lagarde, 2005, "Concept of a pupil densification assembly using optical fibers", *SF2A*, 263

## **COMMUNICATIONS ORALES DANS LES COLLOQUES INTERNATIONAUX**

"Direct Imaging in Interferometry : Concept of a Pupil Densifier using Single-Mode Fibers",  
Coll. JENAM 2005 in Liège (Belgium), European Interferometry Initiative Workshop organized in the context of the 2005 Joint European and National Astronomy Meeting "Distant Worlds", Technology road-map for future interferometric facilities

"Direct Imaging in Interferometry : Technical Aspects and Preliminary Results of a Fibered Pupil Densifier",  
Coll. SPIE 2006 in Orlando (USA), Astronomical Telescopes and Instrumentation : Advances in Stellar Interferometry

# Bibliographie

- Aime C., Soummer R. 2003, "Introduction to stellar coronagraphy with entrance pupil apodization", *Astronomy with High Contrast Imaging*, EAS Publications Series, 8, 79
- Aime C., Soummer R. 2003, "Redundant versus non-redundant apertures for exoplanet detection", *Astronomy with High Contrast Imaging*, EAS Publications Series, 8, 353
- Aime C. 2005, "Radon approach to shaped and apodized apertures for imaging exoplanets", *A&A*, 434, 785
- Aime C. 2003, "Fourier Optics : Imaging with diluted apertures", *Astronomy with High Contrast Imaging*, EAS Publications Series, 22, 351
- Allen C.W. 2000, "Allen's Astrophysical Quantities", Fourth Edition, Arthur N. Cox, Editor
- Aristidi E. et al. 2005, "Interferometric Remapped Array Nulling", *EAS Publications Series*, 12, 103
- Armstrong J.T. et al. 1998, "The Navy Prototype Optical Interferometer", *ApJ*, 496, 550
- Assus et al. 1979, "The CERGA infrared interferometer", *JOpt*, 10, 345
- Babcock H.W. 1953, *PASP*, 65, 229
- Baldwin J. E. et al. 1986, "Closure phase in high-resolution optical imaging", *Nature*, 320, 595
- Baldwin J.E. et al. 1996, "The first images from an optical aperture synthesis array : mapping of Capella with COAST at two epochs", *A&A*, 306, 13
- Baron F. 2005, "Definition et test d'un capteur de cophasage sur télescope multipupilles : Application à la détection d'exoplanètes et à l'observation de la Terre", Thèse de l'Université de Paris VI - Pierre et Marie Curie
- Baudoz P. et al. 2002, "Achromatic interfero coronagraph : I. Theoretical capabilities for ground-based observations", *A&As*, 414, 319
- Beckers J.M. 1993, "Adaptive optics for astronomy : Principles, performance and applications", *ARA&A*, 31, 13
- Beichman et al. 2006, "TPF-I : status and recent progress", *Proc. SPIE*, 6268, 29
- Berger et al. 2001, "Integrated optics for astronomical interferometry. IV. First measurements of stars", *A&A*, 376, 31
- Bester M. et al. 1990, "Long baseline interferometer for the mid-infrared", *Proc. SPIE*, 1237, 40
- Blazit A. et al. 2005, "CPNG-Algol : photon-counting cameras for visible interferometry", *Coll. JENAM, Technology Roadmap for future Interferometric Facilities*, 59
- Bontemps S. et al. 1996, "Evolution of outflow activity around low-mass embedded young stellar objects", *A&A*, 311, 858

- Borkowski V. et al. 2004, "Sensitivity of the 'dispersed speckles' piston sensor in multi-aperture interferometers and hypertelescopes", *A&A*, 429, 747-753
- Busher D. et al. 1990, "Detection of a bright feature on the surface of Betelgeuse", *MNRAS*, 245, 7
- Buscher D.F. et al. 2006, "The Magdalena Ridge Observatory Interferometer : a high-sensitivity imaging array", *Proc. SPIE*, 6307, 11
- Byrne P.B. 1996, "On the believability of polar spots", *Proc. IAU, Symp.*, 176, 299
- Carillet M. 2002, "Restoration of interferometric images : II. The case-study of the Large Binocular Telescope", *A&A*, 387 ; 744
- Cassaing F. et al. 2006, "BRISE : a multipurpose bench for cophasing sensors", *Proc. SPIE*, 6268, 104
- Delplancke et al. 2006, "PRIMA for the VLTI : a status report", *Proc. SPIE*, 6268, 31
- den Hartog et al. 2006, "Status and recent progress of the Darwin mission in the Cosmic Vision program", *Proc. SPIE*, 6268, 58
- Chelli A., Mariotti J.M. 1986, "Visibility and phase analysis for image and pupil plane interferometry at optical wavelengths", *A&A*, 157, 372
- Chesneau O. et al. 2006, "A close look into the carbon disk at the core of the planetary nebula CPD-56°8032", *A&A*, 455, 1009
- Clausse J.M. 2006, Notes internes
- Colavita M.M. et al. 1999, "The Palomar Testbed Interferometer", *ApJ*, 510, 505
- Colavita M. et al. 2003, "Observations of DG Tauri with the Keck Interferometer", *ApJ*, 592, 83
- Collier Cameron A. 1996, "Stellar prominences (review)", *Proc. IAU, Symp.*, 176, 449
- Cornwell T. 1988, *IEEE Transactions on Antennas and Propagation*, 36, 1165
- Coudé Du Foresto V. et al. 1997, "Deriving object visibilities from interferograms obtained with a fiber stellar interferometer", *A&As*, 121, 379
- Coudé Du Foresto, V. et al. 1998, "FLUOR fibered instrument at the IOTA interferometer", *Proc. SPIE*, 3350, 856
- Coudé du Foresto V. et al. 2003, "FLUOR fibered beam combiner at the CHARA array", *Proc. SPIE*, 4838, 280
- Creech-Eakman et al. 2006, "Magdalena Ridge Observatory interferometer : status update", *Proc. SPIE*, 6268, 70
- Danchi W.C. et al. 2006, "Scientific rationale for exoplanet characterization from 3-8 microns : the FKSI mission", *Proc. SPIE*, 6268, 62
- Davis J. et al. 1999, "The Sydney University Stellar Interferometer - II. Commissioning observations and results", *MNRAS*, 303, 783
- Delage L. et al. 1997, "Analysis of polarisation requirements in a fiber-linked stellar interferometer", *Integrated Optics for Astronomical Interferometry*, eds. P. Kern and F. Malbet, Grenoble, 115, 37
- Delage L. et al. 2000, "Laboratory Imaging Stellar Interferometer with Fiber Links", *Appl. Opt.*, 34, 6406

- Delage L. et al. 2000, "Analysis and control of polarization effects on phase closure and image acquisition in a fibre-linked three-telescope stellar interferometer", *J. Opt. A. : Pure Appl. Opt.*, 2, 147
- Delage L. 2006, Rapport CNES mi-parcours "Etude de principe de modulation temporelle dans un hypertelescope fibré"
- Domiciano de Souza A. 2003, "Modélisation et observation en interférométrie stellaire : rotation, pulsation et taches", Thèse de l'Université de Nice Sophia-Antipolis
- Dubreuil M. 2006, Note interne
- Dyck H.M. et al. 1995, "First 2.2 micrometer results from the IOTA interferometer", *Astrophys. J.*, 109, 378
- Fienup J.R. 1978, "Reconstruction of an object from the modulus of its Fourier transform", *Opt. Lett.*, 3, 1
- Fizeau A.H. 1868, "Prix Bordin : Rapport sur le concours de l'année 1867", *C.R. Acad. Sci. Paris*, 66, 932
- Freytag B. 2003 et al., "Alpha Ori imaging science", *SPIE*, 4838, 348
- Froehly C. 1981, "Coherence and Interferometry Through Optical Fibers", *Scientific Importance of High Angular Resolution at Infrared and Optical Wavelengths*, 285
- Gillet S. et al. 2003, "Imaging capabilities of hypertelescopes with a pair of micro-lens arrays" *A&A*, 400, 393-396
- Glindemann A. et al. 2002, "Functionnal description of the VLTI", publication of ESO
- Golay M. 1971, "Point Arrays Having Compact, Nonredundant Autocorrelations" *JOSA*, 61, 272
- Granato G.L. et al. 1997, "Thick Tori around Active Galactic Nuclei : The case for extended tori and consequences for their X-ray and infrared emission", *ApJ*, 486, 147
- Guyon O. 2002, "Imagerie interférométrique grand champ et applications", Thèse de l'université de Paris
- Guyon O., Roddier F. 2002, "A nulling wide field imager for exoplanets detection and general astrophysics", *A&A*, 391, 379
- Guyon O. 2002, "Wide field interferometric imaging with single-mode fibers", *A&As*, 387, 366
- Hall D.S. 1996, "What we don't know about starspots (review)", *Proc. IAU, Symp.*, 176, 217
- Haniff C.A. et al. 1987, "The first images from optical aperture synthesis", *Nature* 328, 694
- Hatzes A.P. 1996, "Indirect imaging of stellar surface structures", *Publ. ESO, Science with the VLT interferometer*, 200
- Hatzes A.P. 1996, "Doppler imaging results for AP stars (review)", *Proc. IAU, Symp.*, 176, 305
- Hill J.M., Salinari P. 2004, "The Large Binocular Telescope project", *Proc. SPIE*, 5489, 603
- Hillenbrand L.A. et al. 1992, "Herbig Ae/Be stars - Intermediate-mass stars surrounded by massive circumstellar accretion disks", *ApJ*, 397, 613
- Hoffnagle J.A. et al. 2000, "Design and Performance of a Refractive Optical System that Converts a Gaussian to a Flattop Beam", *Appl. Opt.*, 39, 30
- Högbom J.A. 1974, *A&As*, 15, 417

- Hummel C.A. et al. 1998, "Navy Prototype Optical Interferometer Observations of the Double Stars Mizar A and Matar", *Astron. J*, 116; 2536
- Hummel C.A. et al. 2003, "First observations with a co-phased six-station optical long-baseline array : Application to the triple star  $\eta$  Virginis", *A&A*, 125, 2630
- Jackson D.A. et al. 1980, "Elimination of drift in a single-mode optical fiber interferometer using a piezoelectrically stretched coiled fiber", *Appl. Opt.*, 19, 1926
- Jaffe W. et al. 2004, "The central dusty torus in the active nucleus of NGC 1068", *Nature*, 429, 47
- Jankov S. et al. 2001, "Interferometric-Doppler imaging of stellar surface structure", *A&A*, 377, 721
- Jennison R.C. 1958, "A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the Fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent", *MNRAS*, 118, 276
- Keen J.W. et al. 2001, "Numerical simulations of pinhole and single-mode fibre spatial filters for optical interferometers", *MNRAS*, 326, 1381
- Kervella P. et al. 2002, "VINCI, the VLTI commissioning instrument : status after one year of operations at Paranal", *Proc. SPIE*, 4838, 858
- Koechlin L. et al. 1996, "Dispersed fringe tracking with the multi-r0 apertures of the Grand Interféromètre à 2 Télescopes", *Appl. Opt.*, 35, 3002
- Koechlin L. 2003, "Field-resolution ratio in multi-aperture imaging", *EAS Publications Series*, 8, 349
- Laplaud L. 2005, "Validation opto-mécanique de modules piézo-électriques pour le positionnement de fibres optiques sur un banc d'imagerie", rapport de stage de DUT de Mesures Physiques à l'Université de Limoges
- Labeyrie A. 1970, "Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Image Stars", *A&A*, 6, 85
- Labeyrie A. 1975, "Interference fringes obtained on VEGA with two optical telescopes", *Astrophysical Journal*, 196, 71
- Labeyrie A. et al. 1986, "The Optical Very Large Array", *Proc. SPIE*, 628, 323
- Labeyrie A. 1996, "Resolved imaging of extra-solar planets with future 10-100 km optical interferometric arrays", *A&A Suppl. Ser.*, 118, 517
- Labeyrie A. 1997, "Current steps towards kilometric arrays of many telescopes : prospects for snapshot images with 10–4" resolution", *Proc. SPIE*, 2871, 787
- Labeyrie A. 2002, "Hypertelescopes and exo-earth coronagraphy", *Proc. ESLAB 36 Symposium, Earth-Like Planets and Moons*, ESTEC, ESA SP-514
- Labeyrie A. 2003, "Hypertelescope imaging : from exo-planets to neutron stars", *Proc. SPIE*, 4852, 236
- Labeyrie A. 2004, "Feasibility of coupling Euro50 interferometrically to a Carlina hypertelescope", *Proc. SPIE*, 5382, 205
- Lane B.F., Colavita M.M. 1999, "Phase Referenced Stellar Interferometry at PTI", *American Astronomical Society, 195th AAS Meeting, Bulletin of the American Astronomical Society*, 31, 1503
- Lardièrè O. et al. , 2003, "VIDA (VLTI Imaging with a Densified Array) : a densified pupil combiner proposed for snapshot imaging with the VLTI", *Proc. SPIE*, 4838, 170
- Lardièrè O. et al. 2004, "Coronagraphic imaging on the VLTI with VIDA", *EAS Publications Series*, 12, 299

- Lardière O. et al. 2004, "VIDA, a hypertelescope on the VLTI : last instrument design studies and performance analysis", Proc. SPIE, 5491, 415
- Lardière O. et al. 2005, "VIDA, a direct spectro-imager for the VLTI", ESO workshop on "The power of optical/IR interferometry : recent scientific results and 2nd generation VLTI instrumentation", Garching b. Mnchen, Germany, 4-8 April, 2005, in press
- Lardière O. et al. 2007, "Direct imaging with highly diluted apertures. I. Field of view limitations", to be published in MNRAS
- Lawson P.R. 2000, "Principles of Long Baseline Stellar Interferometer", <http://ol-bin.jpl.nasa.gov/iss1999/coursenotes.html>
- LeBlanc F. et al. 1994, "The effect of constant horizontal magnetic fields on model atmospheres of AP stars", ApJ, 431, 388
- Le Bouquin J.B., Tatulli E. 2006, "Pupil plane optimization for single-mode multi-axial optical interferometry with a large number of telescopes", MNRAS, to be published
- Leinert et al. 1998, "MIDI : a mid-infrared interferometric instrument for the VLTI", Proc. SPIE, 3350, 389
- Le Coroller H. et al. 2004, "Tests with a Carlina-type hypertelescope prototype. I. Demonstration of star tracking and fringe acquisition with a balloon-suspended focal camera", A&A, 426, 721
- Le Duigou et al. 2006, "PEGASE : a space-based nulling interferometer", Proc. SPIE, 6268, 56
- Lena P. et al. 2004, "37<sup>th</sup> Liège International Astrophysics Colluquium : Conclusions and perspectives", Science Cases for the Next Generation Optical/Infrared Interferometric Facilities (the post VLTI era), Proc. of the 37<sup>th</sup> Liège International Astrophysical Colloquium, 203
- Liu M.C. 2006, "Astronomical science with laser guide star adaptive optics : a brief review, a current snapshot, and a bright future", Proc. SPIE, 6272, 14
- Lopez et al. 2006, "MATISSE : perspective of imaging in the mid-infrared at the VLTI", Proc. SPIE, 6268, 36
- Malbet F. 1999, "Integrated optics for astronomical interferometry", A&As, 138, 135
- Malbet et al. 2006, "VITRUV : a milli-arcsec spectro-imager for the VLTI", Proc. SPIE, 6268, 35
- Martinache F. 2005, "Reconfiguration de pupille pour la haute résolution angulaire", Thèse de l'Université de Provence
- Martinache F., Lardière O. 2005, "Direct imaging : the natural choice for cophased interferometry", Coll. JENAM, Technology Roadmap for future Interferometric Facilities, 115
- Martinache F. 2004, "Global wavefront sensing for interferometers and mosaic telescopes : the dispersed speckles principle", J. Opt. A : Pure Appl. Opt., 6, 216
- Maire J. et al. 2005, "Wavefront outer scale deduced from interferometric dispersed fringes", A&A, 448, 1225
- Malbet F. et al. 2005, "New insights on the AU-scale circumstellar structure of FU Orionis", A&A, 437, 627
- Matthieu O. 2006, rapport de stage
- Meilland A. et al. 2007, "First direct detection of a Keplerian rotating disk around the Be star  $\alpha$ Arae using the VLTI/AMBER instrument", A&A, in press

- Michelson A.A., Pease F.G. 1921, "Measurement of the diameter of  $\alpha$  Orionis with the interferometer", *Astron. J.*, 53, 249
- Miroshnichenko A.S. et al. 1997, "On Protostellar Disks in Herbig Ae/Be Stars", *ApJ*, 475, 41
- Monnier J.D. et al. 2004, "High-Resolution Imaging of Dust Shells by Using Keck Aperture Masking and the IOTA Interferometer", *ApJ*, 605, 436
- Monnier et al. 2004b, "The Michigan Infrared Combiner (MIRC) : IR imaging with the CHARA Array", *Proc. SPIE*, 5491, 1370
- Mourard D. et al. 1989, "The rotating envelope of the hot star Gamma Cassiopeiae resolved by optical interferometry", *Nature*, 342, 520
- Mourard D. et al. 2001, "The GI2T/REGAIN interferometer", *C.R.A.Sci. Paris*, t2, S. IV, 35
- Mourard et al. 2006, "VEGA : a visible spectrograph and polarimeter for CHARA", *Proc. SPIE*, 6268, 162
- Mourard et al. 2006b, "Recent progress and future prospects of the GI2T interferometer", *Proc. SPIE*, 6268, 7
- Paresce F. 2001, "Scientific Objectives of the VLT Interferometer", ESO, on the web, <http://www.eso.org/projects/vlti/science/VLTscienceMarch2001.pdf>
- Patru F. et al. 2004, "An interferometric imaging test bench : The densified pupil concept applied to the VLT", *Proc. SPIE*, 5491, 1613
- Patru F. et al. 2005, "First results from SIRIUS, the interferometric imaging demonstrator for VIDA", *Proc. ESO Astrophysics Symposia Proceedings : VLTI 2nd generation instrument*, in press
- Patru F. et al. 2005, "Direct Imaging in Interferometry : Concept of a Pupil Densifier using Single-Mode Fibers", *Proc. JENAM in Liège (Belgium), Technology roadmap for future interferometric facilities*, 45
- Patru F. et al. 2006, "Direct Imaging in Interferometry : Technical Aspects and Preliminary Results of a Fibered Pupil Densifier", *Proc. SPIE*, 6268, 57
- Patru F. et al. 2007, "Optimization of the direct imaging properties of an optical fibered long baseline interferometer", to be published in *MNRAS*
- Pedretti E., Labeyrie A., 1999, "A hierarchical phasing algorithm for multi-element optical interferometers", *A&AS*, 137, 543-551
- Pedretti E. et al. , 2000, "First images on the sky from a hyper telescope", *A&AS*, 147, 285
- Pedretti E. 2003, "Systèmes d'Imagerie Interférométriques", Thèse de l'Université de Provence
- Perley, Schwab, Bridle, "Synthesis imaging in radio astronomy", *ASP Conf. Ser. Vol. 6*
- Perrin G. et al. 2002, "OHANA phase II : a prototype demonstrator of fiber linked interferometry between very large telescopes", *Proc. SPIE*, 4838, 1290
- Perrin G. et al. 2004, "Unveiling Mira stars behind the molecules. Confirmation of the molecular layer model with narrow band near-infrared interferometry", *A&A*, 426, 279
- Perrin G. 2005, "Study of molecular layers in the atmosphere of the supergiant star  $\mu$  Cep by interferometry in the K band", *A&A*, 436, 317
- Perrin G. et al. 2006, "Interferometric coupling of the Keck telescopes with single-mode fibers", *Science*, 311, 194

- Perrin G. et al. 2007, "High dynamic range imaging by single-mode filtering and remapping", MNRAS, to be published
- Petrov et al. 2000, "AMBER : the near-infrared focal instrument for the Very Large Telescope Interferometer", Proc. SPIE, 4006, 68
- Quirrenbach et al. 1993, "The Asymmetric Envelope of gamma Cassiopeiae Observed with the MK III Optical Interferometer", ApJ, 416, 25
- Quirrenbach A. 2004, "Extremely Large Synthesis Array : Science and Technology", Science cases for next generation optical/infrared interferometric facilities (the post VLTI era), Proc. of the 37th Liège International Astrophys. Colloquium, 43
- Rabien et al. 2006, "GRAVITY : the AO-assisted, two-object beam-combiner instrument for the VLTI", Proc. SPIE, 6268, 53
- Ragland S. et al. 2006, "First Surface-resolved Results with the Infrared Optical Telescope Array Imaging Interferometer : Detection of Asymmetries in Asymptotic Giant Branch Stars", Astrophys. J., 652, 650
- Reed D.S. et al. 1999, "Hubble Space Telescope Measurements of the Expansion of NGC 6543 : Parallax Distance and Nebular Evolution", Astrophys. J., 118, 2430
- Reithinger S. 2006, "Equilibrage en dispersion chromatique de fibres optiques pour l'intégration dans le module densifieur fibré du banc SIRIUS", rapport de stage de BTS Génie Optique au Lycée Victor Bérard à Morez
- Reynaud F. et al. 1997, "Stabilization and control of a fiber array for the coherent transport of beams in a stellar interferometer", Integrated Optics for Astronomical Interferometry, eds. P. Kern and F. Malbet, Grenoble, 115, 249
- Reynaud F. et al. 2001, "Current status on the contribution of silica fibres to stellar interferometry", C.R. Acad. Sci. Paris, 2, 99
- Reynaud F. et al. 2005, "Guided Optics for Stellar Interferometry", Optics in astrophysics : Proceedings of the NATO Advanced Study Institute on Optics in Astrophysics, Published by Springer, Dordrecht, The Netherlands, 198, 289
- Reynaud F., Delage L. "Proposal for a temporal version of a hypertelescope", submitted to A&A
- Riaud P. 2004, "Basic and future concepts of interferometers, including the confusion effect", Proc. of the 37th Liège International Astrophys. Colloquium, 1
- Rice J.B. 1989, "Mapping stellar surfaces by Doppler imaging - Technique and application", A&A, 208, 179
- Rice J.B. 1996, "Doppler imaging of stellar surface", Proc. IAU, Symp., 176, 305
- Roddier F. 1981, Progress in Optics, Amsterdam, North-Holland Publishing Co., 19, 281
- Roddier F., Lena P. 1984, "Long-baseline Michelson interferometry with large ground-based telescopes operating at optical wavelengths. I - General formalism : Interferometry at visible wavelengths", JOpt., 15, 171
- Roddier F. 1986, "Triple correlation as a phase closure technique", Opt. Communications, 60, 145
- Roddier F. and Roddier C. 1997, "Stellar coronagraph with phase mask", PASP, 109, 815-820
- Rouan D. et al. 2000, "The Four-Quadrant Phase-Mask Coronagraph : I. Principle", PASP, 112, 1479
- Rousset G. et al. 1990, "First diffraction-limited astronomical images with adaptive optics", A&A, 230, 29

- Rogstad D.H. 1968, "A technique for measuring visibility phase with an optical interferometer in the presence of atmospheric seeing", *Appl. Opt.*, 7, 585
- Saleh Bahaa E.A. 1991, *Fundamentals of photonics* (New York : John Wiley)
- Schmider F.X. et al. 2004, "Impact of next generation interferometers on asteroseismology", *Science Cases for the Next Generation Optical/Infrared Interferometric Facilities (the post VLT era)*, Proc. of the 37<sup>th</sup> Liège International Astrophysical Colloquium, 147
- Schöller et al. 2006, "Recent progress at the VLT interferometer", *Proc. SPIE*, 6268, 22
- Schüssler M. 1996, "Distribution of starspots on cool stars (review)", *Proc. IAU, Symp.*, 176, 269
- Schutz A. 2004, "Interféométrie dans le plan pupille, déconvolution", rapport de DEA de l'Université de Nice Sophia Antipolis
- Schwarzschild M. 1975, "On the scale of photospheric convection in red giants and supergiants", *ApJ*, 195, 1375
- Shao M. et al. 1988, "The Mark III stellar interferometer", *A&A*, 193, 357, 1988
- Shaklan S. 1987, "A long-baseline interferometer employing single-mode fibers", *ASP Conf. Ser. 3 : Fiber Optics in Astronomy*, 262
- Shaklan S., Roddier F. 1988, "Coupling starlight into single-mode fiber optics", *Appl. Opt.*, 27, 2334
- Siegman A.E. 1989, *Lasers* (University Science, Mill Valley, Calif.), Sec. 18.4.
- Sozzetti A. 2005, "Astrometric Methods and Instrumentation to Identify and Characterize Extrasolar Planets : A Review", *PASP*, 117, 1021
- Stéphan E. 1874, "Sur l'extreme petitesse du diamètre apparent des étoiles fixes", *C.R. Acad. Sci. Paris*, 78, 1008
- Starck J.L., Pantin E. 2002, "Deconvolution in Astronomy : A Review", *PASP*, 114, 1051
- Stee P. et al. 2004, "A Gas+Dust Model of the Peculiar Envelope of HD 62623 Based on Interferometric Observations", *ApJ*, 602, 978
- Strassmeier K.G. 1996, "Observational evidence for polar spots", *Proc. IAU, Symp.*, 176, 289
- Swain et al. 2003, "Interferometer Observations of Subparsec-Scale Infrared Emission in the Nucleus of NGC 4151", *ApJ*, 596, 163
- Tallon M., Tallon-Bosc I. 1992, "The object-image relationship in Michelson stellar interferometry", *A&A*, 253, 641
- Tango W.J. 1990, "Dispersion in stellar interferometry", *Appl. Opt.* 29, 516
- ten Brummelaar T.A. et al. 2005, "First Results from the CHARA Array. II. A Description of the Instrument", *ApJ*, 628, 453
- Thom C. et al. 1986, "Optical interferometric measurements of  $\gamma$  Cassiopeiae's envelope in the  $H_{\alpha}$  line", *A&A*, 165, 13
- Thomas F. 2006, "Intégration d'un densifieur de pupilles à fibres optiques sur le montage SIRIUS : caractérisation des dispositifs imageurs d'entrée et équilibrage des voies fibrées", rapport de stage de Mesures Physiques à l'Université de Limoges

- Thompson, Moran, Swenson, "Interferometry and synthesis in radio astronomy", Jr. 2nd ed. New York
- Traub W.A. 1986, "Combining beams from separate telescopes" *Appl. Opt.*, 25, 528
- Tuthill P.G. 1997, "Hotspots on late-type supergiants", 285, 529
- Tuthill P.G. 2000, "Michelson interferometry with the Keck I telescope", *PASP*, 112, 555
- Vakili F. et al. 1998, "Evidence for one-armed oscillations in the equatorial disk of zeta Tauri from GI2T spectrally resolved interferometry", *A&A*, 335, 261
- Vakili F. et al. 2004, "Interferometric Remapped Array Nulling", *A&A*, 421, 147
- Vakili F. et al. 2004, "KEOPS : Kiloparsec Explorer for Optical Planet Search, a direct-imaging optical array at Dome C of Antarctica", *Proc. SPIE*, 5491, 1580
- Verbunt F. 2004, "Interferometry and study of binaries", *Science Cases for the Next Generation Optical/Infrared Interferometric Facilities (the post VLTI era)*, *Proc. of the 37<sup>th</sup> Liège International Astrophysical Colloquium*, 147
- Vergnole S. et al. 2004, "Accurate measurements of differential chromatic dispersion and contrasts in an hectometric silica fibre interferometer in the frame of OHANA project", *Optics Communications*, 232, 31
- Vergnole S. et al. 2005, "Nouveaux interféromètres large bande pour l'imagerie haute résolution : interféromètre fibré hectométrique ; utilisation des fibres à cristaux photoniques", *These de l'Université de Limoges*
- Vogt S. et al. 1996, "Doppler images of HR 1099 from 1981-1993", *Proc. IAU, Symp.*, 176, 245
- von der Lühe et al. 1996, "Observing Stellar Surface Structure with the ESO-VLT Inteferometer", *Proc. IAU, Symp.*, 176, 147
- Weigelt G.P. 1977, "Modified astronomical speckle interferometry", *Opt. Commun.*, 21, 55
- Weiner J. et al. 2006, "The Asymmetric Dust Environment of IK Tauri", *Astrophys. J.*, 636, 1067
- Wilson et al. 1997, "The changing face of Betelgeuse", *MNRAS*, 291, 819
- Witkowski et al. 2004, "VLTI/VINCI observations of the nucleus of NGC 1068 using the adaptive optics system MACAO", *A&A*, 418, 39
- Yoshizawa 2006, "MIRA status report : recent progress of MIRA-I.2 and future plans", *Proc. SPIE*, 6268, 8
- Young J.S. et al. 2000, "New views of Betelgeuse : multi-wavelength surface imaging and implications for models of hotspot generation", *MNRAS*, 315, 635